

ФИЗИКА КОСМОСА

*Труды 50-й Международной студенческой
научной конференции*

(Екатеринбург, Россия, 30 января – 3 февраля 2023 г.)



Министерство образования и науки
Российской Федерации

Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б. Н. Ельцина

Ф И З И К А К О С М О С А

Труды 50-й Международной
студенческой научной конференции

(Екатеринбург,

30 января — 3 февраля 2023 г.)

Екатеринбург
2023

УДК 52(063)
ББК22.3я43
Ф50

Печатается по решению
организационного
комитета конференции

Редколлегия:

Э. Д. Кузнецов (ответственный редактор), Д. З. Вибе (Институт астрономии РАН),
А. Б. Островский, С. В. Салий, А. М. Соболев (Уральский федеральный университет),
Б. М. Шустов (Институт астрономии РАН)

Ф50 **Физика** космоса : труды 50-й Международной студенческой научной кон-
ференции (Екатеринбург, 30 янв. — 3 февр. 2023 г.) / Министерство науки
и высшего образования Российской Федерации, Уральский федеральный уни-
верситет. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2023. — 634 с. : ил. — ISBN
978-5-7996-3700-2. — Текст : электронный

ISBN 978-5-7996-3700-2

В сборнике представлены доклады и сообщения студенческой научной кон-
ференции, которая ежегодно проводится в Астрономической обсерватории
Уральского федерального университета. Цель конференции — обобщить дости-
жения в области астрономии и астрофизики и способствовать формированию
навыков и способностей молодых исследователей.

Сборник предназначен для профессиональных астрономов и физиков,
студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

УДК 52(063)
ББК22.3я43

ISBN 978-5-7996-3700-2

© Уральский федеральный
университет, 2023

ФИЗИКА КОСМОСА
50-я МЕЖДУНАРОДНАЯ СТУДЕНЧЕСКАЯ
НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

Организаторы

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Международная общественная организация
«АСТРОНОМИЧЕСКОЕ ОБЩЕСТВО»

УРАЛЬСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра астрономии, геодезии и мониторинга окружающей среды
Астрономическая обсерватория

30 января — 3 февраля 2023 г.

Екатеринбург, Россия

Организационный комитет

Э. Д. Кузнецов (председатель, Уральский федеральный университет), А. М. Соболев (заместитель председателя, Уральский федеральный университет), Д. З. Вибе (Институт астрономии РАН), А. Б. Островский (Уральский федеральный университет), С. В. Салий (Уральский федеральный университет)

Программный комитет

А. М. Соболев (председатель, Уральский федеральный университет), А. Б. Островский (заместитель председателя, Уральский федеральный университет), А. И. Васюнин (Уральский федеральный университет), Д. З. Вибе (Институт астрономии РАН), И. И. Зинченко (Институт прикладной физики РАН), Э. Д. Кузнецов (Уральский федеральный университет), О. К. Сильченко (Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова), В. Ш. Шайдулин (Санкт-Петербургский государственный университет), Б. М. Шустов (Институт астрономии РАН)

Жюри конкурса студенческих научных работ

Д. З. Вибе (председатель, Институт астрономии РАН), Г. Н. Дремова (Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики), Н. Б. Железнов (Институт прикладной астрономии РАН), А. Б. Островский (Уральский федеральный университет), В. Ш. Шайдулин (Санкт-Петербургский государственный университет) О. С. Угольников (Институт космических исследований РАН)

Финансовая поддержка

Отдел по делам молодежи администрации Октябрьского района
г. Екатеринбурга

Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б. Н. Ельцина



СТУДЕНТАМ И ПРЕПОДАВАТЕЛЯМ ЗАШ¹ ПОСВЯЩАЕТСЯ

Команда преподавателей. Вопрос: «Что лучше — сфера или цилиндр?»

Команда студентов. Ответ: «Сфера! Потому что ее преподает А. Б. Островский!»
на КВАС² на ЗАШ-50

О, времени необратимость...

О, жизни суета сует...

О, встреч восторг!

О, душ ранимость...

О, ПЯТЬДЕСЯТ прошедших лет!!!

Бездонность Космоса спасает
В рутине приземленных дел.
И всех как прежде окрыляет,
И восхищает, и пленяет
Вселенной дерзкий беспредел!

08.02.2023

Наталья Дмитриевна Калинина



¹ЗАШ (Зимняя астрономическая школа) — неформальное название конференции «Физика космоса».

²КВАС (Клуб Веселых Астрономов) — традиционный на ЗАШ веселый конкурс.

ЮБИЛЕЙ КОНФЕРЕНЦИЙ «ФИЗИКА КОСМОСА»

Э. Д. Кузнецов, С. В. Салий
Уральский федеральный университет

В статье раскрывается феномен «Коуровских астрономических школ» и вклад их руководителей Клавдии Александровны Бархатовой (1917—1990), Наталии Борисовны Фроловой (1936—2017) и Полины Евгеньевны Захаровой (1940—2020) в формирование уникальной студенческой астрономической школы-конференции. Начало положил астрономический семинар, проходивший с 4 по 7 февраля 1970 г. в Коуровской астрономической обсерватории. За минувшие десятилетия этот небольшой семинар трудами поколений астрономов вырос во Всероссийские с международным участием студенческие научные конференции «Физика Космоса». В 2023 г. состоялась юбилейная, 50-я, конференция.

ANNIVERSARY OF CONFERENCES "PHYSICS OF SPACE"

E. D. Kuznetsov, S. V. Saliy
Ural Federal University

The article reveals the phenomenon of the "Kourovka astronomical schools" and the contribution of their leaders: Claudia Alexandrovna Barkhatova (1917—1990), Natalia Borisovna Frolova (1936—2017) and Polina Evgenievna Zakharova (1940—2020) to the formation of a unique student astronomical conference-schools. The beginning was laid by an astronomical seminar that took place from February 4 to 7, 1970 at the Kourovka Astronomical Observatory. Over the past decades, this small seminar, through the work of generations of astronomers, has grown into Russian student scientific conferences with international participation "Physics of Space". In 2023, the 50th anniversary conference took place.

С 30 января по 03 февраля 2023 г. в Коуровской астрономической обсерватории Уральского федерального университета (УрФУ) проходила юбилейная, 50-я, Всероссийская с международным участием студенческая научная конференция «Физика Космоса», организованная и проведенная силами сотрудников Коуровской астрономической обсерватории и кафедры астрономии, геодезии, экологии и мониторинга окружающей среды Института естественных наук и математики УрФУ. Начало этим, ставшим традиционными, конференциям было положено 53 года назад.

В 1968—1969 гг. по инициативе студентов-астрономов, членов Студенческого научного общества (СНО) Уральского государственного университета (УрГУ), были организованы городские семинары по физике с астрономической секцией. Воодушевленные идеей на следующий год участники СНО решили расширить астрономический семинар, пригласив на него студентов-астрономов из других университетов. При поддержке заведующей кафедрой астрономии и геодезии профессора К. А. Бархатовой было решено проводить семинар в построенной в 1965 г. Коуровской астрономической обсерватории. На первый семинар, 4—7 февраля 1970 г., в Коуровке собрались всего 13 человек: 7 студентов из Уральского, Московского и Казанского университетов и 6 сотрудников кафедры астрономии и геодезии УрГУ, среди которых были два кандидата и один доктор наук. Сотрудники прочитали 4 лекции и 4 научных сообщения, и 5 студентов представили свои доклады. По воспоминаниям участников, вел семинар молодой ученый Лев Федорович Истомир, из лекторов запомнился Марий Анатольевич Свечников, и все были впечатлены работой, представленной студентом УрГУ Владимиром Даниловым (см. рис. 1, 2).

© Кузнецов Э. Д., Салий С. В., 2023

© Фотографии из личных архивов Селезнева А. Ф., Горды С. Ю. и архива обсерватории, 2023



Рис. 1. Участники первого астрономического семинара. Вверху: Юрий Васильевич Никульников на 50-й конференции «Физика космоса» (слева); группа студентов-организаторов Астрономического семинара, 1970 г. слева направо: Юрий Никульников, Владимир Бочаров, Виктор Жилин, Владимир Данилов, Юрий Хренов. По центру: на одном из заседаний семинара, на первом плане студенты 3-го курса МГУ Людмила Браташ и Николай Самусь (слева), Николай Николаевич Самусь, ИНАСАН — доктор физ.-мат. наук, профессор, ведущий научный сотрудник Института астрономии РАН, сопредседатель Международной общественной организации «Астрономическое общество» (справа). Внизу: Владимир Михайлович Данилов — доктор физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник УрФУ (слева), студент 4-го курса УрГУ Владимир Данилов представляет свою работу на семинаре 1970 г. (справа)

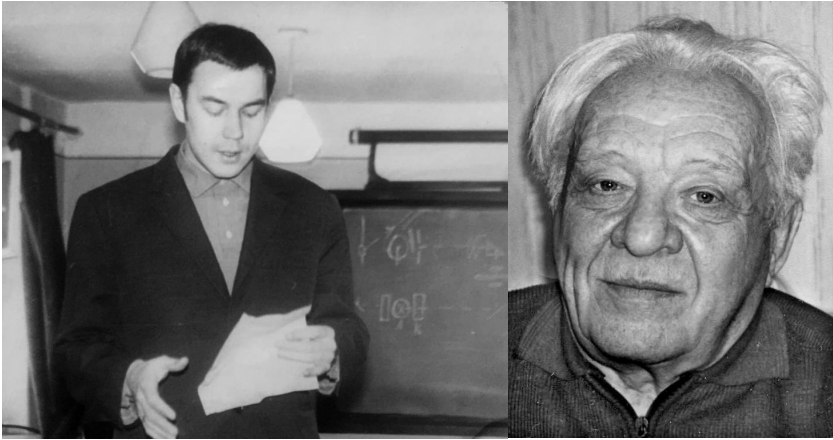


Рис. 2. Сотрудники УрГУ-участники первого астрономического семинара: доктор физ.-мат. наук Марий Анатольевич Свечников (справа), кандидат физ.-мат. наук Лев Федорович Истомин (слева)

Студенческая идея оказалась настолько удачной, что семинар очень быстро перерос в студенческую астрономическую конференцию (участники называют ее Зимней астрономической школой, ЗАШ, или просто — Школой) и продолжает собирать начинающих и уже состоявшихся астрономов и по сей день, уже в 50-й раз. Многие участники конференций, приехав однажды на Школу студентами, вырастают в солидных ученых, защищают диссертации, при этом не расстаются со Школой, приезжают снова и снова, но уже в ранге наставников.

В чем причина популярности Школы? Приведем оценку, данную участником Школы, профессором Ленинградского государственного университета В. В. Ивановым: «Если люди, особенно в молодости, встречаются где-то за общим делом, то между ними возникает общность на всю жизнь. Я уже не раз замечал, что наши студенты, побывавшие на конференциях, образуют дружную группу до конца учебы. Очень полезна такая встреча и для научной молодежи. Ведь не секрет, что многие научные работники зарываются в свои темы и не видят порой того, что сейчас происходит во всей науке. А преподавателей конференция будто снова превращает в студентов, возвращает в молодость. Раз в год Уральский университет дает яркую вспышку, подобную вспышкам Сверхновых».

Ядром научной программы конференций является конкурс студенческих докладов, где компетентное жюри оценивает творческий потенциал студентов, глубину их знаний, широту кругозора, способность защитить результаты своей работы.

Помимо студенческих докладов, в научной программе конференций неизменно содержатся доклады о новых достижениях в исследованиях околоземного пространства, объектов Солнечной системы, звезд, звездных систем, межзвездной среды, Галактики, внегалактических объектов, космологии. Авторами докладов в разные годы были крупнейшие астрономы бывшего СССР, а ныне России и других стран: К. А. Бархатова, Г. С. Бисноватый-Коган, Т. В. Бордовицына, Н. Г. Бочкарев, О. П. Быков, Д. З. Вибе, А. Е. Дудоров, В. Ф. Есилов, Ю. Н. Ефремов, А. В. Засов, И. И. Зинченко, Дж. Карраро, Р. И. Килладе, Ю. Ю. Ковалев, Э. В. Кононович, Н. Г. Макаренко, М. Я. Маров, Д. Я. Мартынов, М. Г. Мингалев, В. В. Орлов, В. С. Осканиян, Е. Д. Павловская, Н. Е. Пискунов,



Участники 7-й конференции, слева направо: профессор К. А. Бархатова (УрГУ, ныне УрФУ), доктор физико-математических наук, академик РАН М. Я. Маров, профессор К. В. Холшевников (ЛГУ, ныне СПбГУ)

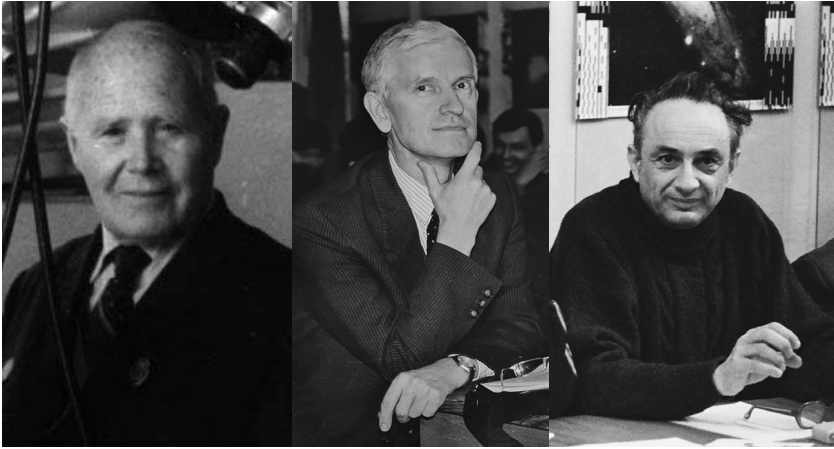
В. В. Подобед, М. Е. Прохоров, Л. В. Рыхлова, Т. А. Рябчикова, Н. Н. Самусь, Н. А. Сахибуллин, М. А. Свечников, О. К. Сильченко, А. А. Соловьев, А. М. Черепащук, А. Д. Чернин, Н. С. Черных, В. М. Четкин, К. И. Чурюмов, Ю. В. Хачай, К. В. Холшевников, Ф. А. Цицин, Б. М. Шустов, Р. Щерба, Я. Э. Эйнасто и многие другие.

В 1977 г. на 7-й конференции три ведущих российских астронома, участники XVI Генеральной ассамблеи Международного астрономического союза, выступили с докладами, которые обсуждались на ассамблее: доктор физико-математических наук М. Я. Маров «Вопросы изучения планет», профессор К. В. Холшевников «Вопросы небесной механики», профессор К. А. Бархатова «Вопросы звездной астрономии». Эта конференция впервые вышла за границы России. На ней присутствовали студенты Таджикского университета из Душанбе. Профессор Ленинградского государственного университета К. В. Холшевников впоследствии стал постоянным участником студенческих конференций, активно помогая организации и проведению, неизменно представляя интереснейшие научные доклады по современным проблемам небесной механики.

Первой действительно представительной была 8-я конференция, которая проводилась в 1979 г. в Кунгурке под Свердловском. На конференцию с обзорными лекциями и научными докладами съехались ученые из Армении, Грузии, Прибалтики, России. Около 60 студентов получили великолепный заряд знаний, оптимизма и желание заниматься проблемами строения Вселенной.

Начиная с 10-й, проходившей в 1981 г., конференции получили название «Физика Галактик». В работе 10-й конференции приняли участие представители 12 университетов (Дальневосточный, Иркутский, Казанский, Ленинградский, Московский, Одесский, Таджикский, Тбилисский, Томский, Уральский, Харьковский, Челябинский). Впервые на конференцию приехал профессор Дмитрий Яковлевич Мартынов, директор Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга при МГУ, автор учебников «Практическая астрофизика» и «Общая астрофизика» по которым в то время учились все астрономы.

На 11-й конференции (1982 г.) большой интерес слушателей вызвала лекция ученого секретаря Астрономического совета АН СССР Бориса Михайловича Шустова «Эволюция звезд». Доктор физико-математических наук Б. М. Шустов, ныне член-корреспондент РАН,



Участники конференции, слева направо: профессор Д. Я. Мартынов (ГАИШ, МГУ), доктор физико-математических наук, член-корр. РАН, Б. М. Шустов (ИНАСАН), член-корр. Грузинской АН Р. И. Киладзе (Абастуманская АО)

научный руководитель Института астрономии РАН, с тех пор стал постоянным участником и соорганизатором всех последующих конференций. При его деятельном участии состав участников конференции регулярно пополняется представителями различных академических учреждений Москвы.

С 12-й конференции (1983 г.) начинают систематически приезжать сотрудники Института космических исследований и Астрономического совета АН СССР, заметно возрастает количество научных сообщений. В этом году впервые были проведены тематические секционные заседания «Кинематика и динамика Галактики» и «Межзвездный газ».

Начиная с 14-й конференции (1985 г.), ежегодно проводится конкурс студенческих докладов. На эту конференцию первый раз приехал член-корреспондент Грузинской АН Ролан Ильич Киладзе, который сразу очаровал всех участников и на долгие годы стал душой Школы.

15-я конференция интересна тем, что в 1986 г. произошло очередное возвращение к Солнцу кометы Галлея. Известный исследователь комет, на тот момент еще кандидат физ.-мат. наук, а впоследствии профессор Киевского университета, член-корреспондент Национальной академии наук Украины, действительный член Нью-Йоркской академии наук, Клим Иванович Чурюмов и сотрудник Института теоретической астрономии АН СССР Н. А. Беляев рассказали о прошлом и настоящем кометы, показали цветной звуковой фильм. Доктор физико-математических наук Клим Иванович Чурюмов стал в дальнейшем постоянным участником студенческих конференций, запомнился как неутомимый путешественник и яркий рассказчик, который привозил на Школу чрезвычайно интересные, часто сенсационные новости кометного мира.

19-я конференция оказалась самой представительной из всех 50 проведенных. В Коуровскую астрономическую обсерваторию в 1990 г. съехалось 156 человек, из которых 92 были студентами 17 университетов и 8 педагогических институтов страны. Обсерватория была не в состоянии вместить такое количество участников, поэтому все заседания проводили в холодном клубе турбазы «Чусовая».

Активный участник Школ Валентин Федорович Ешипов (ГАИШ МГУ) — астроном-



Участники конференции, слева направо: Н. А. Сахибуллин (КГУ), Т. В. Бордовицына (ТГУ), В. Ф. Есипов (ИНАСАН), К. И. Чурюмов (Киевский ГУ)

наблюдатель, приборостроитель, экспериментатор, который стоял у истоков отечественной электронной спектроскопии, участвовал в разработке бортовых приборов для космических аппаратов. Валентин Федорович неоднократно выступал на Школе с докладами об особенностях постановки и реализации космических экспериментов, в которых он принимал непосредственное участие, начиная с первых лет космической эры. Валентин Федорович прямо в ходе лекции ставил эксперименты. Например, с помощью небольшого ПЗС-спектрометра снимал через форточку спектр ночного неба и доказывал, что в нашей атмосфере присутствует кислород, а в лампах уличного освещения используются инертные газы.

Академик АН Татарстана Наиль Абдуллович Сахибуллин (Казанский государственный университет) неоднократно представлял на Школах результаты исследований по моделированию звездных атмосфер. Ученики Наиль Абдулловича продолжают регулярно участвовать в конференциях.

Непременными участниками конференции являются представители томской школы

небесной механики, возглавляемой профессором Татьяной Валентиновной Бордовицной (Томский государственный университет). Томичи регулярно рассказывают о современных методах исследования динамической эволюции искусственных спутников Земли и малых тел Солнечной системы.

С 1992 г. конференция стала называться «Физика Космоса». Это название больше раскрывает сформировавшуюся на тот момент насыщенную и разнообразную научную тематику конференции.

В 1997 г., на 26-й конференции, научная программа была дополнена стендовыми докладами, их было представлено более 10. Также впервые в истории студенческих конференций была проведена Астрономическая олимпиада для студентов-астрономов. Разработка методики и проведение олимпиады в области астрономии и космической физики в процессе работы конференции принадлежит всецело доценту кафедры астрономии и геодезии УрГУ Н. Б. Фроловой.

Первые тезисы были изданы в 1989 г., на 18-й конференции, а с 1997 г., кроме тезисов научных докладов, издаются избранные обзорные лекции по астрономии, которые являются хорошим подспорьем для всех интересующихся современным состоянием астрономии.

Но не только научной программой славится ЗАШ. Большую роль на конференции играет неформальное общение начинающих и уже состоявшихся астрономов. В свободное от докладов время участники с удовольствием ходят на лыжах, катаются с горок, а по вечерам непременно собираются на вечерние заседания: посидеть у костра или послушать профессиональных и самодельных музыкантов, или на традиционный КВАС (Клуб Веселых Астрономов).

Так за минувшие десятилетия небольшой семинар трудами поколений астрономов вырос сначала в Зимние астрономические школы, затем конференции «Физика Галактики» и, наконец, в современную конференцию «Физика Космоса». Феномен «Коуровских астрономических школ» — формирование уникальной студенческой астрономической школы-конференции — стал возможен благодаря активной работе руководителей конференций Клавдии Александровны Бархатовой (1917—1990), Натальи Борисовны Фроловой (1936—2017) и Полины Евгеньевны Захаровой (1940—2020). Трудно переоценить вклад каждой из этих женщин в формирование Школы, но, пожалуй, наиболее заметным является вклад П. Е. Захаровой, которая была бессменным председателем оргкомитета 26 конференций (с 1991 по 2016 г.) — более половины проведенных на сегодняшний день конференций. Именно при Полине Евгеньевне Школа приобрела широкую известность и была названа «Меккой российских астрономов».

В 1996 г. решением Международного астрономического союза малой планете № 4964 было присвоено имя Коуровка в честь Астрономической обсерватории Уральского государственного университета, в которой, как сказано в свидетельстве, «ежегодно проводится Зимняя студенческая астрономическая школа, и Коуровка стала своего рода Меккой для российских студентов-астрономов». В этом же году малой планете № 4780 было присвоено имя Polina в честь директора Коуровской астрономической обсерватории П. Е. Захаровой, чей вклад в проведении зимних астрономических конференций трудно переоценить. Годом ранее малой планете № 5781 было присвоено имя Barkhatova в честь основателя Коуровской обсерватории Уральского университета К. А. Бархатовой. В 1999 г. малой планете № 6165 присвоено имя Frolova в честь доцента кафедры астрономии и геодезии Уральского государственного университета Н. Б. Фроловой, одного из организаторов зимних астрономических конференций. Так астрономическая общественность отметила успехи уральских астрономов в проведении научных исследований и их заслуги в проведении уникальных мероприятий — студенческих научных астрономических конференций «Физика Космоса».

Конференции неоднократно включались в государственные программы, их проведение поддерживалось фондами, отдельные мероприятия конференций поддерживаются район-



К. А. Бархатова, П. Е. Захарова, Н. Б. Фролова. Свидетельства о присвоении малым планетам имен Barkhatova, Polina, Kourovka, Frolova

ной администрацией, университетами, институтами и *Астрономическим обществом*.

В 1984 г. конференция была включена в план проведенных студенческих и республиканских конференций в вузах РСФСР (приказ № 538 от 28.08.1984 Министерства высшего и среднего специального образования РСФСР).

В 1986 г. конференция была включена в «Комплексную программу развития научно-технического творчества студентов высших и учащихся средних учебных заведений РСФСР» (приказ-постановление № 80-103/4а-58 от 29.01.1986).

В 1994–2018 гг. конференция поддерживалась грантами Российского фонда фундаментальных исследований.

В 1997–2004 гг. конференция была включена в федеральную целевую программу «Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки».

В 2001–2003 и 2005 гг. конференция поддерживалась грантами INTAS.

В 2015–2021 гг. поддержка конференции осуществлялась в рамках «Программы повышения конкурентоспособности УрФУ».

Конкурс студенческих докладов — содействие проведению конкурса оказывали комитет (отдел) по делам молодежи администрации Октябрьского района г. Екатеринбург, ГАИШ МГУ, ИНАСАН и др.

Конкурс докладов аспирантов и молодых ученых проводит Международная общественная организация «Астрономическое общество».

Отметим, что идея проводить конференцию в разных городах не прижилась. Только четыре раза конференция проходила вне Свердловской области: в 1984 г. в Саранске, 1985 и 1987 гг. в Челябинске, 1992 г. в Киеве. С 1993 г. конференция постоянно проводится в Коуровской астрономической обсерватории.

Несмотря на то, что конференции имеют ранг всероссийских, география мест, откуда приезжают участники, как правило, шире. В Советском Союзе в конференциях регулярно принимали участие студенты и преподаватели из союзных республик: Азербайджана, Армении, Грузии, Латвии, Молдавии, Таджикистана, Узбекистана, Украины, Эстонии и др. После распада СССР на конференции практически ежегодно приезжают зарубежные участники. С 1993 г. на конференциях побывали участники из Австралии, Азербайджана, Германии, Италии, Ирака, Китая, Латвии, Панамы, Польши, Судана, США, Украины, Финляндии, Франции, Швеции, Японии и др. Российские участники представляют более двадцати населенных пунктов: Волгоград, Екатеринбург, Ирбит, Иркутск, Казань, Каменск-Уральский, Красноярск, Москва, Научный, Нижний Архыз, Нижний Новгород, Обнинск, Озерск, Ростов-на-Дону, Самара, Санкт-Петербург, Снежинск, Сыктывкар, Томск, Улан-Удэ, Уфа, Челябинск и др.

Приведенные в статье сведения, как правило, относятся к конференциям, проходившим в прошлом столетии, т. к. именно в это время закладывались традиции и формировался современный облик конференций. Подробнее познакомиться с историей конференций можно на сайте Школы: <https://astro.insma.urfu.ru/school>. Начиная с 31-й конференции, состоявшейся в 2002 г., на сайте размещены списки участников, научные программы, сборники трудов и другая информация. Для нескольких последних конференций доступны архивы фотографий А. Ф. Селезнева.

Опыт проведения 50 Зимних астрономических школ показывает, что студенческая конференция «Физика Космоса» стала традицией, уникальным мероприятием, одним из важных элементов формирования молодых специалистов-астрономов. В настоящее время сложился дружный коллектив единомышленников, работающих над организацией, проведением и совершенствованием работы студенческих конференций.



«Заседания» на свежем воздухе



Самодельные концерты, КВАС и концерты профессиональных музыкантов на Школе



Участники 50-й конференции «Физика Космоса»

Обзорные лекции



Septem artes liberales.
Гравюра. XV в.

ХИМИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

Д. З. Вие

Институт астрономии РАН, Москва, Россия

В лекции представлены особенности астрохимических процессов, в которых участвуют изолированные молекулы, находящиеся в возбужденных колебательных и вращательных состояниях. Основное внимание уделено реакциям с участием возбужденной молекулы водорода. Подчеркивается, что в ряде случаев, в частности при моделировании фотодиссоциационных областей, учет возбужденных состояний атомов и молекул, особенно молекулы водорода, должен стать важным элементом современной астрохимической модели.

CHEMISTRY OF EXCITED STATES

D. S. Wiebe

Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

The lecture presents features of astrochemical processes, which involve isolated molecules in excited vibrational and rotational states. A special attention is given to reactions with excited hydrogen molecule. It is emphasized that in some cases, in particular, in studies of photodissociation regions, taking into account of excited states of atoms and molecules, especially H₂ molecule, should become a crucial element of a modern astrochemical model.

Введение

Одним из основных резервуаров межзвездного вещества являются так называемые молекулярные облака (МО) — агрегаты плотного и холодного вещества с максимальными массами порядка нескольких миллионов масс Солнца и максимальными размерами в десятки парсек. Эти облака называются молекулярными, поскольку их основным компонентом является молекулярный водород (H₂). При температурах молекулярных облаков ($T < 100$ К) молекула H₂ практически не излучает, поэтому они в каком-то смысле являются призраками: основная масса их вещества для нас невидима. С другой стороны, исследование МО представляет собой важную часть астрофизики, так как именно в них преимущественно происходит ключевой процесс трансформации газа в звезды и планеты.

В отсутствие излучения молекул водорода молекулярные облака приходится исследовать при помощи «вторичных» индикаторов, а именно пыли и примесных молекул. Пыль представляет собой более простой объект для изучения, однако она, строго говоря, позволяет получить лишь информацию о свойствах именно пылевого компонента. В число этих свойств входят масса (плотность) и температура, но пыли, а не газа. Кроме того, наблюдения пыли не позволяют определить скорость движения вещества. Для определения параметров *газа* (включая параметры его движения) необходимы наблюдения молекулярных линий. С одной стороны, таких линий наблюдается сейчас очень много, а количество известных примесных молекул приближается к трем сотням [1]. С другой стороны, интерпретация подобных наблюдений затрудняется тем, что примесные молекулы в молекулярных облаках характеризуются собственным пространственным распределением, которое отличается от распределения молекулярного водорода (то есть основной массы облака). Примером такого отличия может служить так называемая *химическая дифференциация* [2–4], состоящая

в разном пространственном распределении соединений углерода и соединений азота или насыщенных и ненасыщенных водородом соединений углерода. Очевидно, что для интерпретации наблюдений молекул необходимо понимание происходящих в облаке химических процессов, которыми определяется содержание различных молекул в данной точке облака (и в данный момент времени).

Для количественного описания этих процессов используются уравнения химической кинетики, которые могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_{j,k} k_{jk} n_j n_k - n_i \sum_{i,j} k_{ij} n_j + \sum_j k_j^{\text{ext}} n_j - k_i^{\text{ext}} n_i. \quad (1)$$

Здесь n_i — концентрация i -го компонента; k_{ij} — константа скорости двухчастичной реакции; k_i^{ext} — константа скорости реакции, обусловленной неким внешним фактором (ультрафиолетовым излучением, космическими лучами и пр.). Первое и третье слагаемое описывают синтез i -го компонента, второе и четвертое — его расхождение. Для простоты здесь учтены только процессы в газовой фазе. В более полной постановке задачи уравнения (1) должны быть дополнены описанием реакций, происходящих в твердой фазе (то есть в веществе, адсорбированном на поверхности космических пылинок), а также процессов адсорбции и десорбции (то есть процессов обмена между газовой и твердой фазами).

Для двухчастичных газофазных реакций обычно используется параметризация вида (см. напр. [5])

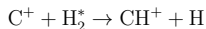
$$k_{ij} = \alpha_{ij} \left(\frac{T}{300 \text{ K}} \right)^{\beta_{ij}} \exp(-\gamma_{ij}/T), \quad (2)$$

известная как модифицированное уравнение Аррениуса. Здесь T — температура газа; α_{ij} — константа скорости для комнатной температуры; β_{ij} — параметр, описывающий зависимость константы скорости от температуры; γ_{ij} — барьер или эндотермичность реакции, выраженные в единицах температуры.

Сейчас считается, что формирование химического состава молекулярных облаков обусловлено главным образом ион-нейтральными реакциями, большинство из которых являются безбарьерными ($\gamma = 0$). Но из этого правила есть несколько важных исключений. В частности, большой эндотермичностью ($\gamma \approx 4500 \text{ K}$) обладает реакция



При низких температурах ($\leq 100 \text{ K}$) нейтральной фазы межзвездной среды (МЗС) такое значение γ фактически означает, что реакция не идет. Это вступает в противоречие с довольно большим содержанием CH^+ , наблюдаемым в диффузных облаках. Поэтому уже давно рассматриваются различные механизмы, способные обеспечить эффективный синтез этого иона. Один из этих механизмов — учет возбужденных колебательно-вращательных состояний молекулы водорода. В частности, даже если молекула водорода находится в первом возбужденном колебательном состоянии ($v = 1$), энергии этого состояния оказывается достаточно для преодоления эндотермичности, так что безбарьерная реакция



протекает существенно быстрее (здесь звездочка символизирует возбужденное колебательно-вращательное состояние). Далее мы рассмотрим, как именно молекула водорода может оказаться в возбужденном состоянии и как это возбуждение влияет на константы скоростей.

Возбуждение молекулярного водорода

Как уже говорилось, молекула H_2 не излучает в условиях молекулярных облаков, однако это не означает, что она вообще неспособна генерировать излучение. В основном электронном состоянии у молекулы водорода 15 колебательных уровней, каждый из которых включает в себя большое количество вращательных уровней, так что общее количество связанных состояний в основном электронном состоянии составляет 302 [6]. На рис. 1 показаны уровни основного и нескольких возбужденных электронных состояний молекулы H_2 , а на рис. 2 отдельно представлены колебательно-вращательные уровни основного электронного состояния ($X^1\Sigma_g^+$). Данные для этих рисунков взяты из ресурсов программы Cloudy [7, 8].

Разница энергий даже между основным ($v = 0$) и первым возбужденным ($v = 1$) колебательным состоянием составляет примерно 0.5 эВ (см. рис. 2). Это означает, что в обычных условиях молекулярных облаков колебательные состояния не населяются. Однако ситуация меняется при возникновении ударных волн (например, в истечениях) или при наличии источника (источников) ультрафиолетового (УФ) излучения. В последнем случае молекула H_2 поглощает ультрафиолетовые фотоны с энергиями порядка 10 эВ в полосах Лаймана и Вернера и переходит в возбужденные электронные состояния $B^1\Sigma_u^+$ и $C^1\Pi_u$. Последующий спонтанный переход в основное электронное состояние (X) примерно в 10–15 % случаях приводит к диссоциации молекулы, а в остальных случаях заселяет возбужденные колебательно-вращательные уровни этого состояния. Далее эмиссионный переходы в более низкие колебательно-вращательные состояния приводит к появлению инфракрасных линий, в том числе известной линии квадрупольного перехода 1-0 S(1) с длиной волны примерно 2.12 мкм (на рис. 2 соответствующий переход показан стрелкой).

С точки зрения связи между состоянием молекулы H_2 и химическими реакциями особый интерес представляют так называемые фотодиссоциационные области (ФДО), возникающие там, где вещество молекулярного облака подвергается действию мощного УФ-излучения, что приводит к значительному заселению колебательных и вращательных состояний молекулярного водорода. В качестве примера на рис. 3 показаны населенности первых десяти вращательных подуровней основного колебательного состояния (здесь и далее рассматривается только основное электронное состояние X) в околосверхповерхностном слое облака с концентрацией $n_{\text{H}} = 10^4 \text{ см}^{-3}$, освещенном УФ-излучением, ин-

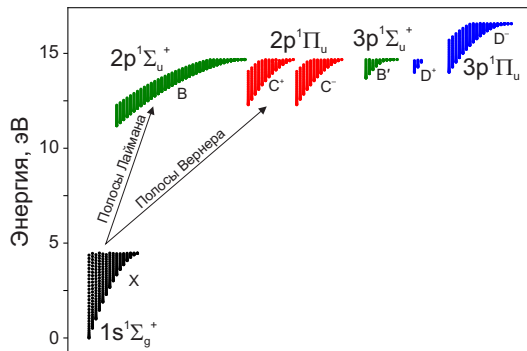


Рис. 1. Колебательные и вращательные уровни основного и нескольких возбужденных электронных состояний молекулы водорода. В каждой группе колебательное квантовое число v увеличивается слева направо. Для каждого электронного состояния указаны полное и сокращенное обозначения

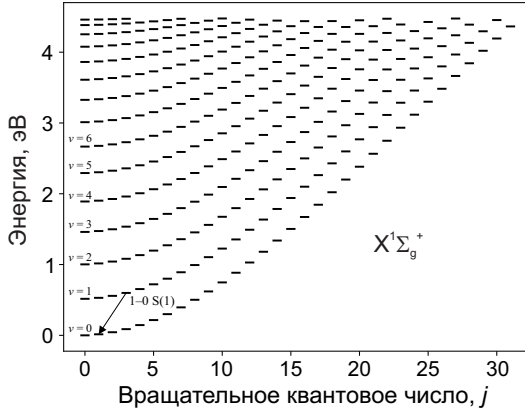


Рис. 2. Колебательные и вращательные уровни основного электронного состояния молекулы водорода. Подписаны несколько первых колебательных состояний. Стрелкой показан квадрупольный переход $1-0\ S(1)$ с длиной волны примерно 2.12 мкм

тенсивность которого в 10^3 раз превышает интенсивность УФ-излучения в околосолнечном пространстве. Расчеты проводились при помощи программы Meudon PDR [9] (<http://ism.obspm.fr>). Вертикальная штриховая линия отмечает границу диффузного облака ($f_{\text{H}_2} = 2n_{\text{H}_2}/n_{\text{H}} > 0.1$). Видно, что в области, где водород находится преимущественно в атомарной форме ($A_V < 0.05$), населенности возбужденных вращательных состояний существенно превышают населенность состояния $v = J = 0$. Однако и справа от штриховой линии населенности возбужденных вращательных уровней остаются значительными.

Населенности вращательных уровней важны при расчете эмиссионного спектра молекулярного водорода. С точки зрения химических процессов более важны возбужденные колебательные состояния. На рис. 4 показаны населенности колебательных уровней для той же ситуации. Максимальные населенности уровней с $v \geq 1$ наблюдаются в области, где абсолютное содержание H_2 невелико из-за фотодиссоциации, однако вплоть до $A_V \sim 1$ относительное содержание молекул H_2 в состояниях с $v \lesssim 4$ остается выше 10^{-8} , что превышает содержание большинства других молекул.

Небольцмановское распределение H_2 по состояниям (с повышенными населенностями возбужденных состояний) может возникать и в более глубоких слоях облака, где оно может быть связано с энергией, которую молекула получает при образовании. Сейчас считается, что молекулы H_2 формируются на поверхностях космических пылинок [10]. Энергия, выделяющаяся в этой реакции (примерно 4.5 эВ), частично поглощается веществом пылинки, частично переходит в кинетическую и внутреннюю энергию молекулы. Поскольку доля энергии, достигающая молекулы, превосходит энергию ее связи с поверхностью пылинки, молекула десорбирует и оказывается в газовой фазе в возбужденном колебательном состоянии как минимум с $v \sim 1-2$ (см. [11] и цитируемую там литературу). Важным фактором заселения возбужденных колебательно-вращательных уровней молекулы H_2 могут быть столкновения с вторичными электронами, возникающими в результате взаимодействия вещества молекулярного облака с космическими лучами [12].

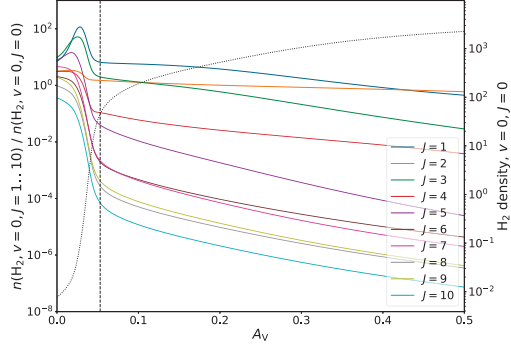


Рис. 3. Населенности вращательных уровней основного колебательного состояния молекулы водорода ($v = 0, J = 1 \dots 10$; цветные линии), отнесенные к населенности состояния $v = J = 0$ (показана отдельно черной пунктирной линией). Вертикальная штриховая линия отмечает границу диффузного облака ($2n_{\text{H}_2}/n_{\text{H}} > 0.1$)

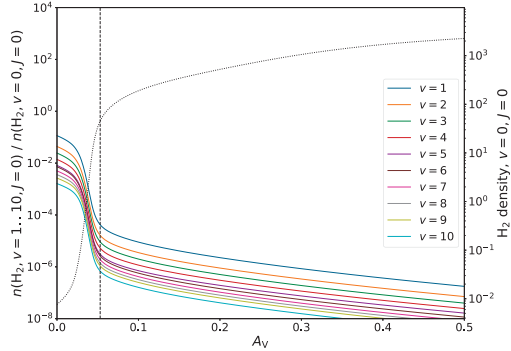


Рис. 4. Относительные населенности колебательных уровней молекулы водорода. Черной пунктирной линией показана населенность состояния с $v = 0$ и $J = 0$. Цветными линиями показаны населенности уровней с $v = 1 \dots 10$ и $J = 0$, отнесенные к населенности состояния $v = J = 0$. Вертикальная штриховая линия отмечает границу диффузного облака ($2n_{\text{H}_2}/n_{\text{H}} > 0.1$)

Реакции с молекулярным водородом в возбужденных колебательно-вращательных состояниях

Одним из ключевых понятий химической кинетики является поверхность потенциальной энергии (ППЭ), которая представляет собой зависимость потенциальной энергии системы из N атомов от их взаимного расположения (в том числе в случаях, когда они полностью или частично объединены в молекулы). В общем случае ППЭ представляет собой поверхность в пространстве размерности $3N - 6$, но для простоты при ее описании обычно рассматривают простейшую систему, состоящую всего из трех атомов — А, В и С. В общем случае такая система характеризуется тремя переменными, например расстояниями от атома В до атома А (r_{AB}) и до атома С (r_{BC}) и углом между направлениями АВ и ВС. Введем дополнительное упрощение, предположив, что атомы располагаются на одной линии. В этом случае поверхность потенциальной энергии можно изобразить на плоскости при помощи изолиний, как показано на рис. 5. Минимумам потенциальной энергии на этой диаграмме соответствуют ситуации, когда атомы А и В или атомы В и С объединены в молекулы, а красной штриховой линией изображено изменение потенциальной энергии в ходе химической реакции



Эта линия называется путем реакции, а отсчитываемая вдоль нее координата, соответственно, координатой реакции. В некой «водораздельной» точке на пути реакции (на рис. 5 оно отмечено синим крестом) располагается максимум потенциальной энергии — активационный барьер, который должен быть преодолен, чтобы реакция произошла. На рис. 6 показано изменение потенциальной энергии вдоль пути реакции (4), или просто кривая реакции. Штриховыми линиями показаны нулевые энергии колебаний молекул-реактентов (E_z^p) и молекул-продуктов (E_z^{np}), а также переходного состояния (E_z^\ddagger). Важными параметрами реакции являются показанные на рис. 6 высота активационного барьера E_0 и изменение энергии системы в ходе реакции ΔU_0 . Знак последнего параметра определяет, происходит реакция с выделением или с поглощением энергии.

Как отмечалось выше, важная роль внутренней энергии атома или молекулы в химических взаимодействиях связана, в частности, с тем, что она позволяет преодолевать воз-

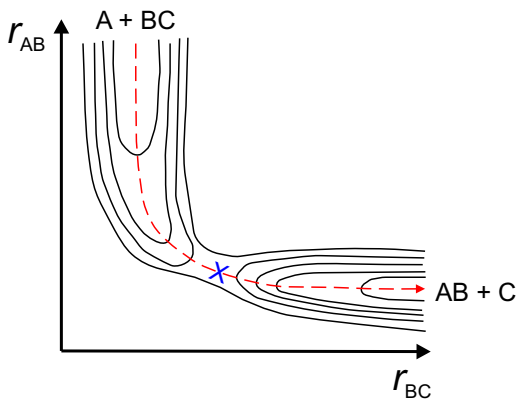


Рис. 5. Схематическое изображение поверхности потенциальной энергии для реакции $A + BC \rightarrow AB + C$

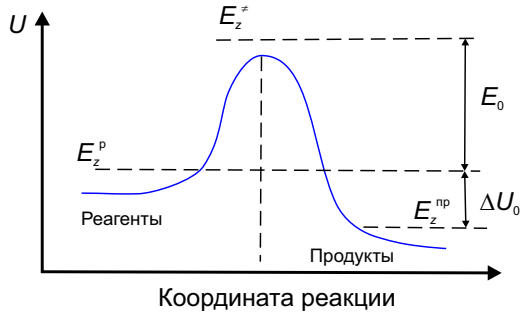


Рис. 6. Изменение потенциальной энергии вдоль пути реакции $A + BC \rightarrow AB + C$

можный активационный барьер. В астрономической литературе рассматриваются преимущественно реакции с возбужденными колебательно-вращательными состояниями молекулярного водорода, поскольку они могут играть важную роль в «становлении» химического состава молекулярных облаков на ранней стадии их эволюции, когда большая часть элементов находится еще в атомарном или ионизованном состоянии. В это время существенны реакции вида



где X — атом или ион одного из распространенных химических элементов ($C, N, O, S, Si \dots$). Примером может служить приведенная выше реакция между молекулой H_2 и ионом углерода (3). Не только она, но и другие подобные реакции либо обладают барьерами, либо являются эндотермическими. На рис. 7 показаны кривые реакций молекулы H_2 с ионом C^+ , а также с нейтральными атомами N и O . Реакция с ионом углерода является безбарьерной (как большинство ион-нейтральных реакций), однако она, как уже говорилось, является эндотермической. Реакции вида (5) с азотом и кислородом также являются эндотермическими, к тому же обладая значительными энергетическими барьерами.

На рис. 7 показаны также энергии, соответствующие различным колебательным состояниям молекулы водорода. Очевидно, что в показанных случаях энергия колебательного возбуждения в состояниях с $v \geq 2$ превосходит энергетические потребности реакции. Но нужно иметь в виду, что учет возбуждения не всегда может быть сведен просто к вычитанию энергии возбуждения из энергии, необходимой для осуществления реакции. Например, расчеты, представленные в работе [13], показывают, что в реакции атомарного кислорода с молекулярным водородом значительный барьер сохраняется, даже если молекула H_2 находится в состоянии с $v = 3$. В общем случае для возбужденных состояний необходимо строить свои ППЭ и рассчитывать константы скоростей реакций, используя эти специфические ППЭ.

Очевидно, что (как минимум) при моделировании ФДО необходимо учитывать реакции с молекулой водорода в возбужденном колебательно-вращательном состоянии (H_2^*). Эта задача состоит из двух частей. Во-первых, необходимо рассчитывать населенности возбужденных состояний. Во-вторых, нужно иметь под рукой соответствующие константы скоростей, которые для молекул H_2 и H_2^* различны. Иными словами, пользоваться параметрами уравнения (2), взятыми из стандартных баз данных [5, 14], нельзя; их нужно рассчитывать (или определять экспериментально) отдельно. Пока эта задача решена только для

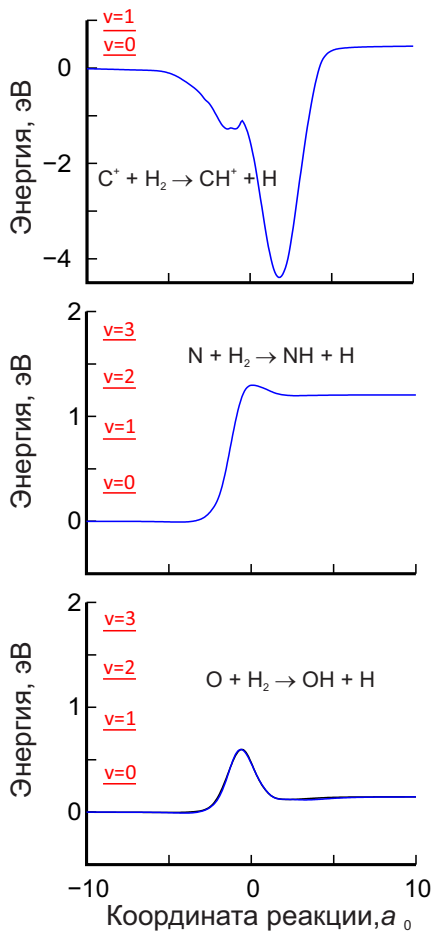


Рис. 7. Энергетические профили пути молекулярного водорода с ионом углерода, атомом азота и атомом кислорода

избранных атомов и ионов и для ограниченного числа возбужденных состояний молекулы H_2 . Ссылки на соответствующие работы и примеры их использования в астрохимических моделях можно найти в статьях [15, 16].

Другие реакции

Реакции атомов и ионов с молекулой H_2^* играют особенно важную роль в астрохимии ФДО, однако ими роль возбужденных состояний не исчерпывается, хотя и в других случаях интерес главным образом привлекают процессы с участием именно этой молекулы. Например, хорошо известно, что молекулярный водород не образуется в газовой фазе. Точнее, газофазные процессы его формирования очень медленны. Однако это справедливо только при условии, что оба атома водорода, из которых нужно образовать молекулу H_2 , находятся в основном электронном состоянии. В работе [17] обсуждается формирование молекулы H_2 в газовой фазе из атомов водорода, один из которых находится в основном состоянии ($n = 1$), а второй — в первом возбужденном электронном состоянии ($n = 2$). Разумеется, эта реакция неэффективна в «обычной» межзвездной среде, но в определенных обстоятельствах может стать важным каналом формирования H_2 .

Учет возбуждения может оказаться необходимым и при вычислении скорости фотодиссоциации молекулы H_2 . В среднем межзвездном поле излучения этот процесс является двухстадийным. Как уже отмечалось, сначала молекула H_2 , поглотив фотон, переходит из основного в одно из возбужденных электронных состояний, а затем возвращается обратно в основное электронное состояние. Этот переход примерно в 10–15 % случаев заканчивается не в связанном вращательно-колебательном состоянии основного электронного состояния, а в колебательном континууме, то есть приводит к диссоциации молекулы. При наличии в поле излучения фотонов с энергией, соответствующей длинам волн менее $\sim 850 \text{ \AA}$, возможна и прямая фотодиссоциация H_2 . В работе [18] рассматривается зависимость скорости этого процесса от того, в каком колебательном состоянии молекула H_2 находилась изначально.

Наконец, в [19] описан процесс диссоциации молекулярного водорода при столкновении с электроном. При условии, что молекула H_2 находится в состоянии с $v \geq 4$, захват ею электрона приводит к формированию возбужденного аниона H_2^- , который затем диссоциирует на H и H^- .

Работа поддержана грантом РФФ 21-12-00373.

Библиографические ссылки

- [1] *McGuire Brett A.* 2021 Census of Interstellar, Circumstellar, Extragalactic, Protoplanetary Disk, and Exoplanetary Molecules // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2022. — Vol. 259, № 2. — P. 30. 2109. 13848.
- [2] *Tafalla M., Myers P. C., Caselli P. et al.* Systematic Molecular Differentiation in Starless Cores // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 569, № 2. — P. 815–835. astro-ph/0112487.
- [3] *Jiménez-Serra I., Zhang Q., Viti S. et al.* Chemical Segregation toward Massive Hot Cores: The AFGL2591 Star-forming Region // *Astrophys. J.* — 2012. — Vol. 753, № 1. — P. 34. 1204. 6335.
- [4] *Spezzano S., Bizzocchi L., Caselli P. et al.* Chemical differentiation in a prestellar core traces non-uniform illumination // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 592. — P. L11. 1607. 03242.
- [5] *Wakelam V., Loison J. C., Herbst E. et al.* The 2014 KIDA Network for Interstellar Chemistry // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2015. — Vol. 217, № 2. — P. 20. 1503. 01594.

- [6] *Roueff E., Abgrall H., Czachorowski P. et al.* The full infrared spectrum of molecular hydrogen // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 630. — P. A58. 1909.11585.
- [7] *Shaw G., Ferland G. J., Abel N. P. et al.* Molecular Hydrogen in Star-forming Regions: Implementation of its Microphysics in CLOUDY // *Astrophys. J.* — 2005. — Vol. 624, № 2. — P. 794–807. astro-ph/0501485.
- [8] *Ferland G. J., Chatzikos M., Guzmán F. et al.* The 2017 Release Cloudy // *Rev. Mex. Astron. Astrofis.* — 2017. — Vol. 53. — P. 385–438. 1705.10877.
- [9] *Le Petit Franck, Nehmé Cyrine, Le Bourlot Jacques, Roueff Evelyne.* A Model for Atomic and Molecular Interstellar Gas: The Meudon PDR Code // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2006. — Vol. 164, № 2. — P. 506–529. astro-ph/0602150.
- [10] *Hollenbach David, Salpeter E. E.* Surface Recombination of Hydrogen Molecules // *Astrophys. J.* — 1971. — Vol. 163. — P. 155.
- [11] *Pantaleone Stefano, Enrique-Romero Joan, Ceccarelli Cecilia et al.* H₂ Formation on Interstellar Grains and the Fate of Reaction Energy // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 917, № 1. — P. 49. 2105.06843.
- [12] *Padovani Marco, Bialy Shmuel, Galli Daniele et al.* Cosmic rays in molecular clouds probed by H₂ rovibrational lines. Perspectives for the James Webb Space Telescope // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 658. — P. A189. 2201.08457.
- [13] *Sultanov Renat A., Balakrishnan N.* Oxygen Chemistry in the Interstellar Medium: The Effect of Vibrational Excitation of H₂ in the O(³P)+H₂ Reaction // *Astrophys. J.* — 2005. — Vol. 629, № 1. — P. 305–310.
- [14] *McElroy D., Walsh C., Markwick A. J. et al.* The UMIST database for astrochemistry 2012 // *Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 550. — P. A36. 1212.6362.
- [15] *Ruaud Maxime.* H₂ Rovibrational Excitation in Protoplanetary Disks and Its Effects on the Chemistry // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 916, № 2. — P. 103. 2102.08295.
- [16] *Goicoechea Javier R., Roncero Octavio.* The role of highly vibrationally excited H₂ initiating the nitrogen chemistry. Quantum study and 3σ detection of NH emission in the Orion Bar PDR // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 664. — P. A190. 2206.10441.
- [17] *Latter William B., Black John H.* Molecular Hydrogen Formation by Excited Atom Radiative Association // *Astrophys. J.* — 1991. — Vol. 372. — P. 161.
- [18] *Glass-Maujean M.* Photodissociation of vibrationally excited H₂ by absorption into the continua of B, C, and Bscript systems // *Physical Review A.* — 1986. — Vol. 33, № 1. — P. 342–345.
- [19] *Janev R. K., Langer W. D., Evans K.* Elementary processes in Hydrogen-Helium plasmas — Cross sections and reaction rate coefficients. — 1987.

АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ЕЖЕГОДНИКИ ИНСТИТУТА ПРИКЛАДНОЙ АСТРОНОМИИ РАН

Н. Б. Железнов, М. В. Лукашова, Г. А. Космодамянский, Н. И. Глебова
Институт прикладной астрономии РАН

В данной статье приводится история эфемеридных изданий, а также современное состояние и перспективы развития астрономических ежегодников, выпускаемых Институтом прикладной астрономии РАН.

ASTRONOMICAL YEARBOOKS OF INSTITUTE OF APPLIED ASTRONOMY OF RAS

N. B. Zheleznov, M. V. Lukashova, G. A. Kosmodamianskiy, N. I. Glebova
Institute of Applied Astronomy of RAS

The history of ephemeris publications, as well as the current state and prospects for development astronomical yearbooks produced by the Institute of Applied Astronomy of the Russian Academy of Sciences are given.

Введение

Краткая история астрономических ежегодников

Практическое приложение теоретической астрономии заключается в вычислении разного рода эфемерид. Основные эфемериды, обеспечивающие производство астрономических и астрономо-геодезических работ, а также морскую и воздушную навигацию, издаются в виде астрономических ежегодников.

В разных странах ежегодники стали публиковаться специально созданными государственными учреждениями очень давно.

“**Connaissance des Temps**” (СТ) издается во Франции с 1678 г. До 1795 г. ежегодник издавался на пожертвования частных судовладельцев, но с 1795 г. по постановлению Конвента его издание было поручено Бюро долгот (Bureau des longitudes). С 1995 г. издается Институтом небесной механики (L’institute de mécanique céleste et de calcul des éphémérides, Paris).

“**The Nautical Almanac and Astronomical Ephemeris**” (NAAE) начал издаваться в Великобритании под эгидой Совета по долготе, основанного в 1714 г.

“**The American Ephemeris and Nautical Almanac**” (AENA) издается с 1855 г. в Морской обсерватории США (U.S. Naval Observatory, Washington).

В 1960 г. два ежегодника NAAE и AENA были объединены в издание “**The Astronomical Almanac**” (AsA), из которого были исключены эфемериды видимых мест звезд.

“**Berliner Astronomische Jahrbuch**” (BAJ) издавался с 1776 г. Берлинской академией наук. С 1960 г. выпуск прекращен.

“**The Japanese ephemerides**” (JE) выпускается с 1943 г. Гидрографическим отделением Береговой службы Японии (Hydrographic Department Japan Coast Guard, Tokio).

“**The Indian Astronomical Ephemeris**” (IAE) издается с 1958 г. Метеорологическим Департаментом Индии (India Meteorological Department, New Delhi).

История российских астрономических эфемерид тесно связана с развитием морского флота России. В 1703 г. в Москве в книге Л. Ф. Магницкого «Арифметика, сиречь наука

числительная...» [1] опубликован список склонений Солнца на 1703—1727 гг., предназначенный специально для русских моряков. В дальнейшем вплоть до 1814 г. в России выходили отдельными изданиями различные таблицы для морской астронавигации, используемые наряду с “Nautical Almanac”. С 1814 по 1855 г. Адмиралтейским департаментом издавался «Морской месяцеслов», но с 1856 г. на флоте стал использоваться только “Nautical Almanac”.

В 1895 г. в России был выпущен первый «Русский астрономический календарь», составленный Нижегородским кружком любителей физики и астрономии. С 1909 по 1923 г. издавался Ежегодник Русского астрономического общества. Оба эти календаря составлены по материалам, взятым из иностранных альманахов, причем публикуемые эфемериды удовлетворяли только любителей. В апреле 1917 г. на I Всероссийском астрономическом съезде П. М. Горшков предложил создать в России «Астрономический ежегодник» (АЕ) по типу зарубежных альманахов. В 1919 г. был создан Государственный вычислительный институт (ГВИ), одной из неотложных задач которого было составление эфемерид малых планет и вычисление других данных, ныне помещаемых в АЕ. В 1920 г. институт выпустил семь отдельных брошюр. Первый же русский АЕ был составлен под руководством Б. В. Нумерова в ГВИ на 1922 г. и выпущен в декабре 1921 г.

В 1928 г. ГВИ был преобразован в Астрономический институт. До 1940 г. большая часть материалов АЕ заимствовалась из зарубежных альманахов “Nautical Almanac” и “Berliner Jahrbuch”, и только эфемериды звезд, отсутствующих в этих изданиях, но входящих в российские наблюдательные программы, а также эфемериды затмений и некоторые таблицы вычислялись в институте.

В отдельные периоды издания АЕ происходили существенные изменения в содержании и форме Ежегодника в соответствии с рекомендациями Международного астрономического союза (МАС) и потребностями пользователей. Наибольшие изменения были в АЕ на 1941, 1960, 1981, 1986, 2007 гг. Эти изменения были вызваны введением новых систем астрономических постоянных, созданием новых теорий движения небесных тел и новых звездных каталогов, расширением разделов АЕ.

АЕ на 1941 г. — это полностью переработанное издание АЕ (ред. Н. И. Идельсон), основные структурные черты которого сохранены до настоящего времени. Он учитывал все потребности астрономо-геодезических работ того времени. Главное достоинство АЕ заключалось в том, что все помещенные в нем эфемериды были вычислены в Институте самостоятельно. Вычисления, набор и печатание АЕ на 1943 г. производилось в трудных условиях военного времени в Казани, Москве и блокадном Ленинграде. В 1943 г. Астрономический институт был преобразован в Институт теоретической астрономии АН СССР (ИТА).

С 1998 г. «Астрономический ежегодник» издается Институтом прикладной астрономии РАН (ИПА РАН) (отв. ред. Н. И. Глебова). В 2007 г. состоялся переход на отечественные эфемериды ЕРМ, и внесены существенные изменения в соответствии с рекомендациями МАС.

Запуск космических спутников и развитие астродинамики в СССР поставили новые задачи перед эфемеридной астрономией, возникли новые требования к форме и точности эфемерид, публикуемых в АЕ. В связи с этим идеи и разработки, реализованные при подготовке АЕ, получили дальнейшее развитие при выпуске «Дополнений к Астрономическому ежегоднику» (ДопАЕ) — специальных таблиц положений и скоростей больших тел Солнечной системы, определенных с повышенной точностью. Первый выпуск ДопАЕ был подготовлен в декабре 1958 г., выпускались до 2000 г.

С 1930 г. в нашей стране стал издаваться специализированный «Морской астрономический ежегодник» (МАЕ) (ред. Н. И. Идельсон), а с 1930 г. и «Авиационный астрономический календарь» (ААК), с 1936 г. получивший название «Авиационный астрономический ежегодник» (ААЕ).

В 2002 г. ИПА РАН и ГМА им. адм. С. О. Макарова разработаны оригинал-макеты

астрономических навигационных пособий аналогичных МАЕ, но в отличие от него рассчитанных на более длительный временной интервал. Речь идет о двухгодичном «**Морском астрономическом альманахе**» (М_{АА}). Важным качеством М_{АА} является то, что его объем лишь на 25–30 страниц превышает объем МАЕ. В 2002 г. вышел в свет первый выпуск М_{АА} на 2002–2003 гг.

Также неоднократно и кардинально менялись форма и содержание «Авиационного астрономического ежегодника» (с 1946 г. ред. И. Д. Жонголович) в зависимости от специфики условий эксплуатации, технической оснащенности воздушных судов и наземного оборудования. Особенно большие изменения происходили в 1987 и 1992 гг. В 1996 г. вышел последний том ААЕ, так как Министерство обороны в силу финансовых затруднений прекратило выпуск ежегодников.

Отечественные эфемериды планет, Солнца и Луны серии ЕРМ

В настоящее время в России существует только одна отечественная эфемерида планет, Солнца и Луны — эфемериды серии ЕРМ, разрабатываемые в ИПА РАН.

Эфемериды ЕРМ [2] (Ephemeris of Planets and Moon) включают высокоточные орбиты планет Солнечной системы, Солнца, Луны, трех крупнейших астероидов (Церера, Паллада, Веста) и четырех транснептуновых объектов (Эрида, Макемаке, Хаумея, Седна). Кроме того, в ЕРМ включена эфемерида физической либрации Луны и разность динамического и земного времени ТТ—ТДВ.

Динамическая модель эфемерид учитывает:

- взаимные возмущения планет, Солнца и Луны;
- возмущения от 301 большого астероида и 30 наибольших ТНО;
- возмущения от двумерного кольца остальных астероидов с оцениваемой массой и радиусами $R_1 = 2.06$ а. е., $R_2 = 3.27$ а. е.;
- возмущения от двумерного кольца остальных ТНО с оцениваемой массой и радиусами $R = 43$ а. е.;
- релятивистские возмущения;
- возмущения от динамического сжатия Солнца.

Включение 30 ТНО в совместное интерполирование вызвало значительное изменение положения барицентра Солнечной системы. Таким образом, только сравнение относительных координат показывает реальные различия различных эфемерид. Количество наблюдений разных типов, использованных для уточнения эфемерид ЕРМ2015, превысило 800 000 на интервале 1913–2014 гг. Сравнение с гелиоцентрическими эфемеридами DE430 (JPL) и INPOP13c (IMCCE) показало, что ошибки современных эфемерид планет и Луны сопоставимы и составляют: метры в расстояниях Земля — планета для внутренних планет и Сатурна, хорошо обеспеченных радарными наблюдениями; ошибки положения Луны на орбите не превосходят 1 м; ошибки в расстоянии Земля — Луна из-за либрации не превосходят 0.4 м.

Эфемериды ЕРМ охватывают интервал времени более 400 лет (1787–2214). Последняя версия созданная версия эфемерид — ЕРМ2017. Вместе с ней выпущена «долгая» версия ЕРМ2017Н, аналогичная ЕРМ2017, но покрывающая интервал времени более 13 100 лет (10 107 BC—AD 3 036).

Вычисление эфемерид, подготовка изданий

В качестве вычислительной базы при создании эфемерид планет и спутников, Солнца и Луны используется астрономическая многофункциональная программная система ЭРА [3] (Ephemeris Research in Astronomy, ERA). Система разработана для проведения научных исследований в астрономии — вычисление эфемерид для любых типов наблюдений в любой шкале времени и для любого расположения наблюдателя, построение наблюдательных программ, обработка различного вида наблюдений для создания численных теорий движения небесных тел.

Современная версия программного комплекса ЭРА-8 [4] основана на платформе Racket и использует SQLite для обслуживания табличных данных. Большая часть численных алгоритмов комплекса ЭРА-8 реализована на языке С. Система ЭРА позволяет создавать программы на проблемно-ориентированном языке высокого уровня СЛОН.

На базе комплекса ЭРА-8 функционируют системы BookA и AEWinERA, с помощью которых вычисляются эфемериды. Оригинал-макеты изданий подготавливаются на единой технологической основе на языке TeX с помощью системы «Издатель» [5], также разработанной в ИПА РАН.

Современное состояние ежегодников

«Астрономический ежегодник» (АЕ)

В «Астрономическом ежегоднике» публикуются эфемериды Солнца, Луны, больших планет и звезд, вычисленные с максимальной точностью в соответствии со стандартами, утвержденными Международным астрономическим союзом (МАС). В качестве эфемеридной основы, начиная с АЕ-2016, при вычислении эфемерид Солнца, Луны и больших планет используются эфемериды EPM2011/m.

Используется прецессионно-нутационная модель IAU2006/2000. Вычисление звездного времени произведено с использованием «угла вращения Земли» и выражения для уравнения равенств, принятых в «IERS Conventions 2003». При вычислении эфемерид звезд использовался фундаментальный каталог FK6, а эфемериды звезд, не вошедших в этот каталог, основаны на использовании каталога HIPPARCOS.

Начиная с издания на 2007 г., в «Астрономическом ежегоднике», наряду с традиционными эфемеридами, публикуются таблицы с параметрами, обеспечивающими проведение вычислений в системе координат CIRS. В АЕ приводятся звездное время, барикентрические положение и скорость Земли, матрицы прецессии и нутации, редукционные величины, оскулирующие элементы орбит больших планет и данные, необходимые для физических наблюдений Солнца, Луны, больших планет и колец Сатурна. Наряду со средними местами звезд с десятидневным интервалом приводятся видимые места 732 звезд, используемых в способах Певцова и Цингера, и ежедневные видимые места 47 близполюсных звезд. Приводятся таблицы для определения широты по наблюдениям Полярной и таблицы высот и азимутов Полярной.

В АЕ приводятся также данные о фазах Луны, планетных конфигурациях, покрытиях планет Луной, восходах и заходах Солнца и Луны для северных широт от 30 до 70°.

АЕ содержит подробные сведения о затмениях Луны и Солнца, прохождении Меркурия и Венеры по диску Солнца. Для солнечных затмений приводятся общие обстоятельства и элементы бесселевой теории, таблицы местных обстоятельств затмения для городов России и стран ближнего зарубежья, а также для некоторых обсерваторий мира. Для лунных затмений и прохождений планет по диску Солнца приводятся общие обстоятельства явления.

Объяснение с примерами дает возможность вычислять различные эфемериды для любого места наблюдения. Подробное описание алгоритмов, используемых в «Астрономическом ежегоднике», можно найти в «Расширенном объяснении к Астрономическому ежегоднику» [6].

Точность публикуемых геоцентрических координат планет и звезд составляет $0.01''$.

«Морской астрономический ежегодник» (МАЕ)

В соответствии с конвенциями Международной морской организации (ИМО) по дипломированию, несению вахты и охране жизни на море и наставлениями по организации штурманской службы Военно-морского флота России все морские суда должны иметь необходимые пособия для:

1. Определения места судна в море: днем — по наблюдениям Солнца и в сумерках — по звездам (когда одновременно видны и звезды, и горизонт).
2. Определения поправки компаса. Постоянный учет этого параметра на каждой вахте, при смене курса, после стрельб и т. д. является одним из важнейших условий безопасного и экономичного плавания. Поправка компаса как суммарное влияние земного и судового магнитного поля на магнитную стрелку судна в открытом море определяется только астрономическими методами.

«Морской астрономический ежегодник» (МАЕ) предназначен для решения указанных выше задач морской астронавигации. Основным содержанием ежегодника являются ежедневные таблицы, включающие данные для вычисления местных часовых углов и склонений Солнца, Луны, Венеры, Марса, Юпитера и Сатурна, а также 160 звезд на любой момент времени. С помощью МАЕ можно получить моменты восходов, заходов, кульминаций светил, сумерек, фазы Луны и азимуты верхнего края Солнца на восходе (заходе).

Эфемериды даны с точностью до $0.1'$. Кроме того, в МАЕ приводятся таблицы видимых мест звезд, азимутов Полярной, таблицы для расчета широты по высоте Полярной и семь приложений, одно из которых содержит основные интерполяционные таблицы и таблицы для вычисления высоты и азимута ТВА-57.

Объяснение, содержащее примеры, иллюстрирует возможность вычисления различных эфемерид для любого момента времени и места наблюдения.

В качестве эфемеридной основы при вычислении эфемерид Солнца, Луны и больших планет использовались отечественные эфемериды серии ЕРМ. При вычислении эфемерид звезд использовался фундаментальный каталог FK6, а эфемериды звезд, не вошедших в этот каталог, основаны на использовании каталога HIPPARCOS.

«Морской астрономический альманах» (МАО-2)

Двухлетний «Морской астрономический альманах» (МАО-2) так же, как и «Морской астрономический ежегодник» (МАЕ), предназначен для решения задач морской астронавигации. Не отличаясь по объему от МАЕ, МАО-2 содержит практически ту же информацию (за исключением данных о восходах и заходах Луны, которые существенно модифицированы), но с продлением срока действия эфемерид на 2 года. Точность эфемерид $0.1'$. Издается с 2001 г. (первый выпуск на 2002–2003 гг.). В 2004 г. был опубликован второй выпуск МАО-2 на 2005–2006 гг.

«Морской астрономический альманах» одобрен Департаментом безопасности мореплавания Государственной службы морского флота (Росморфлот) Министерства транспорта Российской Федерации и рекомендован к использованию судоводительским составом судов флота РФ.

С 2008 г. МАА-2 выходит с объяснением и частью таблиц поправок на русском и английском языках.

Электронные версии ежегодников, программные пакеты, эфемериды в Интернете

Часть материалов на ближайшие два года, интересных любителям астрономии, в том числе публикуемых в АЕ, размещены в Интернете на сайте ИПА РАН: моменты начала астрономических сезонов, коэффициенты полиномов Чебышева для эфемериды Луны, данные о фазах Луны, о планетных конфигурациях, об обстоятельствах солнечных и лунных затмений.

В Интернете также размещается информация, которая не может быть включена в печатное издание АЕ ввиду ограниченности его объема. Как приложение к АЕ на сайте ИПА РАН размещена информация о явлениях в системе галилеевых спутников Юпитера в табличном и графическом представлениях, эфемериды восьми главных спутников Сатурна и Фебы на основе численных теорий, эфемериды спутников Марса, покрытия Луной звезд списка АЕ для территории России. Все численные теории движения, используемые при вычислениях выложенных эфемерид спутников, разрабатываются в ИПА РАН.

В 2010 г. сдана в эксплуатацию первая версия электронной системы **PersAY** — электронной версии АЕ. Система предназначена как для вычисления эфемерид АЕ, так и для вычисления более обширного круга астрономических данных — не только гелио- и гео-, но и топосцентрических эфемерид. Однако ее пролонгация на 2021—2025 гг., а также создание новой версии PersAY в ближайшее время не планируется.

В последние годы в связи с развитием вычислительной техники разрабатываются электронные версии астронавигационных эфемерид. Исключительно важным направлением развития морских астронавигационных эфемерид стало создание специализированных программных систем для решения судоводительских задач. К слову, скорость обработки наблюдений при ручных вычислениях может достигать 30—45 мин, что при современных условиях военных действий может иметь негативные последствия.

В качестве первого этапа в 2010 г. в ИПА РАН был разработан программный комплекс (ПС) «**Штурман**» как интерактивная система удаленного доступа, предназначенная для решения задач, описанных в МАА-2. Система прежде всего ориентирована на учебно-методические цели. Решение задач приводится в полном соответствии с точностью, принятой в этом издании, и с выдачей протокола решения в форме публикуемых в объяснении примеров. Воспользоваться ПС «Штурман» можно на сайте ИПА РАН, причем адаптация к новой версии сайта сделана в 2022 г. [7].

С 2013 г. в ИПА РАН проводится работа по проектированию системы «**Навигатор**» [8] — полной электронной версии МАЕ, с характеристиками, учитывающими пожелания штурманов ВМФ РФ. «Навигатор» должен представлять собой автономную систему, распространяемую на CD-носителе. Система должна не только поставлять эфемеридные навигационные данные повышенной по сравнению с МАЕ и МАА-2 точности, но и решать ряд основных навигационных задач по определению места судна и поправок курсоуказателя из обработки «сырых» наблюдений небесных светил. Кроме того, решение задачи должно быть представлено в виде подробного протокола и по возможности иллюстрировано графическим материалом.

В ПС «Навигатор» решаются десять навигационных задач по определению или уточнению счислимого места судна и определению поправок компаса. Задачи решаются по измеренным высотам и азимутам светил (звезд, Солнца, планет) с учетом движения судна во время наблюдений (азимутальные и высотные линии положений). В ПС используется

каталог звезд, основанный на данных FK6/HIPPARCOS, и значения параметров вращения Земли, публикуемые на сайте ИПА РАН. Рефракция учитывается по Пулковским таблицам 1985 г. Вычисления эфемеридных высот и азимутов светил ведутся с полной точностью 0.01", характерной для АЕ. Вывод решения производится в форме планшета и текстового протокола.

Для программной реализации системы «Навигатор» используется объектно-ориентированная кросс-платформенная среда разработки программного обеспечения Qt, которая предоставляет возможность разрабатывать платформеннонезависимое программное обеспечение, способное работать в разных ОС, таких как Linux, Windows, Mac OS X и др. Qt включает в себя множество классов для работы с сетью, базами данных, а также для создания графического интерфейса.

Что касается графического интерфейса, то к настоящему времени полностью сформирована графическая интерактивная среда «Планетарий», которая, помимо решения ряда задач, позволяет получать изображения звездного неба для любого момента времени и любой точки земного шара как для всей небесной полусферы целиком, так и для ее увеличенной части. Итоговая точность вычисления положений объектов в «Планетарии» зависит от размера экрана, но не хуже 1.5'. Решение задач приводится в полном соответствии с точностью, принятой в этих изданиях, и с выдачей протокола решения в форме публикуемых в объяснении примеров.

Заключение

Следует подчеркнуть, что создание электронной версии МАЕ и МАА-2 не означает завершения издания бумажных носителей эфемеридной морской астронавигационной информации. Недаром не только у нас в стране, но и за рубежом, несмотря на огромный технический прогресс в области электронной вычислительной техники и создания развитых спутниковых навигационных систем, до сих пор издаются различные морские пособия и таблицы. Ни одно судно не имеет права выйти в море без аналогов МАЕ.

Если спрос на такие ежегодники, как МАЕ или МАА-2, будет сохраняться и в будущем, то тираж АЕ будет сокращаться. В настоящее время тираж АЕ составляет 100 экземпляров, хотя в советское время количество выпускаемых книг превышало 1000. Это сокращение связано с развитием компьютерной техники, электронных средств информации, сетевых технологий, Интернета, в результате чего спрос на печатные справочные издания падает. Тем не менее печатное издание полностью не исчезнет, поскольку книга является документом, фиксирующим стандарт вычислений на текущий год. Минимальный спрос остается — книгу заказывают библиотеки различных научных учреждений, обсерваторий, а также специалисты и любители астрономии, которые в своих исследованиях или наблюдениях предпочитают использовать справочные материалы в печатном виде.

В связи с развитием эфемеридной астрономии необходимо постоянно совершенствование как теоретической базы эфемерид, согласующейся с рекомендациями МАС, так и формы представления материалов с учетом развития технических средств, имеющихся в распоряжении пользователей. Кроме того, при подготовке оригинал-макетов ежегодников остается еще много ручного труда, связанного в первую очередь с корректурой. Поэтому также важной задачей является увеличение доли автоматизированного процесса в создании оригинал-макетов ежегодников и сведения фактора человеческой ошибки к минимуму.

Библиографические ссылки

- [1] *Магницкий Л. Ф.* Арифметика, сиречь наука числительная. С разных диалектов на словенский язык переведенная, и воедино собрана, и на две книги разделена. — М., 1703.

- [2] *Путьева Е. В., Павлов Д. А.* Новая версия эфемерид планет и Луны — EPM2015 // Труды ИПА РАН. — 2017. — Т. 43. — С. 42–52.
- [3] *Krasinsky G. A., Vasilyev M. V.* ERA: knowledge base for ephemeris and dynamical astronomy // Dynamics and Astrometry of Natural and Artificial Celestial Bodies : Proc. IAU Coll. — 1997. — Vol. 165. — Kluwer Academic Publishers. — P. 239–244.
- [4] *Pavlov D. A., Skripnichenko V. I.* Rework of the ERA software system: ERA-8 // Systèmes de reference spatio-temporels : Proc. Conf. Journes-2014. — St. Petersburg, 2015. — P. 243–246.
- [5] *Нецветова Г. А.* Издатель — интегрированная среда поддержки издания астрономических ежегодников // Сообщения ИПА РАН. — 2010. — Т. 187.
- [6] *Брумберг В. А., Глебова Н. И., Лукашова М. В. и др.* Расширенное объяснение к «Астрономическому ежегоднику» // Труды ИПА РАН. — 2004. — Т. 10. — С. 488.
- [7] Интерактивная система удаленного доступа для морской астронавигации «Штурман» // URL: <https://iaaras.ru/dept/yearbooks/shturman/>.
- [8] *Лукашова М. В., Свешников М. Л., Парийская Е. Ю., Павлов Д. А.* Астронавигационная система «Навигатор» // Труды ИПА РАН. — 2018. — Т. 46. — С. 87–93.

ДОСТИЖЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ МИЛЛИМЕТРОВОЙ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ АСТРОНОМИИ

И. И. Зинченко

*Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»,
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского*

Представлен обзор основных направлений исследований, важнейших результатов и актуальных научных задач миллиметровой и субмиллиметровой астрономии. Приводятся сведения о существующих и перспективных инструментах этого диапазона.

ACHIEVEMENT AND PROSPECTS OF THE MILLIMETER AND SUBMILLIMETER ASTRONOMY

I. I. Zinchenko

*Federal Research Center Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences,
Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod*

A review of the main areas of research, the most important results and topical scientific problems of millimeter and submillimeter astronomy is presented. Information about existing and prospective facilities of this range is given.

Введение

Миллиметровая астрономия начала активно развиваться в 60-х гг. прошлого века. Были построены первые крупные антенны этого диапазона (например, 11-метровый радиотелескоп НРАО США, РТ-22 ФИАН, РТ-22 КраО и др.), созданы достаточно чувствительные приемники. Обзор начального этапа развития этого направления дан, например, в работе [1]. В последующие годы наблюдался впечатляющий прогресс в совершенствовании приемной техники миллиметровых волн (ММВ), стимулировавшийся в значительной мере именно потребностями радиоастрономии. Шумовая температура приемных систем — основной параметр, характеризующий их чувствительность, — снизилась с конца 60-х гг. примерно на 2 порядка и вплотную приблизилась к так называемому квантовому пределу. Было построено много новых радиотелескопов этого диапазона, в том числе несколько антенных решеток. Одновременно происходило постепенное продвижение в область все более коротких длин волн — в субмиллиметровый диапазон, непосредственно примыкающий к инфракрасному. Это продвижение сдерживалось и все еще сдерживается как техническими причинами, так и непрозрачностью атмосферы на этих длинах волн: большая часть субмиллиметрового диапазона недоступна для наблюдений с поверхности Земли. Ниже кратко описано современное состояние дел в данной области, включая основные направления исследований, актуальные задачи и техническую базу. Необходимо отметить, что полный обзор соответствующих работ представляет собой практически невыполнимую задачу.

Научная значимость миллиметровой и субмиллиметровой астрономии

В настоящее время имеется ряд важных астрофизических задач, которые могут быть решены средствами миллиметровой и субмиллиметровой астрономии [2–4]. Многие из них

связаны с изучением так называемой «холодной» Вселенной. В основном это плотные межзвездные газопылевые облака как в нашей Галактике, так и в далеких объектах. Интересны они прежде всего тем, что в них происходит процесс звездообразования, многие аспекты которого до сих пор не вполне понятны. Температура этих облаков составляет от нескольких до десятков Кельвинов. Пик их излучения при такой температуре лежит в субмиллиметровом диапазоне. Этот диапазон также чрезвычайно насыщен спектральными линиями, отвечающими в основном переходам между вращательными уровнями молекул с относительно низкой энергией возбуждения. В межзвездных облаках найдено очень много разнообразных молекул. Кроме того, наблюдаются линии, возникающие при переходах между уровнями тонкой структуры некоторых атомов и ионов. Наблюдения спектральных линий позволяют изучать физические условия и процессы в межзвездных облаках, а также их химический состав. При этом нагрев пыли и газа осуществляется ультрафиолетовым излучением звезд и другими факторами, связанными в конечном счете с процессами энерговыделения в протозвездах и молодых звездах. Важно то, что межзвездные облака практически прозрачны для миллиметровых и субмиллиметровых волн в отличие от оптического диапазона, где поглощение может достигать 100^m и более. Таким образом, наблюдения в данном диапазоне представляют собой уникальный инструмент исследования внутренних областей плотных межзвездных облаков, которые являются колыбелями новых звезд и недоступны для других методов астрономических исследований. Исследования образования звезд и галактик и являются одним из основных стимулов для развития миллиметровой и субмиллиметровой астрономии. К «холодным» объектам исследования можно отнести и микроволновый «реликтовый» фон, пик интенсивности которого приходится на миллиметровый диапазон.

Наряду с изучением холодной Вселенной, миллиметровая и субмиллиметровая астрономия вносит неоценимый вклад и в исследования объектов, характеризующихся чрезвычайно высоким энерговыделением, — таких как активные ядра галактик, которые, судя по всему, представляют собой аккрецирующие сверхмассивные черные дыры. Именно в этом диапазоне удастся реализовать требуемое сверхвысокое угловое разрешение, а также снизить влияние эффектов рассеяния вдоль луча зрения.

Одно из достоинств использования субмиллиметрового диапазона заключается в том, что в этом диапазоне длин волн имеется минимум фонового излучения, которое складывается из реликтового излучения и излучения межзвездной и межпланетной пыли, что позволяет говорить о «субмиллиметровом окне» для исследования далеких областей Вселенной.

Направления исследований, основные достижения и актуальные задачи

Космология

Основной источник информации о самых ранних этапах эволюции Вселенной — это микроволновое, так называемое реликтовое, излучение, пик интенсивности которого лежит на длинах волн $\lambda \sim 1.5\text{--}2$ мм. Детальные исследования реликтового фона стали возможны благодаря использованию космических аппаратов: COBE, WMAP и Planck. Эти измерения (в сочетании с результатами измерений на более длинных волнах) показали, что спектр реликтового излучения действительно является чернотельным [5]. Никаких отклонений от планковского спектра пока не обнаружено в пределах чувствительности выполненных измерений. Аппарат COBE также впервые обнаружил и мелкомасштабную анизотропию реликтового фона [6] (дипольная анизотропия, связанная с движением Солнечной системы относительно фона, была зарегистрирована ранее [7]). Дальнейшие измерения на аппара-

тах WMAP и Planck, а также некоторые баллонные и наземные эксперименты позволили изучить пространственный спектр этой анизотропии. Анализ этого спектра дает оценки важных космологических параметров в рамках существующих моделей (отношения средней плотности к критической, доли барионной и «темной» материи и пр.).

К актуальным задачам можно отнести, во-первых, поиск искажений спектра реликтового фона. В дорекомбинационную эпоху во Вселенной происходили процессы с выделением энергии, которые должны были оставить неизбежный след в виде характерных спектральных искажений [4]. Такие искажения появляются и в сравнительно поздней Вселенной после рекомбинации из-за рассеяния фотонов в горячей плазме. Эти искажения несут уникальную информацию о физических процессах на разных этапах эволюции Вселенной, связанных с отклонениями от теплового равновесия. Открытие искажений спектра РИ откроет совершенно новый и пока недоступный информационный канал о строении и эволюции Вселенной.

Очень важным для астрофизики является вопрос об образовании первых звезд и галактик. Здесь возникает проблема исследования «темных веков» Вселенной — промежутка времени между эпохой рекомбинации и рождением первых звезд. Пока нет никакой наблюдательной информации об этом периоде. Как представляется, единственный способ получить такую информацию — поиск искажений в спектре реликтового фона, создаваемых простыми молекулами, которые уже должны присутствовать во Вселенной в это время. Правда, ожидаемые искажения чрезвычайно малы. Одной из наиболее перспективных молекул является ион HeH^+ [8, 9], который только недавно был надежно зарегистрирован в космосе [10] (в нашей Галактике). Поиск линии $J = 1-0$ HeH^+ в спектре далекого квазара при красном смещении $z = 6.42$ выявил деталь в спектре с отношением сигнал/шум ~ 3 [11], что не позволяет говорить о ее достоверном обнаружении.

Одна из важнейших задач в исследованиях Вселенной — поиск проявлений первичных гравитационных волн, которые возникают в инфляционных моделях в первые мгновения ее жизни. Единственным наблюдательным проявлением этих волн, как сейчас представляется, является В-мода поляризации микроволнового фона [12]. Помимо первичных гравитационных волн, В-мода может возникать вследствие гравитационного линзирования и рассеяния на пыли в Галактике. Эта компонента измерена в ряде экспериментов [13]. Однако задача поиска излучения с такой поляризацией, обусловленной первичными гравитационными волнами, остается одной из важнейших.

Галактики и скопления галактик

Субмиллиметровые галактики

В ходе обзоров неба на субмиллиметровых волнах было выявлено значительное число так называемых субмиллиметровых галактик, которые являются очень яркими именно в субмиллиметровом диапазоне длин волн. Субмиллиметровое излучение генерируется нагретой пылью, а высокая светимость на этих волнах обусловлена, по-видимому, вспышкой звездообразования, которая может быть вызвана слиянием галактик. Большая часть субмиллиметровых галактик находится на красных смещениях $z \sim 2-4$, и пик их излучения, расположенный в собственной системе отсчета на волнах ~ 100 мкм, смещается, соответственно, на более длинные волны. Однако далеко не всегда, по-видимому, высокие темпы звездообразования обусловлены слиянием галактик (например, [14]). Дальнейшее изучение данных объектов представляет собой важную и актуальную задачу субмиллиметровой астрономии.

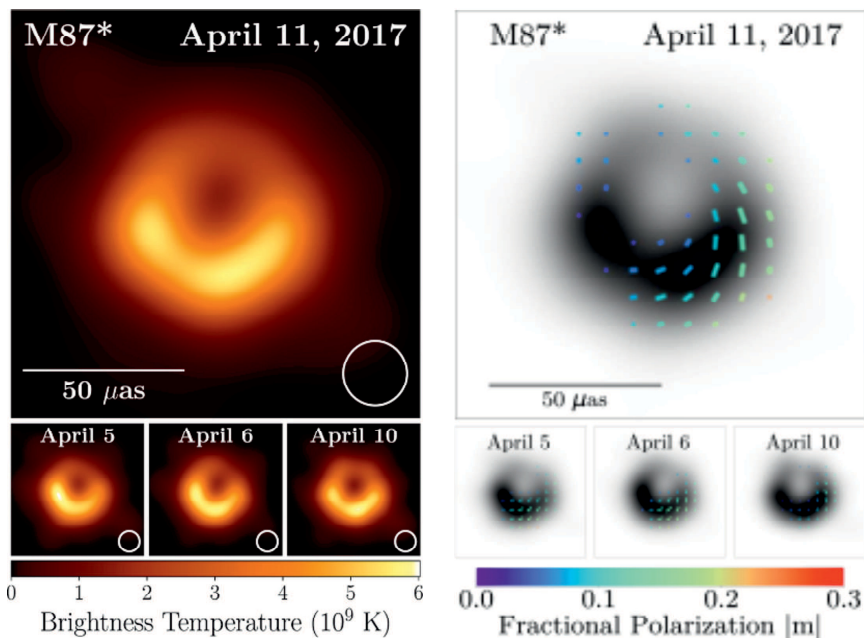


Рис. 1. Изображение «тени» сверхмассивной черной дыры в галактике M87 на длине волны $\lambda \sim 1.3$ мм, полученное телескопом «Горизонта событий» (слева) [15] и результаты измерений поляризации излучения (справа) [16]

Исследование окрестностей сверхмассивных черных дыр (СМЧД)

Одним из самых впечатляющих достижений миллиметровой астрономии явилось недавно полученное при помощи телескопа «Горизонта событий» изображение «тени» СМЧД в галактике M87 [15] (рис. 1). В дальнейшем по этим данным удалось также получить карту линейной поляризации, которая дает информацию о конфигурации магнитного поля в ближайших окрестностях СМЧД [16]. В мае 2022 г. коллаборацией телескопа «Горизонта событий» было представлено и аналогичное изображение СМЧД в центре нашей Галактики [17] (источник Sgr A*).

Дальнейшие исследования должны включать в себя построение изображений, исследование топологии магнитных полей в окрестности горизонта событий СМЧД (радиоисточники SgrA*, M87* и ряд других), исследование фотонных колец на внутренней границе тени в SgrA* и M87*. Решение этого класса задач позволит ответить на такие важные вопросы, как уверенное определение метрики пространства-времени в близкой окрестности к горизонту событий СМЧД и их соответствие положениям общей теории относительности, происхождение магнитных полей в аккреционном течении и вокруг СМЧД, получить указание на возможные признаки существования кротовых нор [4].

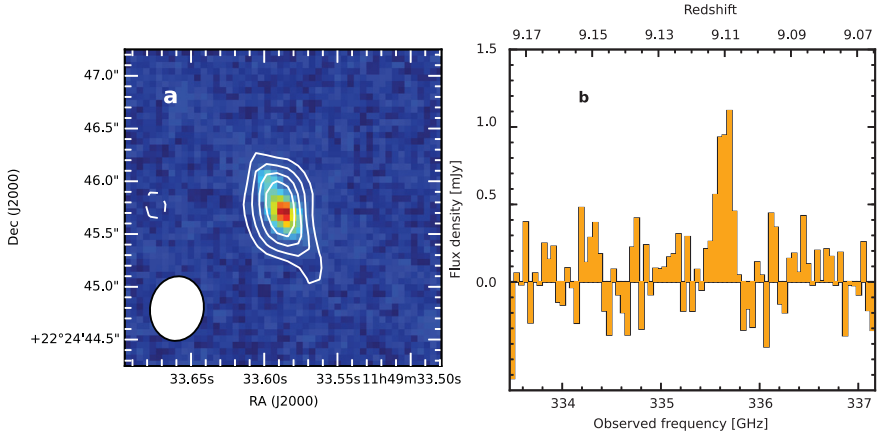


Рис. 2. Полученные на ALMA контуры излучения и спектр в линии [OIII] (88 мкм) в направлении MACS1149-JD1. Фон — изображение HST. Заимствовано из работы [22]

Эффект Сюняева — Зельдовича

Интересной и важной областью использования миллиметровых и субмиллиметровых волн в астрофизике является эффект Сюняева — Зельдовича (ЭСЗ) — слабое искажение спектра РИ за счет рассеяния фотонов фонового излучения на высокоэнергичных электронах в скоплениях галактик. Тепловой ЭСЗ проявляется как уменьшение интенсивности реликтового излучения на частотах ниже 218 ГГц и возрастание на более высоких частотах [18]. Если температура электронов определяется независимо (например, из рентгеновских измерений), то знание всего спектра ЭСЗ позволяет оценить массу газа в скоплении (тепловой эффект) и пекулярную скорость скопления (кинетический эффект).

Обширные исследования этого эффекта проведены по данным космической обсерватории Planck, а также в наблюдениях на наземном 6-м радиотелескопе Atacama Cosmology Telescope (ACT). По наблюдениям ЭСЗ на ACT на частотах 98 и 150 ГГц идентифицировано более 4000 скоплений галактик [19]. Представляются актуальными дальнейшие исследования этого эффекта в том числе на субмиллиметровых волнах. Такие наблюдения должны, в частности, позволить определить температуру релятивистских электронов [20], а электроны в типичных скоплениях галактик должны быть релятивистскими.

История звездообразования во Вселенной

Проведенные к настоящему времени исследования показали, что скорость звездообразования менялась по мере эволюции Вселенной. Наблюдается пик темпов звездообразования при красных смещениях $z \sim 2$ [21]. Скорость звездообразования на единицу объема в этом пике превышала нынешнюю примерно на порядок. В это же время начинается и активное образование скоплений галактик.

Дальнейшие исследования эпохи пика звездообразования и более ранних эпох очень важны для понимания эволюции Вселенной. Миллиметровая и субмиллиметровая астрономия может и должна внести очень существенный вклад в эти исследования. Недавние наблюдения на ALMA уже позволили наблюдать процесс звездообразования на красных смещениях $z \sim 7-9$ (рис. 2) [22, 23].

Межзвездная среда, образование звезд и планет

Межзвездная среда и звездообразование

Межзвездная среда многокомпонентна. Наблюдения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах позволяют изучать сравнительно плотные и холодные области, в которых происходят процессы звездообразования. Исследования общих характеристик таких областей основаны на обзорах в континууме и в спектральных линиях молекул на волнах от миллиметрового до инфракрасного диапазонов. К настоящему времени выполнено довольно много таких обзоров. Хорошим примером является обзор плоскости Галактики в линии CO $J = 1-0$ [24], который послужил основой для многих дальнейших исследований. Такой обзор дает общее представление о распределении и кинематике межзвездного вещества, однако имеет довольно низкое угловое разрешение и с трудом позволяет выделить и исследовать компактные области звездообразования. Для таких задач очень полезны обзоры значительных участков плоскости Галактики с существенно более высоким разрешением в континууме и в линиях некоторых молекул, выполненные при помощи наземных и космических инструментов. Среди них можно отметить наземные обзоры в континууме на волнах ~ 1 мм ATLASGAL (The APEX telescope large area survey of the galaxy at $870 \mu\text{m}$) [25, 26] и BOLOCAM [27], а также обзор в линии $^{13}\text{CO } J = 1-0$ GRS (The Boston University-Five College Radio Astronomy Observatory Galactic Ring Survey) [28]. Очень много полезной информации дали космические аппараты, работавшие на волнах от дальнего ИК- до ближнего ИК-диапазонов (например, *Spitzer* Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire — GLIMPSE [29] and MIPS Inner Galactic Plane Survey — MIPS GAL [30], *Herschel* [31] infrared Galactic Plane Survey — Hi-GAL [32], Wide Field Infrared Survey Explorer — WISE [33]). Результаты этих обзоров сейчас активно используются при изучении областей звездообразования.

Другой вид подобных работ — это обзоры отобранных по тем или иным критериям выборок объектов, которые могут представлять собой различные типы областей звездообразования или могут быть индикаторами таких областей. Обзоры проводятся в континууме на миллиметровых и субмиллиметровых волнах, а также в линиях распространенных молекул, таких как CO, CS, NH₃, HCN, HCO⁺, N₂H⁺, и некоторых других. Как яркий пример таких исследований, можно отметить серию работ Филиппа Майерса с соавторами по изучению плотных ядер в темных облаках, выполненных уже довольно давно [34–49]. В результате этих работ были определены основные физические характеристики таких ядер, исследован химический состав, изучены корреляции между параметрами.

В этих темных облаках происходит образование звезд малой массы, порядка массы Солнца и меньше. Аналогичные работы проводились и проводятся в направлении областей образования массивных звезд (таковыми считаются звезды с массами $M \gtrsim 8 M_{\odot}$). Процесс образования массивных звезд представляется более сложным, чем образование звезд малой массы, и в нем пока много неясных моментов (например, [50, 51]), связанных с тем, что ядерные реакции в массивных протозвездах начинаются много раньше, чем они набирают окончательную массу. Радиационное давление может остановить дальнейший приток вещества. Не вполне понятно также, как объяснить тот факт, что массивные ядра не распадаются на более мелкие фрагменты. Исследования областей образования массивных звезд затрудняются тем обстоятельством, что они расположены гораздо дальше от нас, чем темные облака, в которых формируются звезды небольшой массы. Ближайшая такая область находится на расстоянии ~ 500 пк, а типичные расстояния составляют несколько килопарсек. Для их детального изучения требуются интерферометры. В настоящее время отсутствует общепринятая модель образования массивных звезд. Существует несколько основных возможных сценариев, применимость которых сейчас активно изучается с помощью новых инструментов, таких как ALMA. Таким образом, изучение процессов образования

массивных звезд остается одной из наиболее актуальных задач астрофизики, и решаться она должна в основном методами миллиметровой и субмиллиметровой астрономии.

Среди многих работ по обзорам таких областей отметим серию наших исследований, начатых в 80-х гг. прошлого века на РТ-22 КраО [52–54] и продолженных затем на различных инструментах мира [55–66]. В этих работах были выполнены обзоры нескольких десятков областей образования массивных звезд в линиях таких молекул, как HCN, HCO⁺, CS, NH₃, N₂H⁺, HNCО, C¹⁸O, SO и др. Это позволило получить статистические распределения основных физических параметров для этих объектов, в частности размеров, массы, плотности, дисперсии скоростей. По наблюдениям NH₃ и CH₃CCH были сделаны оценки кинетической температуры газа [59, 67, 68].

В ходе исследований областей звездообразования выяснилось, что практически все межзвездные облака имеют волокнистую структуру. Более того, оказалось, что именно волокна являются основными очагами звездообразования [69]. Характеристики этих волокон сейчас активно изучаются путем наблюдений излучения пыли и молекул на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. Строятся теоретические модели формирования и эволюции таких структур.

Наблюдения показывают, что в ряде случаев процесс звездообразования идет быстрее на концах волокон [70–72], что может быть связано с ускорением вещества в этих областях [73]. Во многих случаях наиболее активное звездообразование наблюдается в местах пересечения волокон. Имеются признаки того, что это процесс может быть инициирован столкновением волокон (например, [74–76]). Многочисленные исследования показывают, что волокна возникают естественным образом в результате сверхзвуковой турбулентности и воздействия ударных волн (например [69, 77]). Они могут также возникать в результате фрагментации плоских структур (например, оболочек вокруг зон II, старых остатков сверхновых и тому подобное). Исследования межзвездных волокон будут актуальны еще достаточно долго.

В конечном счете процесс звездообразования происходит в так называемых плотных ядрах, которые могут образовываться, например, в результате фрагментации межзвездных волокон. В настоящее время сложилась определенная классификация таких ядер, основанная на данных о присутствии в них (прото)звездных объектов и на их спектральных характеристиках. Наиболее детально она разработана для ядер в областях образования звезд малой массы. Их принято делить на несколько основных категорий: беззвездные, дозвездные, протозвездные [78]. Дозвездные в отличие от беззвездных являются гравитационно связанными и могут в дальнейшем сформировать протозвезду. В протозвездных такая протозвезда уже имеется. Для протозвездных ядер существует устоявшееся деление на 4 класса — от Class 0 до Class III, — основанное на их спектральных характеристиках и соответствующее, очевидно, эволюционной последовательности [79–81].

Много усилий было направлено на поиск массивных дозвездных ядер (с массой $\sim 30 M_{\odot}$ в радиусе 0.03 пк), которые могли бы сформировать массивную протозвезду. Обнаружение таких ядер могло бы послужить аргументом в поддержку модели монолитного коллапса при образовании массивных звезд. К настоящему времени удалось обнаружить всего лишь несколько кандидатов в такие ядра [82]. Отсутствие заметного количества массивных дозвездных ядер может объясняться их коротким временем жизни, порядка времени свободного падения.

В настоящее время общепризнано, что образование звезд с массой порядка солнечной происходит путем дисковой аккреции вещества, сопровождаемой биполярными истечениями. Имеются наблюдения большого числа дисков в областях образования звезд малой массы. Имеются также наблюдения дисков или тороидальных структур вокруг нескольких десятков массивных протозвезд [83]. Высокоскоростные биполярные истечения наблюдаются повсеместно. Детальный обзор их характеристик и моделей представлен в работе [84].

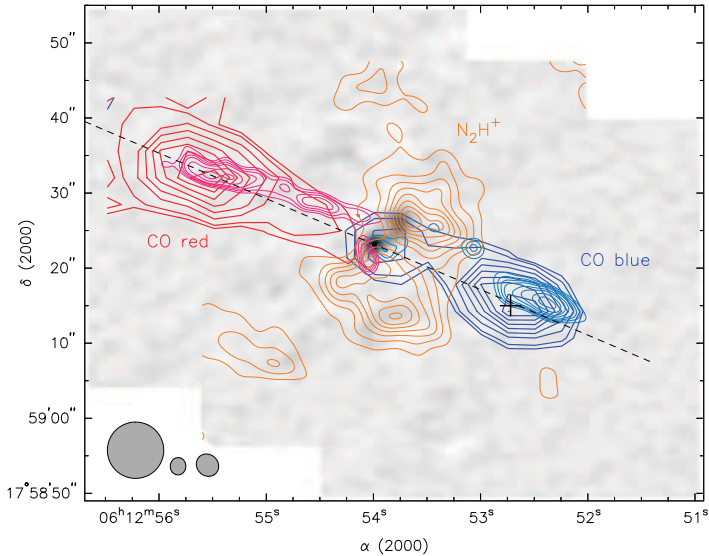


Рис. 3. Карты высокоскоростного излучения CO(3–2) по наблюдениям на 30-м радиотелескопе IRAM-30m (синие и красные жирные контуры) в области S255IR, наложенные на изображение в континууме на волне 0.8 мм. Тонкие контуры показывают карты SMA. Прерывистая линия обозначает ось джета ($P. A. = 67^\circ$). Оранжевые контуры показывают карту интегрального излучения в линии $N_2H^+(3-2)$, полученную путем комбинирования данных SMA и 30-м. Диаграммы направленности 30-м телескопа и SMA для CO и N_2H^+ соответственно показаны в левом нижнем углу (слева направо). Заимствовано из [85]

Особый интерес представляют наблюдения дисков и истечений в областях образования массивных звезд, поскольку они позволяют лучше понять механизм формирования таких звезд.

Недавно были зарегистрированы события, которые свидетельствуют в пользу дисковой аккреции как механизма образования звезд с массой по крайней мере до $\sim 20 M_\odot$. Первыми были вспышки свечимости объектов NGC6334I-MM1 [86] и S255 NIR3 [87, 88]. Они сопровождались вспышками мазерного излучения [89–92]. Эти события были интерпретированы как результат эпизодической аккреции вещества на центральную массивную протозвезду, подобную той, что наблюдается при образовании звезд малой массы, но гораздо большего масштаба. Это примерно соответствует некоторым теоретическим моделям фрагментированных дисков вокруг массивных протозвезд [93].

Межзвездные молекулы

Одним из важных и довольно неожиданных результатов радиоастрономических исследований межзвездной среды явилось обнаружение большого числа различных молекул. В основном эти молекулы открываются по наблюдениям их спектральных линий на миллиметровых и субмиллиметровых волнах. К настоящему времени обнаружено более 250 различных молекул, не считая изотопологов. Среди них есть немало сложных органических молекул. Появились не подтвердившиеся сообщения об обнаружении простейшей аминокислоты — глицина. Эти открытия стимулировали разработку моделей химической эволю-

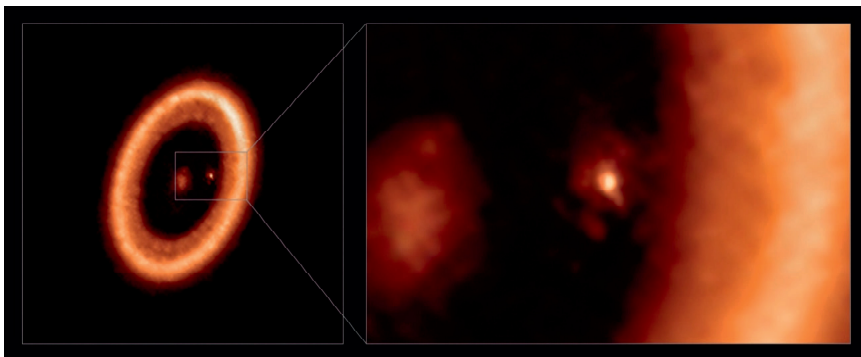


Рис. 4. Изображение системы PDS70 на волне $\lambda \sim 0.85$ мм, полученное при помощи ALMA [97]. Излучение генерируется нагретой пылью. Компактная деталь на врезке — изображение пылевого диска вокруг экзопланеты PDS70c. Кольцевая структура — остатки протопланетного диска, в центральной части которого содержание пыли снижено вследствие процесса формирования планет

ции межзвездной среды. Дальнейшие исследования нацелены в значительной мере на поиск соединений, которые могут быть связаны с биологической эволюцией. Можно упомянуть проекты PRIMOS (Prebiotic Interstellar Molecule Survey), выполняемый на радиотелескопе GBT, и SOLIS (Seeds Of Life In Space), реализуемый на интерферометре IRAM NOEMA. К этому направлению исследований примыкают и наблюдения молекул воды, особенно в протопланетных дисках. Наличие воды является необходимым условием для существования жизни в знакомых нам формах.

Одним из важных направлений исследований является изучение фракционирования дейтерия в межзвездных облаках. Этот эффект обусловлен экзотермичностью реакций замены протона дейтроном в молекулах, которые лежат в основе цепочек химических реакций, ведущих к образованию большинства других молекул (например, [94]). Он изучался в основном в темных холодных облаках, но в последнее время было найдено, что фракционирование дейтерия эффективно происходит и в теплых облаках, где рождаются массивные звезды. В частности, нами выполнен обзор нескольких десятков областей образования массивных звезд в линиях ряда дейтерированных молекул в диапазоне длин волн 3–4 мм на 20-м радиотелескопе обсерватории Онсала. Результаты наблюдений DCN, DNC, DCO⁺ и N₂D⁺ были опубликованы в работе [95]. Дейтерированные молекулы зарегистрированы примерно в 1/3 наблюдавшихся объектов. Выявлены различия в зависимостях относительного содержания таких молекул от температуры и дисперсии скоростей. Дальнейшие наблюдения на 30-м радиотелескопе IRAM позволили изучить пространственные вариации степени обогащения дейтерием для разных молекул, а также оценить физические характеристики источников [96].

Протопланетные диски и экзопланеты

В последние годы благодаря ALMA впервые были получены детальные изображения ряда протопланетных дисков (например, [97], рис. 4), которые значительно расширяют возможности изучения процессов образования планет.

При помощи ALMA астрономы впервые уверенно зарегистрировали пылевой диск во-

круг внесолнечной планеты ([97], рис. 4). Эти наблюдения проливают свет на механизмы формирования лун и планет в молодых звездных системах. Эти исследования только начинаются и имеют хорошие перспективы на основе сочетания наблюдений в миллиметровом/субмиллиметровом и других диапазонах.

Солнечная система

ALMA позволяет получать изображения поверхности Солнца, в частности солнечных пятен, на миллиметровых волнах с рекордным угловым разрешением. Это дает возможность детально исследовать структуру магнитного поля в активных областях. Важной задачей является исследование природы суб-терагерцовой компоненты вспышечного излучения.

Наблюдения спектральных линий молекул на миллиметровых и субмиллиметровых волнах позволяют изучать химический состав атмосфер планет и их спутников, а также состав газов, испаряющихся с поверхности комет, при их приближении к Солнцу. Наблюдения с высоким угловым разрешением позволяют изучать движения атмосферных масс, кинематику хвостов комет и пр. Задачи эти останутся актуальными еще долгое время. Они включают в себя изучение изотопного состава воды и других соединений, определение отношения содержания дейтерия и водорода. Одно из наиболее актуальных направлений исследования комет астробиологическое, связанное с изучением разнообразия молекулярного состава льдов комет, возможности образования там предбиологических молекул и переноса их на планеты.

Инструменты

В мире уделяется огромное внимание созданию радиотелескопов, работающих в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. Строятся как системы сравнительно небольших антенн, работающих совместно в интерферометрическом режиме, так и крупные одиночные антенны. У каждой из этих разновидностей радиотелескопов есть свои преимущества. В настоящее время основным инструментом субмиллиметрового диапазона в мире является Большая миллиметровая/субмиллиметровая решетка в Атакаме ALMA (The Atacama Large Millimeter/submillimeter Array), состоящая из 54 12-м и 12 7-м антенн в высокогорной пустыне (высота 5 000 м) Атакама в Чили. Это международный проект, в котором участвует много стран и организаций.

Завершается модернизация миллиметрового интерферометра IRAM в Альпах, который теперь называется NOEMA (NOrthern Extended Millimeter Array). Число 15-м антенн удвоено и теперь достигает двенадцати. Идет работа по увеличению длины баз интерферометра. В итоге угловое разрешение должно улучшиться в четыре раза, а чувствительность — в десять раз.

Крупнейшим одиночным миллиметровым телескопом на сегодняшний день является 50-м радиотелескоп LMT (Large Millimeter Telescope) в Мексике [98]. Точность его поверхности сейчас достигает значения ~ 100 мкм при целевом показателе 75 мкм. Успешно продолжает работу 30-м радиотелескоп Института миллиметровой радиоастрономии (IRAM) на Pico Veleta. Есть и несколько активно работающих радиотелескопов меньшего диаметра.

Успех проекта «Телескоп Горизонта событий» способствует планам значительного расширения этой системы. Ведется анализ атмосферных условий в нескольких десятках потенциальных мест размещения антенн, которые могли бы участвовать в измерениях по этому проекту [99]. Оценки показывают, что значительная часть из них вполне пригодна для этой цели.

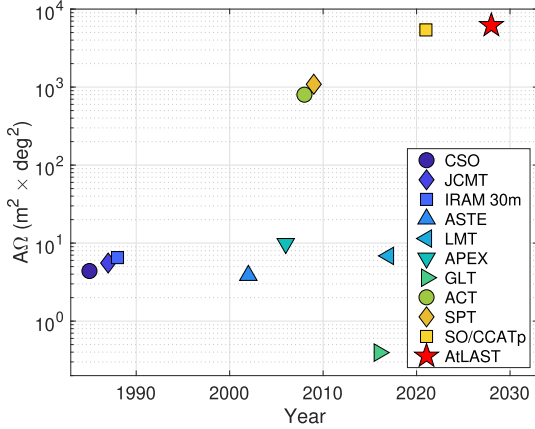


Рис. 5. Пропускная способность различных радиотелескопов [100]

Существующие миллиметровые и субмиллиметровые инструменты имеют высокое разрешение, но довольно малое поле зрения, что ограничивает их возможности, в частности в исследованиях протяженных областей. В связи с этим активно обсуждаются проекты создания крупных субмиллиметровых телескопов с большим полем зрения, в котором могли бы размещаться матричные приемники с очень большим числом элементов. Самым амбициозным является проект The Atacama Large Aperture Submillimeter Telescope (AtLAST) — радиотелескоп диаметром ~ 50 м с рабочим диапазоном до ~ 1 ТГц и полем зрения $\sim 2^\circ$ [100]. По пропускной способности (произведению эффективной площади на поле зрения) он не будет иметь себе равных (рис. 5).

Ключевые научные задачи AtLAST включают в себя обзоры плоскости Галактики, исследования скрытых компонентов окологалактической среды, субмиллиметровые внегалактические обзоры типа SDSS, исследования эффекта Сюняева — Зельдовича в галактиках и скоплениях галактик с высоким разрешением.

Сравнимыми характеристиками по этому параметру должен обладать радиотелескоп Fred Young Submillimeter Telescope (FYST, прежнее название CCAT-prime) [101]. При значительно меньшем диаметре (6 м) он будет обладать полем зрения $\sim 8^\circ$.

Известный проект строительства 70-м радиотелескопа на плато Суффа в Узбекистане также предусматривает большое поле зрения. Но пока в распоряжении российских радиоастрономов нет инструментов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, сравнимых с зарубежными по своим возможностям.

Наряду с проектами новых наземных радиотелескопов данного диапазона развиваются и проекты космических инструментов. Среди них надо отметить прежде всего проект «Миллиметрон» АКЦ ФИАН — 10-м охлаждаемый радиотелескоп в точке Лагранжа L2 [4]. Радиотелескоп должен работать как в режиме одиночного зеркала, так и в режиме наземно-космического интерферометра, что позволит получить рекордное угловое разрешение. Его ключевые научные задачи — исследование физических процессов в ранней Вселенной, исследование геометрии пространства-времени вокруг сверхмассивных черных дыр, исследование наблюдательных проявлений возникновения жизни во Вселенной (поиск воды и биомаркеров в межзвездной среде нашей Галактики). Подобный проект охлаждаемого кос-

мического телескопа среднего и дальнего ИК-диапазонов развивается и в NASA (Origins Space Telescope).

Однако космический радиотелескоп в режиме интерферометра должен работать в связке с наземными радиотелескопами, и создание достаточно крупного российского наземного субмиллиметрового телескопа является насущной задачей. Такой инструмент обеспечит работу наземно-космического интерферометра, а также позволит проводить актуальные исследования в этом диапазоне как в режиме одиночного зеркала, так и в составе наземных сетей РСДБ.

Заключение

Миллиметровая и субмиллиметровая астрономия является важнейшим и часто уникальным источником информации для решения ряда актуальных астрофизических проблем. Инструментальная база миллиметровой и субмиллиметровой астрономии в мире активно развивается. Россия сильно отстает в этой области. Создание хотя бы одного достаточно крупного субмиллиметрового телескопа позволит значительно повысить уровень проводимых в стране астрофизических исследований.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 22-22-00809. Автор благодарен за полезные обсуждения Г. Г. Валявину, В. Ф. Вдовину, Д. З. Вибе, А. В. Ипатову, М. С. Кирсановой, Ю. Ю. Ковалеву, А. В. Лапинову, С. Ф. Лихачеву, А. П. Лобанову, А. Г. Рудницкому, В. А. Столярову, Thijs de Graauw.

Библиографические ссылки

- [1] *Кисляков А. Г.* Радиоастрономические исследования в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн // Усп. физ. наук. — 1970. — Т. 101, № 8. — С. 607–653.
- [2] *Зинченко И. И.* Современная миллиметровая и субмиллиметровая астрономия // Известия вузов. Радиофизика. — 2003. — Т. 46, № 8–9. — С. 641–659.
- [3] *Кардашев Н. С., Новиков И. Д., Лукаш В. Н. и др.* Обзор научных задач для обсерватории Миллиметрон // Усп. физ. наук. — 2014. — Т. 184, № 12. — С. 1319–1352.
- [4] *Новиков И. Д., Лихачёв С. Ф., Шекинов Ю. А. и др.* Задачи научной программы космической обсерватории Миллиметрон и технические возможности её реализации // Усп. физ. наук. — 2021. — Т. 191, № 4. — С. 404–443.
- [5] *Mather J. C., Cheng E. S., Cottingham D. A. et al.* Measurement of the Cosmic Microwave Background Spectrum by the COBE FIRAS Instrument // Astrophys. J. — 1994. — Vol. 420. — P. 439.
- [6] *Smoot G. F., Bennett C. L., Kogut A. et al.* Structure in the COBE Differential Microwave Radiometer First-Year Maps // Astrophys. J. Lett. — 1992. — Vol. 396. — P. L1.
- [7] *Strukov I. A., Skulachev D. P., Boyarskii M. N., Tkachev A. N.* a Spacecraft Determination of the Dipole Anisotropy in the Microwave Background // Soviet Astronomy Letters. — 1987. — Vol. 13. — P. 65.
- [8] *Dubrovich V. K., Lipovka A. A.* Radio absorption by HeH⁺ molecules in the spectra of remote QSOs. // Astron. Astrophys. — 1995. — Vol. 296. — P. 307.
- [9] *Galli D., Palla F.* The Dawn of Chemistry // Ann. Rev. Astron. Astrophys. — 2013. — Vol. 51. — P. 163–206. 1211.3319.

- [10] *Güsten Rolf, Wiesemeyer Helmut, Neufeld David et al.* Astrophysical detection of the helium hydride ion HeH^+ // *Nature*. — 2019. — Vol. 568, № 7752. — P. 357–359. 1904.09581.
- [11] *Zinchenko I., Dubrovich V., Henkel C.* A search for HeH^+ and CH in a high-redshift quasi-stellar object // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2011. — Vol. 415. — P. L78–L80.
- [12] *Kamionkowski M., Kovetz E. D.* The Quest for B Modes from Inflationary Gravitational Waves // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 54. — P. 227–269. 1510.06042.
- [13] *The POLARBEAR Collaboration, Ade P. A. R., Aguilar M. et al.* A Measurement of the Cosmic Microwave Background B-mode Polarization Power Spectrum at Subdegree Scales from Two Years of polarbear Data // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 848. — P. 121. 1705.02907.
- [14] *Ling Chenxiaojie, Yan Haojing.* Morphological Evolution of the Hosts of Far-infrared/Submillimeter Galaxies // *Astrophys. J.* — 2022. — Vol. 929, № 1. — P. 40. 2109.02875.
- [15] *Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama Kazunori, Alberdi Antxon et al.* First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole // *Astrophys. J. Lett.* — 2019. — Vol. 875, № 1. — P. L1. 1906.11238.
- [16] *Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama Kazunori, Algaba Juan Carlos et al.* First M87 Event Horizon Telescope Results. VIII. Magnetic Field Structure near The Event Horizon // *Astrophys. J. Lett.* — 2021. — Vol. 910, № 1. — P. L13. 2105.01173.
- [17] *Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama Kazunori, Alberdi Antxon et al.* First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole in the Center of the Milky Way // *Astrophys. J. Lett.* — 2022. — Vol. 930, № 2. — P. L12.
- [18] *Carlstrom John E., Holder Gilbert P., Reese Erik D.* Cosmology with the Sunyaev-Zel’dovich Effect // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2002. — Vol. 40. — P. 643–680. astro-ph/0208192.
- [19] *Hilton M., Sifón C., Naess S. et al.* The Atacama Cosmology Telescope: A Catalog of >4000 Sunyaev-Zel’dovich Galaxy Clusters // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2021. — Vol. 253, № 1. — P. 3. 2009.11043.
- [20] *Remazeilles Mathieu, Chluba Jens.* Mapping the relativistic electron gas temperature across the sky // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2020. — Vol. 494, № 4. — P. 5734–5750. 1907.00916.
- [21] *Madau P., Dickinson M.* Cosmic Star-Formation History // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2014. — Vol. 52. — P. 415–486. 1403.0007.
- [22] *Hashimoto Takuya, Laporte Nicolas, Mawatari Ken et al.* The onset of star formation 250 million years after the Big Bang // *Nature*. — 2018. — Vol. 557, № 7705. — P. 392–395. 1805.05966.
- [23] *Fudamoto Y., Oesch P. A., Schouws S. et al.* Normal, dust-obscured galaxies in the epoch of reionization // *Nature*. — 2021. — Vol. 597, № 7877. — P. 489–492.
- [24] *Dame T. M., Hartmann D., Thaddeus P.* The Milky Way in Molecular Clouds: A New Complete CO Survey // *Astrophys. J.* — 2001. — Vol. 547. — P. 792–813. astro-ph/0009217.
- [25] *Schuller F., Menten K. M., Contreras Y. et al.* ATLASGAL - The APEX telescope large area survey of the galaxy at 870 μm // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 504. — P. 415–427. 0903.1369.
- [26] *Csengeri T., Urquhart J. S., Schuller F. et al.* The ATLASGAL survey: a catalog of dust condensations in the Galactic plane // *Astron. Astrophys.* — 2014. — Vol. 565. — P. A75. 1312.0937.
- [27] *Aguirre J. E., Ginsburg A. G., Dunham M. K. et al.* The Bolocam Galactic Plane Survey: Survey Description and Data Reduction // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2011. — Vol. 192. — P. 4. 1011.0691.

- [28] *Jackson J. M., Rathborne J. M., Shah R. Y. et al.* The Boston University-Five College Radio Astronomy Observatory Galactic Ring Survey // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2006. — Vol. 163. — P. 145–159. astro-ph/0602160.
- [29] *Benjamin R. A., Churchwell E., Babler B. L. et al.* GLIMPSE. I. An SIRTf Legacy Project to Map the Inner Galaxy // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 2003. — Vol. 115. — P. 953–964. astro-ph/0306274.
- [30] *Carey S. J., Noriega-Crespo A., Price S. D. et al.* MIPS GAL: A Survey of the Inner Galactic Plane at 24 and 70 microns, Survey Strategy and Early Results // *American Astronomical Society Meeting Abstracts : Bulletin of the American Astronomical Society* — 2005. — Vol. 37. — P. 1252.
- [31] *Pilbratt G. L., Riedinger J. R., Passvogel T. et al.* Herschel Space Observatory. An ESA facility for far-infrared and submillimetre astronomy // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 518. — P. L1. 1005.5331.
- [32] *Molinari S., Schisano E., Elia D. et al.* Hi-GAL, the Herschel infrared Galactic Plane Survey: photometric maps and compact source catalogues. First data release for the inner Milky Way: $+68^\circ \geq l \geq -70^\circ$ // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 591. — P. A149. 1604.05911.
- [33] *Wright E. L., Eisenhardt P. R. M., Mainzer A. K. et al.* The Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE): Mission Description and Initial On-orbit Performance // *Astron. J.* — 2010. — Vol. 140. — P. 1868–1881. 1008.0031.
- [34] *Myers P. C., Linke R. A., Benson P. J.* Dense cores in dark clouds. I. CO observations and column densities of high-extinction regions. // *Astrophys. J.* — 1983. — Vol. 264. — P. 517–537.
- [35] *Myers P. C., Benson P. J.* Dense cores in dark clouds. II. NH₃ observations and star formation. // *Astrophys. J.* — 1983. — Vol. 266. — P. 309–320.
- [36] *Myers P. C.* Dense cores in dark clouds. III. Subsonic turbulence. // *Astrophys. J.* — 1983. — Vol. 270. — P. 105–118.
- [37] *Benson P. J., Myers P. C.* Dense cores in dark clouds. IV. HC₅N observations. // *Astrophys. J.* — 1983. — Vol. 270. — P. 589–604.
- [38] *Myers P. C., Heyer M., Snell Ronald L., Goldsmith P. F.* Dense Cores in Dark Clouds. V. CO Outflow // *Astrophys. J.* — 1988. — Vol. 324. — P. 907.
- [39] *Myers P. C., Fuller G. A., Goodman A. A., Benson P. J.* Dense Cores in Dark Clouds. VI. Shapes // *Astrophys. J.* — 1991. — Vol. 376. — P. 561.
- [40] *Fuller G. A., Myers P. C.* Dense Cores in Dark Clouds. VII. Line Width–Size Relations // *Astrophys. J.* — 1992. — Vol. 384. — P. 523.
- [41] *Goodman A. A., Benson P. J., Fuller G. A., Myers P. C.* Dense Cores in Dark Clouds. VIII. Velocity Gradients // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol. 406. — P. 528.
- [42] *Vilas-Boas J. W. S., Myers P. C., Fuller G. A.* Dense Cores in Dark Clouds. IX. Observations of ¹³CO and C 180 in Vela, Chamaeleon, Musca, and the Coalsack // *Astrophys. J.* — 1994. — Vol. 433. — P. 96.
- [43] *Ladd E. F., Myers P. C., Goodman A. A.* Dense Cores in Dark Clouds. X. Ammonia Emission in the Perseus Molecular Cloud Complex // *Astrophys. J.* — 1994. — Vol. 433. — P. 117.
- [44] *Benson Priscilla J., Caselli Paola, Myers Philip C.* Dense Cores in Dark Clouds. XI. A Survey for N₂H⁺, C₃H₂, and CCS // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 506, № 2. — P. 743–757.

- [45] *Vilas-Boas J. W. S., Myers P. C., Fuller G. A.* Dense Cores of Dark Clouds. XII. ^{13}CO and C^{18}O in Lupus, Corona Australis, Vela, and Scorpius // *Astrophys. J.* — 2000. — Vol. 532, № 2. — P. 1038–1050.
- [46] *Caselli Paola, Benson Priscilla J., Myers Philip C., Tafalla Mario.* Dense Cores in Dark Clouds. XIV. N_2H^+ (1-0) Maps of Dense Cloud Cores // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 572, № 1. — P. 238–263. astro-ph/0202173.
- [47] *Myers P. C.* Molecular cloud cores. // *Protostars and Planets II* / ed. by D. C. Black, M. S. Matthews. — 1985. — P. 81–103.
- [48] *Benson P. J., Myers P. C.* A Survey for Dense Cores in Dark Clouds // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1989. — Vol. 71. — P. 89.
- [49] *Goodman A. A., Bastien P., Myers P. C., Menard F.* Optical Polarization Maps of Star-forming Regions in Perseus, Taurus, and Ophiuchus // *Astrophys. J.* — 1990. — Vol. 359. — P. 363.
- [50] *McKee C. F., Ostriker E. C.* Theory of Star Formation // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 45. — P. 565–687. 0707.3514.
- [51] *Tan J. C., Beltrán M. T., Caselli P. et al.* Massive Star Formation // *Protostars and Planets VI.* — 2014. — P. 149–172. 1402.0919.
- [52] *Burov A. B., Vdovin V. F., Zinchenko I. I. et al.* HCN line J = 1 - 0 survey of molecular clouds associated with Sharpless H II regions. Results of observations. // *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal.* — 1988. — Vol. 14. — P. 492–502.
- [53] *Zinchenko I. I., Lapinov A. V., Pirogov L. E.* HCN J=1-0 survey data of molecular clouds associated with Sharpless H II regions. Spectral analysis. // *Астрон. журнал.* — 1989. — Vol. 66. — P. 1142–1153.
- [54] *Zinchenko I. I., Krasul’Nikov A. A., Kukina E. P. et al.* HCO^+ J=1-0 observations of molecular clouds associated with Sharpless regions. // *Астрон. журнал.* — 1990. — Vol. 67. — P. 908.
- [55] *Zinchenko I., Forsstroem V., Lapinov A., Mattila K.* Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. CS J=2-1 and HCN J=1-0 observations of 11 northern cores // *Astron. Astrophys.* — 1994. — Vol. 288. — P. 601–616.
- [56] *Zinchenko I., Mattila K., Toriseva M.* Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. II. CS J=2-1 survey of southern H_2O masers in the longitude range $l=260\text{--}310\text{deg}$. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 1995. — Vol. 111. — P. 95–+.
- [57] *Zinchenko I.* Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. III. Statistics of the core parameters. // *Astron. Astrophys.* — 1995. — Vol. 303. — P. 554.
- [58] *Pirogov L., Lapinov A., Zinchenko I., Shul’Ga V.* J = 1-0 HCN towards bright far-infrared sources: Observational data and results of modelling // *Astronomical and Astrophysical Transactions.* — 1996. — Vol. 11, № 3. — P. 287–301.
- [59] *Zinchenko I., Henning Th., Schreyer K.* Studies of dense cores in regions of massive star formation. V. Structure and kinematics of dense cores from ammonia observations // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 1997. — Vol. 124. — P. 385–395.
- [60] *Lapinov A. V., Schilke P., Juwela M., Zinchenko I. I.* Studies of dense cores in regions of massive star formation. VI. Multitransitional CS and CO observations of G 261.64-2.09, G 268.42-0.85, G 270.26+0.83 and G 301.12-0.20 // *Astron. Astrophys.* — 1998. — Vol. 336. — P. 1007–1023.
- [61] *Zinchenko I., Pirogov L., Toriseva M.* Studies of dense molecular cores in regions of massive star formation. VII. Core properties on the galactic scale // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 1998. — Vol. 133. — P. 337–352.

- [62] *Zinchenko I., Henkel C., Mao R. Q.* HNC0 in massive galactic dense cores // *Astron. Astrophys.* — 2000. — Vol. 361. — P. 1079–1094. [astro-ph/0007095](#).
- [63] *Pirogov L., Zinchenko I., Caselli P. et al.* N₂H⁺(1-0) survey of massive molecular cloud cores // *Astron. Astrophys.* — 2003. — Vol. 405. — P. 639–654. [astro-ph/0304469](#).
- [64] *Pirogov L., Zinchenko I., Caselli P., Johansson L. E. B.* Chemical differentiation in regions of high-mass star formation. CS, dust, and N₂H⁺ in southern sources // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 461. — P. 523–535. [astro-ph/0608015](#).
- [65] *Zinchenko I., Caselli P., Pirogov L.* Chemical differentiation in regions of high-mass star formation - II. Molecular multiline and dust continuum studies of selected objects // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2009. — Vol. 395. — P. 2234–2247. 0903.1209.
- [66] *Zinchenko Igor, Henkel Christian.* SO survey of massive cores // *IAU Symposium* / ed. by Maria Cunningham, Tom Millar, Yuri Aikawa : *IAU Symposium.* — 2018. — Vol. 332. — P. 274–277. 1711.09380.
- [67] *Malafeev S. Yu., Zinchenko I. I., Pirogov L. E., Johansson L. E. B.* Analysis of Spatial Temperature Variations in Regions of Massive Star Formation // *Astronomy Letters.* — 2005. — Vol. 31. — P. 239–244.
- [68] *Malafeev S. Yu., Zinchenko I. I.* Radial temperature profiles in regions of massive star formation // *Star Formation in the Galaxy and Beyond: Proceedings of the Conference "Star Formation in the Galaxy and Beyond held in Moscow, Russia, 17–18 April 2006.— Moscow: Yanus-K, 2006.* / ed. by D. S. Wiebe and M. S. Kirsanova, ISBN: 05803703265 (in Russian)". — 2006. — P. 29.
- [69] *André P., Di Francesco J., Ward-Thompson D. et al.* From Filamentary Networks to Dense Cores in Molecular Clouds: Toward a New Paradigm for Star Formation // *Protostars and Planets VI.* — 2014. — P. 27–51. 1312.6232.
- [70] *Beuther H., Ragan S. E., Johnston K. et al.* Filament fragmentation in high-mass star formation // *Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 584. — P. A67. 1510.07063.
- [71] *Kainulainen J., Hacar A., Alves J. et al.* Gravitational fragmentation caught in the act: the filamentary Musca molecular cloud // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 586. — P. A27.
- [72] *Dewangan L. K., Pirogov L. E., Ryabukhina O. L. et al.* Observational Signatures of End-dominated Collapse in the S242 Filamentary Structure // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 877, № 1. — P. 1. 1904.07639.
- [73] *Clarke S. D., Whitworth A. P.* Investigating the global collapse of filaments using smoothed particle hydrodynamics // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 449. — P. 1819–1825. 1502.07552.
- [74] *Nakamura Fumitaka, Sugitani Koji, Tanaka Tomohiro et al.* Cluster Formation Triggered by Filament Collisions in Serpens South // *Astrophys. J.* — 2014. — Vol. 791, № 2. — P. L23. 1407.1235.
- [75] *Fukui Yasuo, Harada Ryohei, Tokuda Kazuki et al.* High-mass Star Formation Triggered by Collision between CO Filaments in N159 West in the Large Magellanic Cloud // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 807, № 1. — P. L4. 1503.03540.
- [76] *Dewangan L. K., Ojha D. K., Zinchenko I.* New Insights in the Mid-infrared Bubble N49 Site: A Clue of Collision of Filamentary Molecular Clouds // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 851, № 2. — P. 140. 1711.06412.
- [77] *Inoue Tsuyoshi, Hennebelle Patrick, Fukui Yasuo et al.* The formation of massive molecular filaments and massive stars triggered by a magnetohydrodynamic shock wave // *Publications of the Astronomical Society of Japan.* — 2018. — Vol. 70. — P. S53.

- [78] *di Francesco J., Evans II, N. J., Caselli P. et al.* An Observational Perspective of Low-Mass Dense Cores I: Internal Physical and Chemical Properties // Protostars and Planets V / ed. by Bo Reipurth, David Jewitt, Klaus Keil. — 2007. — P. 17. [astro-ph/0602379](#).
- [79] *Lada Charles J.* Star formation: from OB associations to protostars. // Star Forming Regions / ed. by Manuel Peimbert, Jun Jugaku : IAU Symposium. — 1987. — Vol. 115. — P. 1.
- [80] *Andre Philippe, Ward-Thompson Derek, Barsony Mary.* Submillimeter Continuum Observations of rho Ophiuchi A: The Candidate Protostar VLA 1623 and Prestellar Clumps // Astrophys. J. — 1993. — Vol. 406. — P. 122.
- [81] *Andre P., Ward-Thompson D., Barsony M.* From Prestellar Cores to Protostars: the Initial Conditions of Star Formation // Protostars and Planets IV / ed. by V. Mannings, A. P. Boss, S. S. Russell. — 2000. — P. 59. [astro-ph/9903284](#).
- [82] *Lowet F.* Review on high-mass star formation // SF2A-2018: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics. — 2018. — P. Di.
- [83] *Beltrán M. T., de Wit W. J.* Accretion disks in luminous young stellar objects // Astron. Astrophys. Rev. — 2016. — Vol. 24. — P. 6. [1509.08335](#).
- [84] *Arce H. G., Shepherd D., Gueth F. et al.* Molecular Outflows in Low- and High-Mass Star-forming Regions // Protostars and Planets V. — 2007. — P. 245–260. [astro-ph/0603071](#).
- [85] *Zinchenko I., Liu S.-Y., Su Y.-N. et al.* The Disk-outflow System in the S255IR Area of High-mass Star Formation // Astrophys. J. — 2015. — Vol. 810. — P. 10. [1507.05642](#).
- [86] *Hunter T. R., Brogan C. L., MacLeod G. et al.* An Extraordinary Outburst in the Massive Protostellar System NGC6334I-MM1: Quadrupling of the Millimeter Continuum // Astrophys. J. — 2017. — Vol. 837, № 2. — P. L29. [1701.08637](#).
- [87] *Caratti O Garatti A., Stecklum B., Garcia Lopez R. et al.* Disk-mediated accretion burst in a high-mass young stellar object // Nature Physics. — 2017. — Vol. 13. — P. 276–279. [1704.02628](#).
- [88] *Liu Sheng-Yuan, Su Yu-Nung, Zinchenko Igor et al.* A Submillimeter Burst of S255IR SMA1: The Rise and Fall of Its Luminosity // Astrophys. J. — 2018. — Vol. 863. — P. L12. [1808.02192](#).
- [89] *Fujisawa K., Yonekura Y., Sugiyama K. et al.* A flare of methanol maser in S255 // The Astronomer’s Telegram. — 2015. — Vol. 8286.
- [90] *Moscadelli L., Sanna A., Goddi C. et al.* Extended CH₃OH maser flare excited by a bursting massive YSO // Astron. Astrophys. — 2017. — Vol. 600. — P. L8.
- [91] *Zinchenko I., Liu S.-Y., Su Y.-N., Sobolev A. M.* Detection of a new methanol maser line with ALMA // Astron. Astrophys. — 2017. — Vol. 606. — P. L6. [1709.08889](#).
- [92] *Hunter T. R., Brogan C. L., MacLeod G. C. et al.* The Extraordinary Outburst in the Massive Protostellar System NGC 6334I-MM1: Emergence of Strong 6.7 GHz Methanol Masers // Astrophys. J. — 2018. — Vol. 854, № 2. — P. 170. [1801.02141](#).
- [93] *Meyer D. M.-A., Vorobyov E. I., Kuiper R., Kley W.* On the existence of accretion-driven bursts in massive star formation // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2017. — Vol. 464. — P. L90–L94. [1609.03402](#).
- [94] *Roueff E., Parise B., Herbst E.* Deuterium fractionation in warm dense interstellar clumps // Astron. Astrophys. — 2007. — Vol. 464. — P. 245–252.
- [95] *Trofimova E., Zinchenko I., Zemlyanukha P., Thomasson M.* A survey of high mass star forming regions in the lines of deuterated molecules // Astron. Astrophys. — 2020. — Vol. 405. — P. 639–654. [astro-ph/0304469](#).

- [96] *Zinchenko Igor I., Pazukhin Andrey G., Trofimova Elena A. et al.* Deuterated molecules in regions of high-mass star formation // PoS. — 2022. — Vol. MUTO2022. — P. 038.
- [97] *Benisty Myriam, Bae Jaehan, Facchini Stefano et al.* A Circumplanetary Disk around PDS70c // *Astrophys. J. Lett.* — 2021. — Vol. 916, № 1. — P. L2. 2108.07123.
- [98] *Hughes David H., Schloerb F. Peter, Aretxaga Itziar et al.* The Large Millimeter Telescope (LMT) Alfonso Serrano: current status and telescope performance // *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series.* — 2020. — Vol. 11445. — P. 1144522.
- [99] *Raymond Alexander W., Palumbo Daniel, Paine Scott N. et al.* Evaluation of New Submillimeter VLBI Sites for the Event Horizon Telescope // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2021. — Vol. 253, № 1. — P. 5. 2102.05482.
- [100] *Klaassen Pamela D., Mroczkowski Tony K., Cicone Claudia et al.* The Atacama Large Aperture Submillimeter Telescope (AtLAST) // *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series.* — 2020. — Vol. 11445. — P. 114452F. 2011.07974.
- [101] *Stacey G. J., Battaglia Nicholas, Chapman Scott C. et al.* CCAT-prime/FYST: a status report on the ultra-widefield submillimeter observatory on Cerro Chajnantor // *Ground-based and Airborne Telescopes IX / ed. by Heather K. Marshall, Jason Spyromilio, Tomonori Usuda : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series.* — 2022. — Vol. 12182. — P. 1218210.

МЕЖЗВЕЗДНЫЕ МОЛЕКУЛЫ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ДИАПАЗОНЕ

М. С. Кирсанова

Институт астрономии РАН

В лекции представлены результаты наблюдений межзвездных молекул в ультрафиолетовом диапазоне. Основное внимание уделяется молекулам H_2 , CO и воде. Обсуждается задача обнаружения новых молекул в диффузных облаках с помощью телескопа «Спектр-УФ».

INTERSTELLAR MOLECULES IN THE ULTRAVIOLET

M. S. Kirsanova

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences

We discuss studies of molecular emission in the ultraviolet spectral region. Main attention is given to H_2 , CO and water. We also discuss perspectives for new detections with the “WSO-UV” telescope.

Введение

На сегодняшний день открыто около 270 различных молекул в галактической межзвездной среде (МЗС), а в других галактиках — около 70 (см., например, полный список на сайте базы данных CDMS: <https://cdms.astro.uni-koeln.de/classic/molecules>). Несмотря на то, что наибольшее многообразие молекулярного состава обнаружено в областях звездообразования по наблюдениям линий излучения молекул и ионов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах (см. например, [1]), именно абсорбционные спектроскопические наблюдения диффузной межзвездной среды в ультрафиолете (УФ) дали астрономам фундаментальные знания об основных межзвездных молекулах, а также астрохимических путях их синтеза и разрушения.

Молекулярные облака в МЗС

В холодной нейтральной среде, составляющей примерно половину по массе от всей МЗС, наблюдаются сложные по своей структуре и разнообразные по физическим условиям молекулярные облака. Молекулярный водород (H_2) — наиболее распространенная молекула во Вселенной и играет фундаментальную роль в множестве процессов, протекающих в МЗС. Занимая в объеме менее 1 % от всей МЗС, именно эти газопылевые облака ответственны за межзвездное поглощение. В литературе можно найти несколько примеров классификации молекулярных облаков (см. например, [2, 3]), для УФ-спектроскопии молекул, однако же, важно лишь одно — пропускают ли эти облака УФ-излучение фоновых звезд или нет. Пропускание обычно характеризуется величиной поглощения в полосе V (A_V , $\lambda = 540$ нм), и хотя это не ультрафиолетовый диапазон, но по историческим причинам удобно ориентироваться именно на нее. К плотным молекулярным облакам относят те, в которых $A_V \geq 5-10$, температура газопылевой среды в них обычно $T \sim 10-100$ К, а плотность газа — $n \geq 10^3$ см⁻³. Несмотря на то, что яркие OB-звезды видны в оптике вплоть до $A_V \approx 10$ [4], основные наблюдения молекул в УФ-диапазоне проводятся в направлении т. н. диффузных молекулярных облаков, в которых $A_V \leq 1$, $n \leq 10^3$ см⁻³, а доля молекул H_2 может быть значительно ниже, чем 90 % от общего содержания водорода.

Молекулы H_2

Из-за симметричности у молекулы H_2 нет разрешенных вращательных и колебательных переходов, которые могли бы наблюдаться в миллиметровом диапазоне с поверхности Земли, как это имеет место для монооксида углерода CO . С Земли по линиям излучения могут наблюдаться только H_2 в возбужденном состоянии в ближнем инфракрасном диапазоне ($\lambda \approx 2$ мкм). Основным методом изучения молекул H_2 является абсорбционная спектроскопия в дальней УФ-области, что накладывает ограничения как на исследуемые молекулярные облака (величина $A_V \leq 2-3$), так и на доступную область Галактики, так как звезды не должны быть слишком слабыми для уверенной детекции линий. Молекулярный водород в диффузных облаках находится либо в основном ($X^1\Sigma_g^+$), либо в первом или втором возбужденном электронном состояниях ($B^1\Sigma_u^+$ или $C^1\Pi_u$), которые отстоят от основного на 11.2 и 12.3 эВ и в свою очередь расщепляются на колебательные и вращательные состояния, образуя полосы Лаймана и Вернера, соответственно. Благодаря массовым исследованиям УФ-спектров поглощения звезд на спутнике *Copernicus*, в 70-х гг. XX в. стало ясно, что полосы H_2 на длинах волн $\lambda \leq 111$ нм наблюдаются повсеместно в картинной плоскости. Наблюдения спутников *Copernicus* и более поздние наблюдения обсерватории *FUSE* показали, что лучевые концентрации H_2 в диффузных облаках лежат в пределах $10^{14} \leq N(\text{H}_2) \leq 10^{20}$ см $^{-2}$, а доля молекул H_2 $0.01 \leq f(\text{H}_2) \leq 0.8$ относительно полного содержания водорода. Таким образом, теоретические предположения о том, что существуют полностью молекулярные облака, где $f(\text{H}_2) = 1$ пока что не было подтверждено, хотя часто используется в современных астрохимических моделях плотных молекулярных облаков (например, [5, 6]). Возможно, причина в том, что на луче зрения у наблюдателя всегда находится смесь из H и H_2 , так как на краях облаков молекулы H_2 диссоциируют под действием УФ-излучения. Поглощая кванты полос Лаймана и Вернера, молекулы H_2 диссоциируют примерно с вероятностью 10 %. Из-за того что диссоциации предшествует поглощение излучения в узких линиях, в облаках происходит так называемый эффект самоэкранирования — линии быстро становятся оптически-толстыми и молекулы H_2 защищают сами себя от разрушительного УФ-излучения начиная с $N(\text{H}_2) \approx 5 \times 10^{19}$ см $^{-2}$ [7, 8]. Массовая УФ-спектроскопия на *Copernicus* и *FUSE* позволила эмпирически получить важные соотношения между общим количеством водорода на луче зрения и величиной поглощения [9, 10]:

$$N(\text{HI} + \text{H}_2) \approx A_V 1.9 \times 10^{21}, \quad (1)$$

где $N(\text{HI} + \text{H}_2)$ — лучевая концентрация атомарного и молекулярного водорода, см $^{-2}$. Важно отметить, что данное соотношение используется повсеместно в астрономии, хотя получено оно для объектов с $A_V \leq 5$, показателем цвета $E(B - V) \leq 0.5$ и в предположении т. н. стандартной пыли с отношением полного поглощения к селективному $R_V = 3.1$. Более аккуратно стоит говорить о соотношении между $N(\text{HI} + \text{H}_2)$ и $E(B - V)$, которое измерено уже более чем для 130 ОБ-звезд вплоть до $N(\text{HI} + \text{H}_2) = 5 \times 10^{21}$ см $^{-2}$ и в среднем составляет [9, 11]:

$$< N(\text{HI} + \text{H}_2)/E(B - V) > \approx (5.8 - 6.1) \times 10^{21}. \quad (2)$$

Интересно, что числовые коэффициенты в соотношениях 1 и 2, измеренные для массивных звезд из галактической плоскости, не совпадают со значениями, полученными другими способами для высоких галактических широт, что свидетельствует об осаждении пыли к плоскости галактического диска либо о разрушении пыли над плоскостью Галактики.

Молекулы CO

Благодаря вращательным переходам на длине волны 3 мм, излучение молекул CO активно наблюдается с Земли вот уже несколько десятилетий. Поскольку полосы, в которых CO поглощает УФ-излучение и впоследствии диссоциируют, перекрываются с полосами Лаймана и Вернера, то H₂ экранирует CO, предотвращая диссоциацию [12]. Таким образом, в тех частях молекулярных облаков, где наблюдается CO, водород также находится в форме молекул H₂. Вот уже несколько десятилетий CO активно используется для определения лучевой концентрации молекул H₂ с помощью простого соотношения $N(\text{H}_2) \approx A \times 10^4 \times N(\text{CO}) \text{ см}^{-2}$, где $A = 1-3$ для галактических объектов, или еще проще [13]:

$$N(\text{H}_2) = X_{\text{CO}} W(\text{CO}, J = 1 - 0), \quad (3)$$

где $W(\text{CO}, J = 1-0) \text{ К км с}^{-1}$ — интегральная интенсивность излучения CO на длине волны 3 мм. Коэффициент пересчета CO-в-H₂ X_{CO} зависит от множества факторов, включая оптическую толщину линий, металличность среды и проч. Одновременные наблюдения CO и H₂ в УФ-диапазоне позволяют проводить калибровки фактора пересчета CO-в-H₂, что особенно важно для интервала $N(\text{H}_2) < 10^{20} \text{ см}^{-2}$, где линейная зависимость перестает работать [14]. Причем полезными могут оказаться не только те части спектра, в которых происходит основное поглощение и где быстро происходит насыщение (для CO это интервал $\lambda < 107 \text{ нм}$), но и линии в менее энергетичном диапазоне с $\lambda > 120 \text{ нм}$, в котором работает спектрограф *STIS* на телескопе *HST* [14, 15]. Например, в работе [15] благодаря измерениям со спектральным разрешением 200 000 были получены уникальные спектры в направлении звезды X Персея и определено относительное обилие $\text{CO}/\text{H}_2 = 5 \times 10^{-6}$, что является рекордно низким содержанием для плотного молекулярного облака.

Другие межзвездные молекулы в ультрафиолете

Кроме H₂ и CO, УФ-наблюдения позволили обнаружить в диффузных молекулярных облаках такие молекулы, как OH, C₂, N₂, CO₂, HCl, но многие из молекул, о существовании которых в диффузных облаках астрономы знают по результатам астрохимического моделирования, до сих пор в этих объектах не обнаружены. Такая ситуация сложилась, например, с молекулами воды. На сегодняшний день известно, что основной резервуар воды в МЗС — это поверхности пылинок, из которых вода может выходить в газовую фазу под действием ударных волн [16], и, как показывают астрохимические модели, вода должна содержаться в диффузных облаках на уровне $\sim 10^{-8}$. Однако даже на *HST* [17] астрономы не смогли обнаружить линий поглощения воды на длине волны $\lambda = 124 \text{ нм}$, а значит, 10^{-8} — это верхний предел ее содержания в диффузных облаках и либо астрохимические модели должны быть пересмотрены, либо требуются дополнительные наблюдения. Похожая ситуация сложилась с некоторыми другими молекулами, что открывает широкие возможности для поиска линий молекул на УФ-телескопах будущего.

Заключение

Поиск новых линий молекул в межзвездной среде — одна из перспективных задач для международного космического телескопа «Спектр-УФ» [18]. К сожалению, спектрограф VUVES телескопа «Спектр-УФ» не может быть использован для исследований молекул H₂, т. к. его коротковолновая граница составляет 115 нм, а для H₂ необходим диапазон $91.2 \leq \lambda \leq 111 \text{ нм}$. Спектрограф VUVES, однако же, может быть использован для исследований ненасыщенных и слабых линий CO, благодаря чему можно ожидать аккуратных

оценок лучевых концентраций этой астрофизически важной молекулы. Известно, что в диапазоне $115 \leq \lambda \leq 310$ нм находится множество линий других молекул, поэтому при достаточной экспозиции и обзоре большого числа объектов можно ожидать новых интересных открытий в диффузных облаках.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 21-12-00373.

Библиографические ссылки

- [1] *Jørgensen J. K., van der Wiel M. H. D., Coutens A. et al.* The ALMA Protostellar Interferometric Line Survey (PILS). First results from an unbiased submillimeter wavelength line survey of the Class 0 protostellar binary IRAS 16293-2422 with ALMA // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 595. — P. A117.
- [2] *Засов А. В., Постнов К. А.* Общая астрофизика. — 2-е изд. — Фрязино : Век 2, 2006. — 196 с.
- [3] *Wiebe D.* Observations in UV band and problems of star formation studies. // *Ultraviolet Universe II* / ed. by B. Shustov, M. Sachkov, E. Kilpio. — 2008. — P. 268.
- [4] *Kirsanova M. S., Boley P. A., Moiseev A. V. et al.* 3D structure of the H II region Sh2-235 from tunable-filter optical observations // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2020. — Vol. 497, № 1. — P. 1050–1058.
- [5] *Kirsanova M. S., Ossenkopf-Okada V., Anderson L. D. et al.* The PDR structure and kinematics around the compact H II regions S235 A and S235 C with [C II], [¹³C II], [O I], and HCO⁺ line profiles // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2020. — Vol. 497, № 3. — P. 2651–2669.
- [6] *Kirsanova M. S., Saliu S. V., Kalenskii S. V. et al.* The warm-up phase in massive star-forming cores around RCW 120 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 503, № 1. — P. 633–642.
- [7] *Black J. H., Dalgarno A.* Models of interstellar clouds. I. The Zeta Ophiuchi cloud. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1977. — Vol. 34. — P. 405–423.
- [8] *Draine B. T., Bertoldi Frank.* Structure of Stationary Photodissociation Fronts // *Astrophys. J.* — 1996. — Vol. 468. — P. 269.
- [9] *Bohlin R. C., Savage B. D., Drake J. F.* A survey of interstellar H I from Lalpha absorption measurements. II. // *Astrophys. J.* — 1978. — Vol. 224. — P. 132–142.
- [10] *Rachford Brian L., Snow Theodore P., Destree Joshua D. et al.* Molecular Hydrogen in the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Translucent Lines of Sight: The Full Sample // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2009. — Vol. 180, № 1. — P. 125–137.
- [11] *Shull J. Michael, Danforth Charles W., Anderson Katherine L.* A Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer Survey of Interstellar Molecular Hydrogen in the Galactic Disk // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 911, № 1. — P. 55.
- [12] *van Dishoeck Ewine F., Black John H.* The Photodissociation and Chemistry of Interstellar CO // *Astrophys. J.* — 1988. — Vol. 334. — P. 771.
- [13] *Bolatto Alberto D., Wolfire Mark, Leroy Adam K.* The CO-to-H₂ Conversion Factor // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 51, № 1. — P. 207–268.
- [14] *Sonnentrucker P., Welty D. E., Thorburn J. A., York D. G.* Abundances and Behavior of ¹²CO, ¹³CO, and C₂ in Translucent Sight Lines // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2007. — Vol. 168, № 1. — P. 58–99.

- [15] *Sheffer Yaron, Lambert David L., Federman S. R.* Ultraviolet Detection of Interstellar $^{12}\text{C}^{17}\text{O}$ and the CO Isotopomeric Ratios toward X Persei // *Astrophys. J. Lett.* — 2002. — Vol. 574, № 2. — P. L171—L174.
- [16] *van Dishoeck, E. F., Kristensen, L. E., Mottram, J. C. et al.* Water in star-forming regions: physics and chemistry from clouds to disks as probed by Herschel spectroscopy // *A&A.* — 2021. — Vol. 648. — P. A24.
- [17] *Spaans Marco, Neufeld David, Lepp Stephen et al.* Search for Interstellar Water in the Translucent Molecular Cloud toward HD 154368 // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 503, № 2. — P. 780—784.
- [18] *Shustov Boris, Sachkov Mikhail, Gómez de Castro Ana I. et al.* WSO-UV—ultraviolet mission for the next decade // *Astrophys. Space. Sci.* — 2009. — Vol. 320, № 1—3. — P. 187—190.

указывают на присутствие второго компонента, данные о них объединены в группу таблиц с общей частью названия *gaiadr3.nss*. Во всех описанных случаях в каждой таблице присутствуют идентификаторы источников Gaia, которые являются уникальными номерами источников в рамках настоящего релиза данных (при этом в других релизах номер источника может быть иным). Приведены таблицы с кросс-идентификацией объектов с другими релизами Gaia, а также с внешними крупными и важными обзорами (Hipparcos, SDSS, etc.). Важная информация содержится в таблице рекомендуемых поправок *gaiadr3.gai_a_source_corrections*. В рамках Gaia DR3 опубликован большой массив астрофизических параметров *gaiadr3.astrophysical_parameters*, оцененных при помощи методов машинного обучения по спектрам низкого разрешения BP/RP (в том числе T_{eff} , $\log g$, $[M/H]$, A_G для 470 млн источников) и по спектрам среднего разрешения со спектрографа для измерения лучевых скоростей для 5.5 млн источников.

Важно отметить, что в рамках Gaia DR3 опубликованы временные ряды фотометрических наблюдений для переменных объектов и первые временные ряды лучевых скоростей для пульсирующих звезд (в основном цефеид и лирид). Эти и другие результаты, содержащие большой объем данных, доступны по протоколу Datalink https://www.cosmos.esa.int/web/gaia-users/archive/datalink-products#datalink_jntb_get_all_prods. По этому же протоколу осуществляется доступ к усредненным распределениям спектральной энергии. Основные продукты Gaia DR3 частично доступны через веб-интерфейс на сайтах ESA, CDS и поддерживающих центров данных. Рекомендованный основной способ доступа — по стандартным протоколам виртуальной обсерватории (Cone Search, Table Access Protocol etc), в частности через TAP-интерфейсы или TAP-клиенты.

В последующих разделах мы обсуждаем цели, методы и результаты поиска в многомерном пространстве параметров Gaia объектов (звезд и звездных групп), объединенных общим происхождением. Мы остановимся на развитии, в связи с результатами Gaia, методов поиска и исследования групп звезд, объединенных общим происхождением или общей динамической эволюцией. Будут обсуждаться методы поиска звездных групп низкой плотности с использованием данных Gaia, использование Gaia для оценки возрастов экзопланет при обнаружении звезд, содвигущихся с родительской звездой, а также при поиске связей цефеид и рассеянных звездных скоплений.

Поиск и исследование звездных скоплений с Gaia

До публикации данных Gaia качественные скачки в исследованиях звездных скоплений были стимулированы результатами космической миссии Hipparcos/Tycho [4] (см., например, [5–7]), а также инфракрасного обзора 2MASS [8–11]. Использование данных 2MASS в комбинации с астрометрическим обзором PPMXL [12] позволило провести глобальный обзор галактических скоплений MWSC, создав однородный наиболее полный их список, включающий более чем 3 000 скоплений [13, 14].

Gaia, в первую очередь будучи астрометрической миссией, обеспечивает высокую точность данных о положениях, собственных движениях и параллаксах для более чем 1.5 млрд звезд. Это, в частности, позволило добиться новых успехов в открытии и получении членства звездных скоплений. В работе [15] был предложен метод автоматической идентификации скоплений и составлен список из 1 229 скоплений на основе опыта исследования астрометрического решения Tycho-Gaia (TGAS), подтвержденного данными Gaia DR2 [16]. Упомянутый метод основан на алгоритме слепого поиска областей повышенной плотности звезд в пространстве параметров 5D, включающему небесные координаты, собственные движения и параллаксы. Метод был модифицирован [17], после чего описанный подход применялся для последовательного расширения списка, вычисления вероятности членства

и определения основных параметров скоплений [18–20]. В общей сложности авторам удалось обнаружить в Gaia DR2 1 867 объектов с фотометрическими и высококачественными астрометрическими параметрами.

Одновременно были опубликованы результаты поисков рассеянных скоплений в Gaia DR2 в работах [21, 22]. В [21] авторы использовали метод кластерного анализа friend-to-friend, чтобы идентифицировать в пространстве параметров 5D 2 443 кластера, из них 76 ранее не упоминавшихся в литературе. В статье [22], где авторы идентифицировали 2 080 скоплений, известных в литературе, и 207 неизвестных кандидатов, были получены сходные результаты, с помощью метода неконтролируемого машинного обучения и слепого поиска в низких галактических широтах: $|b| < 20^\circ$.

В работе [23] на основе Gaia DR2 для $|b| < 20^\circ$ и параллаксов $\varpi > 0.2 \text{ mas}$ повторно были идентифицированы 2 080 уже известных скоплений и обнаружены еще 74 новых кандидата в скопления. В [24] с использованием данных Gaia EDR3 [25] был проведен поиск скоплений на относительно высоких галактических широтах ($|b| > 20^\circ$) и при ограничении расстояний до Солнца ($\varpi > 0.8 \text{ mas}$). В этой области авторы обнаружили 886 объектов, из которых 270 ранее не каталогизировались, причем 46 из впервые обнаруженных скоплений находятся на относительно высоких широтах. В работе [26], также с использованием Gaia EDR3, на галактических широтах $|b| \leq 20^\circ$ были обнаружены 1 930 ранее известных рассеянных скоплений, 82 известных шаровых скопления и 704 новых кандидата в скопления.

Большинство из приведенных выше результатов были получены с помощью методов кластерного анализа в зашумленных данных DBSCAN [27], одного из двух алгоритмов кластеризации, которые могут работать в присутствии фонового загрязнения, типичного для окружающей среды звездного скопления. Недавно в работе [28] авторы сравнили эффективность трех алгоритмов автоматизированного поиска звездных скоплений в применении к каталогу Gaia DR2, в 100 выбранных областях неба, расположенных вдоль Млечного Пути. Они обнаружили, что известный алгоритм кластеризации на основе плотности, основанной на иерархических оценках плотности HDBSCAN [29], способен обнаружить 82 % известных скоплений, тогда как алгоритм DBSCAN показывает результат 50–62 %. Для третьего популярного алгоритма Gaussian Mixture Model (GMM) [30] вероятность успеха оценена в 33 %. Побочным результатом этого исследования стало обнаружение 41 нового скопления.

Поток вновь идентифицированных кластеров сопровождается вновь определенными параметрами скоплений на основе Gaia (в первую очередь астрометрическими, а затем фотометрическими) [31] для Gaia DR2 и [32] для Gaia EDR3, что расширяет горизонты для изучения популяции звездных скоплений. Например, в работах [33, 34] использованы 6D-данные на основе Gaia DR2 для 861 скопления и 5 недавно идентифицированных пар скоплений для изучения кинематики галактического диска. В статье [32] данные о 264 скоплениях моложе 80 млн лет и 84 областях звездообразования моложе 30 млн лет, расположенных вокруг четырех ближайших к Солнцу спиральных рукавов, были использованы, чтобы очертить рукава, охарактеризовать их и определить их кинематические характеристики. В работе [35] кинематика населения рассеянных скоплений по данным Gaia DR2 также использована для исследования кривой вращения галактического диска.

Как видно, исследования звездных скоплений Галактики с использованием данных Gaia представляют собой быстро и активно развивающуюся область знаний. При этом следует отметить, что не для всех вновь открытых скоплений удастся подтвердить существование независимым образом. Кроме того, списки скоплений, получаемых разными авторами с использованием разных методик, могут оказываться взаимно противоречивыми, существование некоторых известных скоплений может подвергаться сомнению в одном исследовании

и подтверждаться в другом, и не всегда автоматизированные методы исследования могут приводить к удовлетворительным результатам. Таким образом, в этой области исследований еще далеко не достигнуто насыщение и не подведены итоги.

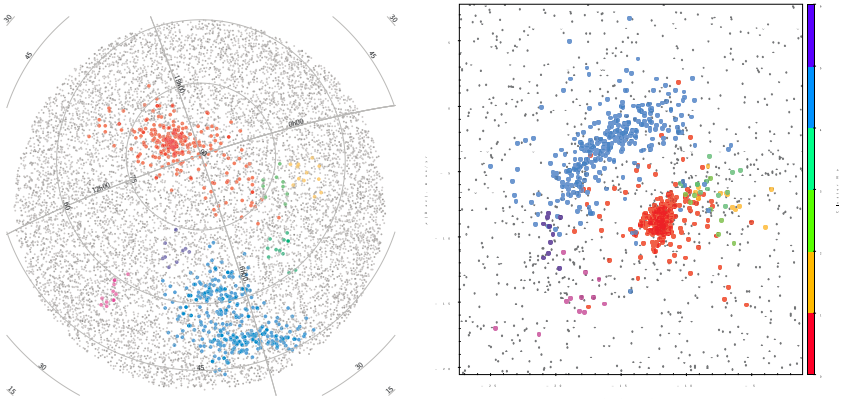
Распределенные в пространстве звездные группы

Для переписи звездных скоплений алгоритмы автоматической кластеризации оказались достаточно успешными, хотя для разных целей оптимальными могут оказываться разные алгоритмы (см., например, обсуждение [28]). Более рассеянные в пространстве звездные структуры (приливные хвосты, звездные короны, филаменты), связанные с существующими скоплениями [36–39]; группы с общим движением и потоки [40, 41] более сложны для обнаружения с помощью алгоритмов кластеризации. Они могут едва выделяться на звездном фоне, иметь сложную геометрическую форму и значительную пространственную протяженность, что приводит к вариациям собственных движений. Такие структуры могут возникать на разных стадиях разрушения звездных скоплений [36–38, 40, 41]. Хотя звезды в таких группах в настоящее время могут быть несвязанными гравитационно, они имеют общее происхождение, что делает исследование таких структур важными для понимания строения и динамической эволюции Галактики, а также формирования населения звездного поля Галактики.

Авторы исследуют различные подходы к локализации подобных групп. Один из часто встречающихся подходов состоит в том, чтобы выбрать уже известное звездное скопление или группу и искать в фазовом пространстве в данных Gaia вокруг него расширенные структуры, кинематически связанные с ним, например [39, 42–44]. Другой подход включает применение методов кластеризации, таких как DBSCAN/HDBSCAN, к звездному населению в целом [28]. Поиск кластеров в фазовом пространстве (координаты + скорости) позволяет находить новые структуры, не связанные с известными. Вероятность открытия протяженной рыхлой группы звезд зависит от ее характеристик и от используемых методов. Обзоры всего неба сверхшироких двойных звезд по данным Gaia [45–47] тоже можно рассматривать в этом ключе.

Было предложено комбинирование подходов [48]: используя алгоритм поиска сверхшироких пар звезд [47], применить алгоритмы кластеризации, например DBSCAN [49], к этому предварительному списку звездных пар (вместо того, чтобы использовать его непосредственно в звездном каталоге). В работе [28] было продемонстрировано, что из методов слепого кластерного анализа для поиска и отождествления звездных скоплений лучшие результаты демонстрируют алгоритмы DBSCAN и HDBSCAN [50]. Применение алгоритма DBSCAN отличается от HDBSCAN возможностью явно задать ожидаемое расстояние в качестве параметра кластеризации (так называемый ϵ -параметр в DBSCAN). Предварительное составление списка сопутствующих пар позволило бы ограничить параметры относительного движения звезд перед применением алгоритмов кластеризации. Уменьшая относительное количество пар с неблагоприятными параметрами, мы стремимся повысить контраст появления в фазовом пространстве звезд (и пар), составляющих протяженные звездные структуры, и за счет этого повысить чувствительность алгоритмов кластеризации. Основной целью является разработка алгоритма неконтролируемого поиска протяженных звездных структур, достаточно быстрого для слепого и систематического применения на небесной сфере и достаточно чувствительного для поиска таких структур (см., например, рисунок).

Сравнение результатов применения предложенного метода при варьировании принципов выделения звездных пар с результатами прямого применения методов кластерного анализа к данным о звездах показало, что предложенный метод способен находить распределенные звездные группы без предварительного знания их характеристик. Эксперименты



Диаграммы рассеяния, показывающие положение на небе (слева) и собственное движение (справа) звезд из сгруппированных реальных данных, окрашенных в соответствии с тем, к какому кластеру они были отнесены. Серые более мелкие точки соответствуют звездам, которые присутствовали хотя бы в одной паре, но не были отнесены к скоплениям алгоритмом DBSCAN. Группы с общим пространственным движением в области скопления Coma Ber, [48]

над набором значений параметров предварительных звездных пар показали, что для таких поисков выгодно выбирать более жесткие ограничения на разницу скоростей (в нашем случае до 1 км/с для прогнозируемой разницы скоростей). Одновременно можно значительно увеличить допустимое расстояние между звездами в паре (в нашем эксперименте прогнозируемое расстояние между компонентами до 12 пк при определенных ограничениях на соотношение между параллаксами и их ошибками). Было показано, что прямое применение алгоритма кластеризации (DBSCAN) к звездам одной и той же области имеет гораздо более узкую область допустимых параметров кластеризации из-за риска ложноположительных результатов. В результате, хотя он обнаруживает плотные структуры, способность алгоритма кластеризации находить распределенные звездные группы ограничена. Тот же метод кластеризации, но примененный к предварительно сконструированному каталогам звездных пар, приводит к открытию большой протяженности длинных и разреженных структур, в частности структур приливной природы.

Звезды с экзопланетами в группах с общим движением

К настоящему времени известны свыше 3900 родительских звезд с планетными системами, включающими одну или более экзопланет. Возраст таких систем представляет собой важную характеристику, знание о возрасте связано с пониманием физических процессов их формирования и эволюции. Легко осуществимой и массовой, но в высшей степени ненадежной, может быть оценка возраста звезды по ее положению на диаграмме цвет — звездная величина, выполняемая с использованием моделей звездной эволюции (изохрон). В то же время такие оценки становятся намного более значимыми и точными для групп звезд одного возраста. Известно некоторое количество звезд с экзопланетами, предположительно связанных с рассеянными звездными скоплениями и ассоциациями [51–53]. Кроме того, использование высокоточных данных Gaia о положениях в пространстве и скоростях звезд позволило массово выявлять слабые неиерархические кратные системы и рассеянные

звездные группы, состоящие из звезд, не взаимодействующих между собой эволюционно или динамически, но движущихся в пространстве вместе [46, 47, 54, 55]. Со значительной степенью вероятности такие системы являются остатками распадающихся групп звезд, образовавшихся вместе, и состоят из звезд близкого возраста [54, 56]. Поиск родственных групп звезд у звезд с экзопланетами проводился до Gaia [52] и с данными Gaia [57, 58]. Мы провели систематический поиск среди источников Gaia звезд, соседствующих в фазовом пространстве с известными звездами с экзопланетами в радиусе 150 пк от Солнца, с использованием проверенной методики (см. предыдущий раздел) и ограничений, подтвержденных как дополнительными наблюдательными данными, так и результатами вероятностного и динамического моделирования.

Поиск среди источников Gaia DR3 звезд с общим пространственным движением, таким образом, был осуществлен для 934 звезд с экзопланетами, расположенных на вероятных расстояниях от 7 до 150 пк от Солнца. Для 251 родительских звезд с экзопланетами обнаружены потенциальные содвижущиеся компоненты, в том числе:

- для 136 — один компонент;
- для 42 — два компонента;
- для 42 звезд с экзопланетами количество обнаруженных содвижущихся компонентов составляет от 3 до 9;
- для 31 звезд обнаружены от 10 до сотен компонентов.

Мы оценили возрасты выделенных групп с общим движением и определили надежность этих оценок путем сравнения их с доступными альтернативными оценками возрастов (гирохронологический метод [59], оценка возраста по изохронам с использованием дополнительной спектроскопической информации [60], оценка возраста по известной принадлежности к скоплению или ассоциации). Обнаружено, что для 20–25 % звезд с экзопланетами с использованием данных Gaia с достаточной уверенностью могут быть обнаружены «сблинги». Однако для достаточно разумной оценки возраста желательно, чтобы система включала минимум 3–4 компонента. Поэтому лишь для примерно 10 % звезд с экзопланетами можно оценить возраст с медианной точностью около 30 %, используя их принадлежность к группе с общим пространственным движением.

Цефеиды, связанные со звездными скоплениями

Интересную задачу представляет также поиск цефеид, связанных с рассеянными скоплениями, исторически связанный с необходимостью возможно более точного прямого определения расстояний до звезд этого типа, важных для построения космической шкалы расстояний [61–64]. Даже в настоящее время число цефеид, для которых тригонометрический параллакс был бы известен с достаточно высокой точностью, невелико. Кроме того, связь цефеиды с рассеянным скоплением позволяет уточнить ее химический состав, прямое определение которого для пульсирующих звезд может быть сложной задачей. В работах [65, 66] предложены разные подходы к задаче о поиске связей между цефеидами и рассеянными скоплениями с использованием данных Gaia (авторы используют, соответственно, байесовские вероятности для такой связи и методы кластерного анализа). Мы предлагаем альтернативный подход, связанный с оценкой вероятности неслучайности согласия пространственной скорости цефеиды и скопления при условии их вероятной близости в пространстве. Были исследованы цефеиды из списка цефеид Gaia DR3 [67]. Обнаружено, что 21 цефеида входит в числе вероятных членов рассеянных скоплений, согласно [19]. Среди них

есть исторически известные или предполагавшиеся связи, а также связи, оцененные как вероятные другими авторами [65, 66].

- для 47 цефеид и 44 скоплений вероятность связи со скоплениями оценена как превышающая 95 %;
- для 95 цефеид вероятность неслучайной связи со скоплениями превышает 90 % (включая упомянутые в предыдущем пункте);
- для 303 цефеид вероятность $P > 70$ %.

Последующие этапы этой работы будут включать расширение списка скоплений с учетом его регулярного пополнения и уточнения характеристик, а также внимательное исследование вероятных связей цефеид со скоплениями.

Заключение

Данные Gaia DR3 чрезвычайно разнообразны и представляют собой богатое поле для исследований разного характера. В частности, комбинация высокоточных астрометрических данных Gaia с лучевыми скоростями, представленными в Gaia DR3 для 22 млн источников, и классификацией объектов, выполненной по спектрам Gaia, открывает новые возможности для поиска родственных групп звезд, возможности определения возрастов и уточнения расстояний для важных астрономических объектов, возможности исследования динамической эволюции Галактики.

Библиографические ссылки

- [1] *Gaia Collaboration, Prusti T., de Bruijne J. H. J. et al.* The Gaia mission // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 595. — P. A1. 1609.04153.
- [2] *Gaia Collaboration, Vallenari, A., Brown, A.G.A. et al.* Gaia Data Release 3. Summary of the content and survey properties // *A&A.* — 2022.
- [3] *Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A. et al.* Gaia Early Data Release 3. Summary of the contents and survey properties // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 649. — P. A1. 2012.01533.
- [4] *Perryman M. A. C., Lindegren L., Kovalevsky J. et al.* The HIPPARCOS Catalogue // *Astron. Astrophys.* — 1997. — Vol. 323. — P. L49–L52.
- [5] *Platais Imants, Kozhurina-Platais Vera, van Leeuwen Floor.* A Search for Star Clusters from the HIPPARCOS Data // *Astron. J.* — 1998. — Vol. 116, № 5. — P. 2423–2430.
- [6] *van Leeuwen Floor.* HIPPARCOS distance calibrations for 9 open clusters // *Astron. Astrophys.* — 1999. — Vol. 341. — P. L71–L74.
- [7] *Kharchenko N. V., Piskunov A. E., Röser S. et al.* Astrophysical parameters of Galactic open clusters // *Astron. Astrophys.* — 2005. — Vol. 438. — P. 1163–1173. [arXiv:astro-ph/0501674](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0501674).
- [8] *Skrutskie M. F., Cutri R. M., Stiening R. et al.* The Two Micron All Sky Survey (2MASS) // *Astron. J.* — 2006. — Vol. 131. — P. 1163–1183.
- [9] *Koposov S. E., Glushkova E. V., Zolotukhin I. Yu.* Automated search for Galactic star clusters in large multiband surveys. I. Discovery of 15 new open clusters in the Galactic anticenter region // *Astron. Astrophys.* — 2008. — Vol. 486, № 3. — P. 771–777. 0709.1275.

- [10] *Glushkova E. V., Kuposov S. E., Zolotukhin I. Yu. et al.* Automated search for star clusters in large multiband surveys: II. Discovery and investigation of open clusters in the galactic plane // *Astronomy Letters*. — 2010. — Vol. 36, № 2. — P. 75–85. 0910.1330.
- [11] *Röser S., Schilbach E., Piskunov A. E. et al.* A deep all-sky census of the Hyades // *Astron. Astrophys.* — 2011. — Vol. 531. — P. A92. 1105.6093.
- [12] *Röser S., Demleitner M., Schilbach E.* The PPMXL Catalog of Positions and Proper Motions on the ICRS. Combining USNO-B1.0 and the Two Micron All Sky Survey (2MASS) // *Astron. J.* — 2010. — Vol. 139. — P. 2440–2447. 1003.5852.
- [13] *Kharchenko N. V., Piskunov A. E., Schilbach E. et al.* Global survey of star clusters in the Milky Way. I. The pipeline and fundamental parameters in the second quadrant // *Astron. Astrophys.* — 2012. — Vol. 543. — P. A156. — Paper I. 1207.4001.
- [14] *Kharchenko N. V., Piskunov A. E., Schilbach E. et al.* Global survey of star clusters in the Milky Way. II. The catalogue of basic parameters // *Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 558. — P. A53. — Paper II. 1308.5822.
- [15] *Cantat-Gaudin T., Jordi C., Vallenari A. et al.* A Gaia DR2 view of the open cluster population in the Milky Way // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 618. — P. A93. 1805.08726.
- [16] *Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A. et al.* Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 616. — P. A1. 1804.09365.
- [17] *Cantat-Gaudin T., Krone-Martins A., Sedaghat N. et al.* Gaia DR2 unravels incompleteness of nearby cluster population: new open clusters in the direction of Perseus // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 624. — P. A126. 1810.05494.
- [18] *Cantat-Gaudin T., Anders F.* Clusters and mirages: cataloguing stellar aggregates in the Milky Way // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 633. — P. A99. 1911.07075.
- [19] *Cantat-Gaudin T., Anders F., Castro-Ginard A. et al.* Painting a portrait of the Galactic disc with its stellar clusters // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 640. — P. A1. 2004.07274.
- [20] *Castro-Ginard A., Jordi C., Luri X. et al.* Hunting for open clusters in Gaia DR2: 582 new open clusters in the Galactic disc // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 635. — P. A45. 2001.07122.
- [21] *Liu Lei, Pang Xiaoying.* A Catalog of Newly Identified Star Clusters in Gaia DR2 // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2019. — Vol. 245, № 2. — P. 32. 1910.12600.
- [22] *Sim Gyuheon, Lee Sang Hyun, Ann Hong Bae, Kim Seunghyeon.* 207 New Open Star Clusters within 1 kpc from Gaia Data Release 2 // *Journal of Korean Astronomical Society*. — 2019. — Vol. 52. — P. 145–158. 1907.06872.
- [23] *He Zhi-Hong, Xu Ye, Hao Chao-Jie et al.* A catalogue of 74 new open clusters found in Gaia Data-Release 2 // *Research in Astronomy and Astrophysics*. — 2021. — Vol. 21, № 4. — P. 093. 2010.14870.
- [24] *He Zhihong, Wang Kun, Luo Yangping et al.* A Blind All-sky Search for Star Clusters in Gaia EDR3: 886 Clusters within 1.2 kpc of the Sun // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2022. — Vol. 262, № 1. — P. 7. 2206.12170.
- [25] *Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A. et al.* Gaia Early Data Release 3. Summary of the contents and survey properties // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 649. — P. A1. 2012.01533.
- [26] *Hao C. J., Xu Y., Wu Z. Y. et al.* Newly detected open clusters in the Galactic disk using Gaia EDR3 // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 660. — P. A4. 2204.00196.

- [27] *Ester Martin, Kriegel Hans-Peter, Sander Jörg, Xu Xiaowei*. A Density-Based Algorithm for Discovering Clusters in Large Spatial Databases with Noise // KDD. — 1996.
- [28] *Hunt Emily L., Reffert Sabine*. Improving the open cluster census. I. Comparison of clustering algorithms applied to Gaia DR2 data // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 646. — P. A104. 2012. 04267.
- [29] *Campello Ricardo J. G. B., Moulavi Davoud, Sander Joerg*. Density-Based Clustering Based on Hierarchical Density Estimates // *Advances in Knowledge Discovery and Data Mining / ed. by Jian Pei, Vincent S. Tseng, Longbing Cao et al.* — Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2013. — P. 160–172.
- [30] *Pedregosa Fabian, Varoquaux Gaël, Gramfort Alexandre et al.* Scikit-Learn: Machine Learning in Python // *J. Mach. Learn. Res.* — 2011. — Vol. 12, № null. — P. 2825–2830.
- [31] *Bossini D., Vallenari A., Bragaglia A. et al.* Age determination for 269 Gaia DR2 open clusters // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 623. — P. A108. 1901.04733.
- [32] *Castro-Ginard A., McMillan P. J., Luri X. et al.* Milky Way spiral arms from open clusters in Gaia EDR3 // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 652. — P. A162. 2105.04590.
- [33] *Soubiran C., Cantat-Gaudin T., Romero-Gómez M. et al.* Open cluster kinematics with Gaia DR2 // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 619. — P. A155. 1808.01613.
- [34] *Soubiran C., Cantat-Gaudin T., Romero-Gómez M. et al.* Open cluster kinematics with Gaia DR2 (Corrigendum) // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 623. — P. C2.
- [35] *Tarricq Y., Soubiran C., Casamiquela L. et al.* 3D kinematics and age distribution of the open cluster population // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 647. — P. A19. 2012.04017.
- [36] *Jerabkova Tereza, Boffin Henri M. J., Beccari Giacomo et al.* The 800 pc long tidal tails of the Hyades star cluster. Possible discovery of candidate epicyclic overdensities from an open star cluster // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 647. — P. A137. 2103.12080.
- [37] *Meingast Stefan, Alves João, Rottensteiner Alena*. Extended stellar systems in the solar neighborhood. V. Discovery of coronae of nearby star clusters // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 645. — P. A84. 2010.06591.
- [38] *Tang Shih-Yun, Pang Xiaoying, Yuan Zhen et al.* Discovery of Tidal Tails in Disrupting Open Clusters: Coma Berenices and a Neighbor Stellar Group // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 877, № 1. — P. 12. 1902.01404.
- [39] *Zhong Jing, Chen Li, Kouwenhoven M. B. N. et al.* Substructure and halo population of Double Cluster h and χ Persei // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 624. — P. A34. 1902.06892.
- [40] *Röser Siegfried, Schilbach Elena*. A census of the nearby Pisces-Eridanus stellar stream. Commonalities with and disparities from the Pleiades // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 638. — P. A9. 2002.03610.
- [41] *Ratzenböck Sebastian, Meingast Stefan, Alves João et al.* Extended stellar systems in the solar neighborhood. IV. Meingast 1: the most massive stellar stream in the solar neighborhood // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 639. — P. A64. 2002.05728.
- [42] *Jerabkova Tereza, Boffin Henri M. J., Beccari Giacomo et al.* The 800 pc long tidal tails of the Hyades star cluster. Possible discovery of candidate epicyclic overdensities from an open star cluster // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 647. — P. A137. 2103.12080.
- [43] *Röser Siegfried, Schilbach Elena*. Praesepe (NGC 2632) and its tidal tails // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 627. — P. A4. 1903.08610.

- [44] *Pang Xiaoying, Li Yuqian, Tang Shih-Yun et al.* Different Fates of Young Star Clusters after Gas Expulsion // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 900, № 1. — P. L4. 2008.02803.
- [45] *El-Badry Kareem, Rix Hans-Walter, Tian Haijun et al.* Discovery of an equal-mass ‘twin’ binary population reaching 1000 + au separations // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 489, № 4. — P. 5822–5857. 1906.10128.
- [46] *Jiménez-Esteban F. M., Solano E., Rodrigo C.* A Catalog of Wide Binary and Multiple Systems of Bright Stars from Gaia-DR2 and the Virtual Observatory // *Astron. J.* — 2019. — Vol. 157, № 2. — P. 78. 1901.03730.
- [47] *Sapozhnikov S. A., Kovaleva D. A., Malkov O. Yu., Sytov A. Yu.* Binary Star Population with Common Proper Motion in Gaia DR2 // *Astronomy Reports.* — 2020. — Vol. 64, № 9. — P. 756–768. 2012.06115.
- [48] *Sapozhnikov Sergei, Kovaleva Dana.* Application of clustering algorithm to wide stellar pairs for unsupervised search of parts of disrupting clusters // *Open Astronomy.* — 2021. — Vol. 30, № 1. — P. 191–202.
- [49] *Ester Martin, Kriegel Hans-Peter, Sander Jörg, Xu Xiaowei.* A Density-Based Algorithm for Discovering Clusters in Large Spatial Databases with Noise // *Proceedings of the Second International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining : KDD’96.* — 1996. — AAAI Press. — P. 226–231.
- [50] *Campello Ricardo J. G. B., Moulavi Davoud, Sander Joerg.* Density-Based Clustering Based on Hierarchical Density Estimates // *Advances in Knowledge Discovery and Data Mining / ed. by Jian Pei, Vincent S. Tseng, Longbing Cao et al.* — Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2013. — P. 160–172.
- [51] *Montes D., Caballero J. A., Fernández-Rodríguez C. J. et al.* Estimating the Age of Exoplanet’s Host Stars by their Membership in Moving Groups and Young Associations // *Pathways Towards Habitable Planets / ed. by Vincent Coudé du Foresto, Dawn M. Gelino, Ignasi Ribas : Astronomical Society of the Pacific Conference Series.* — 2010. — Vol. 430. — P. 507.
- [52] *Mugrauer M., Ginski C., Seeliger M.* New wide stellar companions of exoplanet host stars // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 439, № 1. — P. 1063–1070.
- [53] *Nardiello D., Deleuil M., Mantovan G. et al.* A PSF-based Approach to TESS High quality data Of Stellar clusters (PATHOS) — IV. Candidate exoplanets around stars in open clusters: frequency and age-planetary radius distribution // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 505, № 3. — P. 3767–3784. 2105.09952.
- [54] *Kamdar Harshil, Conroy Charlie, Ting Yuan-Sen et al.* Stars that Move Together Were Born Together // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 884, № 2. — P. L42. 1904.02159.
- [55] *Sapozhnikov S. A., Kovaleva D. A.* Observational signs of wide binary stars dissolution in Gaia DR2 data // *INASAN Science Reports.* — 2020. — Vol. 5. — P. 336–340.
- [56] *Jiang Yan-Fei, Tremaine Scott.* The evolution of wide binary stars // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2010. — Vol. 401, № 2. — P. 977–994. 0907.2952.
- [57] *Winter Andrew J., Kruijssen J. M. Diederik, Longmore Steven N., Chevance Mélanie.* Stellar clustering shapes the architecture of planetary systems // *Nature.* — 2020. — Vol. 586, № 7830. — P. 528–532. 2010.10531.
- [58] *Mugrauer M.* Search for stellar companions of exoplanet host stars by exploring the second ESA-Gaia data release // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 490, № 4. — P. 5088–5102.

- [59] *Silva Aguirre V., Davies G. R., Basu S. et al.* Ages and fundamental properties of Kepler exoplanet host stars from asteroseismology // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — 2015. — Vol. 452, № 2. — P. 2127–2148. <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/452/2/2127/18754377/stv1388.pdf>.
- [60] *Bonfanti A., Ortolani S., Nascimbene V.* Age consistency between exoplanet hosts and field stars // Astron. Astrophys. — 2016. — Vol. 585. — P. A5. 1511.01744.
- [61] *Irwin J. B.* Cepheid Variables and Galactic Structure // Monthly Notes of the Astronomical Society of South Africa. — 1955. — Vol. 14. — P. 38.
- [62] *Tsarevsky G. S., Ureche V., Efremov Y. N.* A search for cepheids - New possible members of open clusters: preliminary results. // Astronomicheskij Tsirkulyar. — 1966. — Vol. 367. — P. 1–3.
- [63] *Baumgardt H., Dettbarn C., Wielen R.* Absolute proper motions of open clusters. I. Observational data // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. — 2000. — Vol. 146. — P. 251–258. astro-ph/0010306.
- [64] *Turner David G.* The PL calibration for Milky Way Cepheids and its implications for the distance scale // Astrophys. Space. Sci. — 2010. — Vol. 326, № 2. — P. 219–231. 0912.4864.
- [65] *Medina Gustavo E., Lemasle Bertrand, Grebel Eva K.* A revisited study of Cepheids in open clusters in the Gaia era // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2021. — Vol. 505, № 1. — P. 1342–1366. 2104.14565.
- [66] *Hao C. J., Xu Y., Wu Z. Y. et al.* Open clusters housing classical Cepheids in Gaia DR3 // arXiv e-prints. — 2022. — P. arXiv:2210.01521. 2210.01521.
- [67] *Ripepi, V., Clementini, G., Molinaro, R. et al.* Gaia Data Release 3: Specific processing and validation of all-sky RR Lyrae and Cepheid stars — The Cepheid sample // A&A. — 2022.

ИОНИЗУЮЩИЙ ПРОЖЕКТОР АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

А. В. Моисеев, А. А. Смирнова

Специальная астрофизическая обсерватория Российской академии наук

Наряду с релятивистскими джетами, ионизационные конусы являются одним из наиболее крупномасштабных примеров воздействия активных галактических ядер на окружающую газовую среду как в самих галактиках, так и за их пределами. Исследование конусов ионизации позволяет не только тестировать унифицированную схемы активности галактического ядра, но и накладывать ограничения на его параметры, а также изучать газовое окружение галактики и проследить, как светимость ядра менялась со временем. Представлен краткий обзор результатов изучения кинематики и состояния газа в конусах ионизации с отдельным вниманием к работам, выполненным на российских телескопах.

IONIZING SPOTLIGHT OF ACTIVE GALACTIC NUCLEUS

A. V. Moiseev, A. A. Smirnova

Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences

Ionization cones, along with a relativistic jets, gives us one of the most large scale example of the impact of active galactic nuclei on the surrounding gas environment in the galaxies themselves and beyond. The study of ionization cones makes it possible not only to test the predictions of the unified model of galactic activity, introducing restrictions on its parameters, but also to probe galaxy gas environment and trace how the luminosity of the nucleus changed over time. We briefly review the results of studying the gas kinematics and state in ionization cones with special attention to the work performed on Russian telescopes.

Введение

Нет сомнений в том, что активность галактических ядер (active galaxy nucleus — AGN) связана с аккрецией окружающего вещества на центральную сверхмассивную черную дыру (super massive black hole — SMBH). И если еще недавно об их существовании были достаточно уверенные, но все-таки косвенные свидетельства (см. обзоры [1, 2]), то теперь мы располагаем изображениями черных дыр в ядре активной галактики M87 [3], а также в ядре Млечного Пути [4], полученные методом радиоинтерферометрии. На рис. 1 показана стандартная, так называемая унифицированная, схема «аккреционной машины» активного ядра [5, 6], включающая вращающийся аккреционный диск из захваченного черной дырой вещества, перпендикулярный ему выброс материи (релятивистский джет) и газопылевой оптически толстый тор, окружающий аккреционный диск. Разнообразие наблюдаемых типов AGN объясняется разным разворотом аккреционной машины к наблюдателю, так что пылевой тор по-разному закрывает нам джет, аккреционный диск и наиболее близкие к ядру ($r < 1$ пк) облака ионизованного газа. Последние, двигающиеся со скоростями до нескольких десятков тысяч км/с, ответственны за формирование широких компонент в линиях ионизованного водорода в спектрах галактик Сейферта 1-го типа (на рис. 1 — облака, принадлежащие к так называемой области широких линий (broad line region — BLR)). Если область BLR закрыта от нас тором, то напрямую в неполяризованном свете наблюдается спектр сейфертовской галактики типа 2, где значительно более далекие от черной

дыры облака газа ответственны за формирование узких разрешенных и запрещенных линий (так называемая область узких линий, narrow line region — NLR), а лучевые скорости обычно не превосходят нескольких сотен км/с. Размер типичной области NLR составляет от нескольких сотен парсек до нескольких килопарсек.

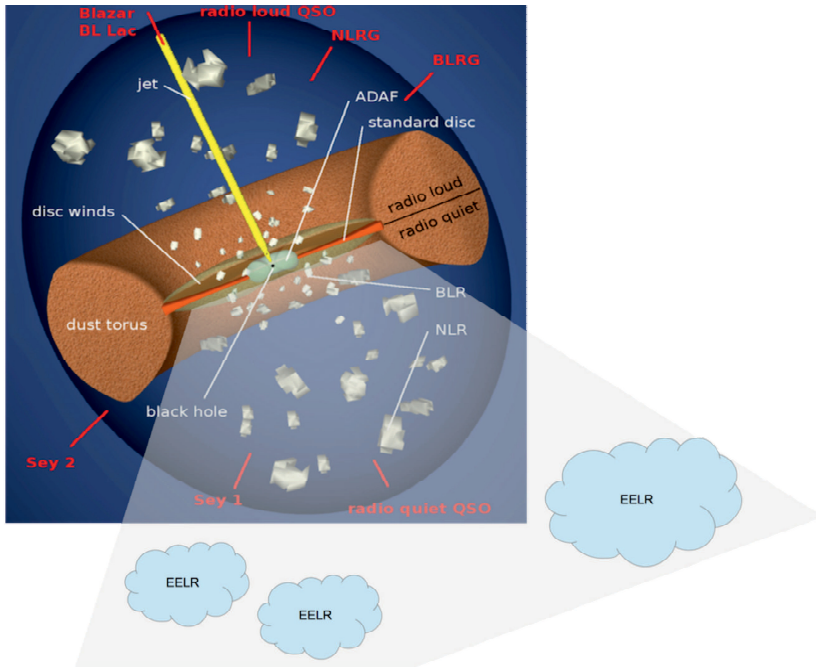


Рис. 1. Унифицированная схема активности ядра галактики [7]. В нижней части (случай радио-тихих АГН) показан конус ионизации, в который попадают внешние облака газа (EELR)

Рост и активность центральной черной дыры тесно связаны с окружающей их галактикой. Именно процессы внутри самой галактики приводят к потере углового момента газа в более внешних областях, так что он попадает в сферу действия аккреционной машины. С другой стороны, активное ядро тоже может оказывать заметное влияние на окружающую межзвездную и даже межгалактическую среду. За счет трения газ аккреционного диска разогревается до высоких температур и излучает как в УФ-диапазоне, так и в рентгене. Поэтому различают механическое воздействие (перенос в окружающую среду кинетической энергии джета и горячего ветра от аккреционного диска) и радиационное, связанное как с ионизацией межзвездной среды энергичными квантами, так и с давлением излучения, исходящего из аккреционной машины. Такое воздействие может остановить звездообразование в газе галактики, ионизовав его и разогрев до высоких температур, так что не только фрагментация, но и само существование холодных молекулярных облаков становится невозможным (negative feedback). С другой стороны, наоборот, расширяющийся ветер или ударные волны, связанные с джетом, могут сжать газ и запустить рождение новых звезд (positive feedback). Такой симбиоз АГН и родительской галактики делает активность ядер важным фактором космологической эволюции [8–10].

Работа аккреционной машины различается в радиогромких и радиотихих AGN. В первом случае (верхняя часть схемы на рис. 1) основная часть энергии уходит на ускорение частиц релятивистского джета с последующим высвечиванием синхротронного излучения — радиационно неэффективная аккреция (advection-dominated accretion flow — ADAF). В радиотихих AGN, наоборот, вклад джета в полную светимость несущественен, а основное наблюдаемое излучение связано с аккреционным диском. Это характерно для ряда квазаров, а также галактик Сейферта и LINER (Low-ionization nuclear emission-line regions ядерных областей с невысоким уровнем ионизации). Эти объекты составляют подавляющее большинство среди близких активных галактик и являются предметом данного обзора.

Пылевой тор коллимирует УФ-излучение вдоль оси диска в виде двух симметричных широких конусов — конусов ионизации [11]. Поэтому, кроме упомянутых выше зон BLR и NLR, «ионизационный след» активного ядра может наблюдаться и на значительно больших расстояниях от центра галактики, в зависимости от наличия газа как в самом галактическом диске, так и за его пределами. В случае хорошего заполнения газом диска будет иметь место классическая биконическая морфология в распределении излучения основных эмиссионных линий (традиционный индикатор — дублет $[O\ III]\lambda\lambda 4959, 5007\text{\AA}$). Иначе могут наблюдаться отдельные облака ионизованного газа как внутри галактического диска, так и за его пределами (см. конус на рис. 1). Здесь речь идет уже о масштабах в десятки килопарсек. Ранее для таких облаков применялся термин ENLR (Extended NLR), сейчас же чаще говорят о более общем случае, включающим также турбулентный газ, выброшенный из ядра — EELR (Extended emission line region, [12, 13]).

Таким образом, «ионизационный прожектор» (AGN) освещает (ионизует) пространственный экран — газовые облака. Изучение подобных систем позволяет лучше понять свойства как прожектора, так и экрана. Выделим следующие основные задачи в их исследовании:

- рассмотрение газового окружения галактик (аккреция газовых облаков, космологические филаменты и т. д.);
- «археология активных галактических ядер» [14] — история активности сверхмассивной черной дыры на временах, за которые свет проходит расстояние от центра до газовых облаков;
- определение параметров унифицированной схемы, связанных с наличием конусов ионизации: измерение раствора конуса, поиск следов их прецессии, ограничения на модели распределения поглощающей материи.

Ниже мы последовательно рассмотрим конкретные примеры решения каждой из перечисленных задач, в том числе с помощью наблюдений, которые выполняет наша группа в Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук (САО РАН) и в Кавказской горной обсерватории Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова (КГО ГАИШ МГУ).

Филаменты межгалактической среды

Близкий пример: Mrk 6

Одним из наиболее характерных и впечатляющих случаев подсветки межгалактического окружения является линзовидная галактика Mrk 6, звездный диск которой выглядит однородно и симметрично. Mrk 6 — одна из первых известных галактик Сейферта, поэтому

казалось, что она изучена весьма детально. Было известно и о большом (до 22 кпк) конусе ионизации, ось которого совпадает с центральным радиоджетом [15]. Но наши наблюдения на 6-м телескопе САО РАН методом 3D-спектроскопии со сканирующим интерферометром Фабри — Перо (ИФП) выявили еще более протяженную систему эмиссионных филаментов низкой яркости, тянущуюся вплоть до расстояний 40 кпк (более 4 оптических радиусов) от ядра (рис. 2). Поле лучевых скоростей, построенное с ИФП, показало, что во внутренних областях вращение ионизованного газа происходит в плоскости звездного диска. Отличия лучевых скоростей газа от модели кругового вращения здесь не превышают 50 км/с, но за пределами звездного диска галактики резко возрастают до 250 км/с. При этом газ является динамически холодным, то есть обладает низкой дисперсией скоростей ($\sigma < 50$ км/с) и не может быть связан с выбросами из ядра.

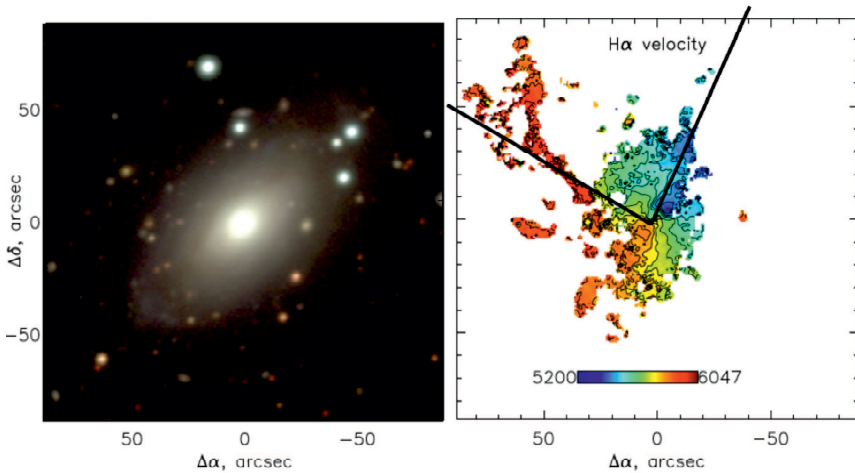


Рис. 2. Наблюдения галактики Mrk 6 на 6-м телескопе БТА: снимок в широких фильтрах (слева) и распределение лучевых скоростей в линии H α (справа), см. работу [16]. Черными линиями показаны границы конуса ионизации, согласно данным о внутренних областях галактики в [15]

В работе [16] мы объяснили наблюдаемое распределение скоростей, предположив, что газ во внешних эмиссионных структурах находится на круговых орбитах, примерно перпендикулярных плоскости диска галактики. Полученные на 6-м телескопе спектры показывали, что газ здесь ионизован активным ядром (как и во внутренних областях галактики). Весь комплекс имеющихся данных удастся объяснить в предположении об ионизации излучением активного ядра газа, захваченного Mrk 6 из внешней среды. Глубокие изображения в широких фильтрах указывают на отсутствие каких-либо звездных структур (приливных хвостов, разрушенных спутников), связанных с этим газом. Возможно, что активное ядро удачно «подсветило» часть значительно более протяженной структуры холодного газа низкой плотности. Сейчас процесс аккреции такого газа галактиками рассматривается как важный этап их эволюции, связанный с набором ими барионной массы [17].

Космологические филаменты

В рамках современной, наиболее разработанной и признанной парадигмы Λ CDM-космологии, для формирования дисков галактик необходима аккреция холодного газа из филаментов крупномасштабной структуры. Только в этом случае удается внутри гало темной материи образовать диски с реалистичными, то есть близкими к наблюдаемым в современную эпоху, моментами вращения (подробно этот вопрос рассмотрен в книге О. К. Сильченко [18], см. также обзор [19]). Потому актуален поиск как следов этого процесса в Близкой Вселенной, так и самих газовых филаментов на больших красных смещениях. Но детальное картирование в нейтральном водороде современными телескопами пока затруднено: на красном смещении $z > 4$ радиолония 21 см смещается в метровый диапазон, соответственно, сильно уменьшается угловое разрешение. Но если филамент попадает в конус ионизации — его можно изучать в оптике или ближнем ИК. Характерный пример — обнаружение газового филамента, излучающего в линии $\text{Ly}\alpha$, размером около 290 кпк вблизи квазара на $z = 2.3$ [20]. В последние годы все больше интересных результатов в области изучения крупномасштабного распределения газа на красных смещениях $z \approx 3$ получают с помощью панорамного спектрографа MUSE телескопа VLT (см., к примеру, [21]). Выбор этого красного смещения обусловлен тем, что здесь резонансная линия $\text{Ly}\alpha$ попадает в оптический диапазон. Результаты по более далеким газовым структурам в конусах ионизации первых AGN следует ожидать в наблюдениях нового космического телескопа JWST, работающего в ближнем и среднем ИК-диапазонах.

Галактики с затухающей активностью

Объект Ханни

Судя по всему, достаточно массивные черные дыры находятся в центре большинства дисковых и эллиптических галактик, но феномен AGN мы наблюдаем лишь у нескольких процентов. Из простейших статистических соображений ясно, что активность — относительно короткая фаза жизни ядра галактики. Действительно, даже если диск галактики богат газом, чтобы перенести его с радиуса в несколько килопарсек в область действия центральной машины, необходимо на порядки уменьшить его угловой момент. Механизмы отъема углового момента известны: взаимодействие галактик, бары, околядерные спирали, двойственность центральной черной дыры и так далее [22]. Но далеко не всегда условия «кормления» активного ядра реализуются на практике, более того, описанная ранее отрицательная обратная связь может привести к тому, что активное ядро просто лишит галактику запасов газа. Длительность активной фазы и ее повторяемость — предмет оживленной дискуссии [14]. Поэтому важно и интересно застать ядро галактики в момент включения/выключения аккреционной машины.

Пристальный мониторинг близких AGN, а также массовые спектральные обзоры неба, выявили популяцию галактик, где за период наблюдений широкие эмиссионные линии внезапно появились, либо, наоборот, полностью исчезли (CLAGN — Changing look AGN). Такое событие может указывать на изменение геометрии запыленной области, либо же на кардинальное изменение темпа аккреции [23]. Но здесь речь идет о временных шкалах в несколько лет, и нет гарантии, что не будет столь же быстрого обратного переключения. В то же время внимательное изучение ионизационного следа ядра в окружающем газе позволяет обнаружить случаи глобального изменения активности.

Прототипом обсуждаемого класса объектов является Hanny's Voorwerp (в переводе с голландского — «объект Ханни») — туманность, которую волонтер проекта «Зоопарк галактик», нидерландская школьная учительница Ханни ван Аркел, обнаружила на снимках

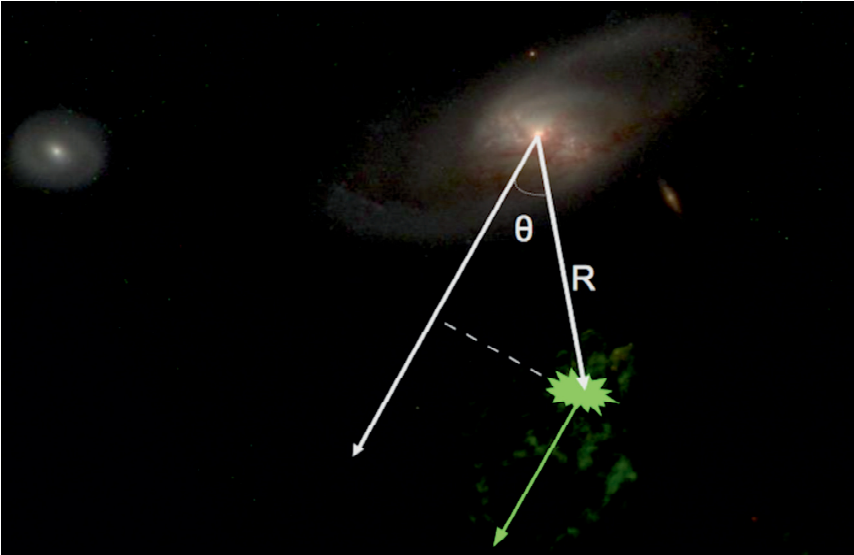


Рис. 3. Оптическое изображение галактики IC 2497 со спутником и туманность Hanny's Voorwerp, по данным телескопа им. Хаббла и Аризонского телескопа WIYN [24]. Показана геометрическая схема для расчета задержки сигнала от ядра

SDSS рядом со спиральной галактикой IC 2497 (рис. 3). Оказалось, что спектр туманности содержит характерные для сейфертовских галактик мощные запрещенные линии [O III], [N II], [S II]. Относительно яркие линии ионов гелия и неона свидетельствуют о высокой электронной температуре — не менее 10 000–20 000 К, что может обеспечить либо подсветка активным ядром, либо ударные волны со скоростями около 400 км/с, которые не соответствуют наблюдаемой кинематике газа. При этом спектр самой галактики указывает лишь на центральную вспышку звездообразования и слабую активность типа LINER, а наблюдаемая светимость в ИК-диапазоне не согласуется с предположением о наличии мощного активного ядра, скрытого от нас пылью. Поэтому разумно предположить, что активность ионизирующего источника резко снизилась почти на два порядка за последнюю сотню тысяч лет [25]. Схема на рис. 3 поясняет, почему информацию о потоке, ионизовавшем туманность, мы получаем с задержкой относительно фотонов, напрямую пришедших от ядра.

Общий сценарий возникновения объекта Ханни, который сейчас приводится даже в «Википедии», выглядит так. Гравитационное взаимодействие со спутником приводит как к формированию приливного хвоста, выходящего из диска основной галактики, так и к натеканию газа на ее центральную область. Темп аккреции на черную дыру резко возрастает — зажигается активное ядро. Если газ приливного хвоста попадает в конус ионизации, то в нем появляется туманность, излучающая в эмиссионных линиях. Далее наступает этап релаксации, газ в центральной области заканчивается, новый не поступает — активность прекращается, но туманность некоторое время еще видна.

Наблюдения в линии 21 см показывают, пусть и с не очень высоким угловым разрешением (сравнимым с размером галактики), что, действительно, в нейтральном водороде

есть структура, похожая на приливной хвост. При этом в области туманности Ханни имеет место дефицит HI, скорее всего, связанный с воздействием на газ не только ионизирующего излучения, но и радиоджета [26]. А недавнее детальное изучение радиоджета с помощью телескопа метрового диапазона LOFAR дает оценку его возраста ~ 100 млн лет [27]. Таким образом, мы видим одновременно признаки и радиотихого, и радиогромкого режимов аккреции. Возможно, речь идет о двух последовательных всплесках активности и описанный выше простой сценарий нуждается в уточнении.

Из схемы, показанной на рис. 3, следует, что задержка сигнала об изменении активности ядра составляет:

$$\Delta t = R(1 - \cos \theta)/c = \frac{r_{obs}(1 - \cos \theta)}{c \sin \theta}, \quad (1)$$

где R — истинное расстояние от туманности до ядра; r_{obs} — наблюдаемое проекционное расстояние; θ — угол между направлениями на туманность и на наблюдателя.

Поскольку θ , как правило, неизвестен, то обычно полагают $\Delta t \approx r_{obs}/c$, соответствующее $\theta = 90^\circ$, именно эти оценки приводятся в большинстве цитируемых научных работ. Но из формулы (1) следует, что истинное время, прошедшее с момента выключения активности, может сильно отличаться от этой грубой оценки.

Можно ли точнее измерить как возраст выключения активности, так и эпоху, когда активность ядра началась? Это представляется почти невозможным для системы «одиночная галактика — газовое облако», пространственная структура которой неизвестна. Но в случае гравитационно возмущенной пары галактик можно провести прямое сравнение с результатами численных расчетов галактических взаимодействий и столкновений. Здесь становится возможным понять точную геометрию системы (взаимную ориентацию в пространстве диска галактики, приливного хвоста, туманности в нем). Такая модель может сказать нам, когда же относительно наблюдаемого этапа взаимодействия началось движение газа к ядру. К сожалению, в случае IC 2497 для такого моделирования недостаточно наблюдательной информации: приливные структуры слабо выражены, имеющиеся карты нейтрального водорода обладают слишком низким пространственным разрешением. Есть даже сомнения в том, что именно наблюдаемый на востоке от основной галактики спутник является первопричиной произошедших событий. Слишком у него мала масса, а внешний вид не указывает на сильное приливное возмущение. Поэтому важно искать более удобные для моделирования системы.

Расширение списка

Насколько уникален объект Ханни? Первая попытка ответить на этот вопрос была принята авторами работы [13], также основанной на просмотре цифровых изображений волонтерами «Зоопарка галактик». Поиск был упорядочен следующим образом. Сначала составили список всех близких ($z < 0.1$) галактик из SDSS DR7, которые либо уже входили в каталоги AGN, либо отношение линий в спектрах SDSS соответствовало возможной активности ядра, — всего 18 116 объектов. Внимательный просмотр изображений SDSS выявил 49 кандидатов с подозрением на внешние эмиссионные облака. Последующая спектроскопия на телескопах диаметрами 2.1-м и 3-м показала, что в 19 случаях действительно эти облака ионизованы активным ядром. Примечательно, что во всех случаях галактики либо явно взаимодействующие, либо у них удастся найти слабые приливные структуры [28]. Налицо явное согласие с описанным выше сценарием образования объекта Ханни, хотя никакой специальной селекции по этом признаку не проводилось.

Сравнение полной светимости ядра в дальнем ИК-диапазоне, включающим вклад от нагретой пыли (L_{FIR}), с той светимостью, которая требуется для ионизации обнаруженных облаков (L_{ion}), показало, что для 7 из 20 галактик (включая IC 2497) $L_{ion}/L_{FIR} > 1$, что

говорит о затухании активности. В остальных случаях речь может идти как об уменьшении, темпа аккреции за соответствующие времена, так и о поглощении ионизирующего излучения на пути от ядра к облакам EELR.

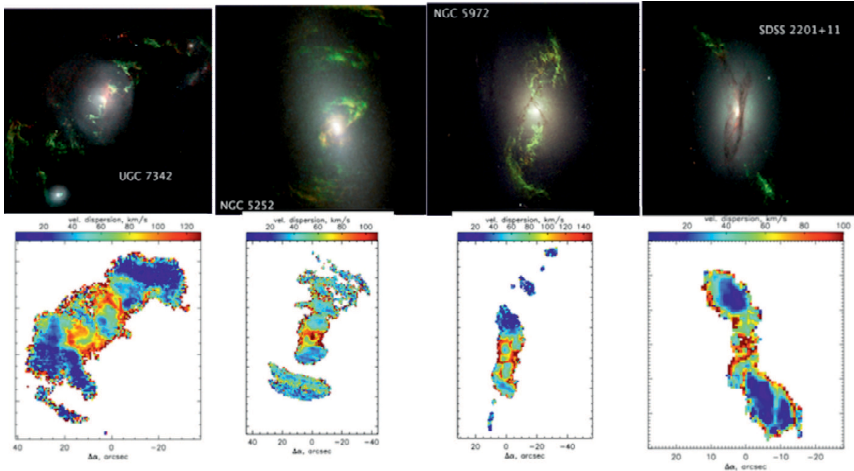


Рис. 4. Изображения сейфертовских галактик с затухающей активностью, полученные на телескопе им. Хаббла (вверху), зеленым показано излучение в линии [O III]. Снизу показаны соответствующие карты распределения дисперсии лучевых скоростей в этой линии по данным 6-м телескопа CAO РАН, цветная шкала — в километрах в секунду [28]

Применим ли сценарий объекта Ханни к выделенным таким способом галактикам? Само по себе наличие приливных структур не дает гарантии, что наблюдаемый газ связан с взаимодействием галактик, а не выброшен из них под действием ветра от активного ядра или джета. Поэтому на 6-м телескопе CAO РАН с помощью сканирующего ИФП были изучены движения ионизованного газа в этих объектах [28]. Оказалось, что в центральных областях ($r < 1-2$ кпк) часто имеют место некруговые движения газа, а дисперсия лучевых скоростей в линии [O III] оказывается весьма большой ($\sigma \approx 100-200$ км/с), профиль линии часто имеет многокомпонентную структуру. Это все — указание на динамическое воздействие джета и ветра от активного ядра на газ, находящийся в области центрального килопарсека. В то же время на больших расстояниях от ядра газ EELR оказывается «холодным» в динамическом смысле — $\sigma \approx 10-50$ км/с, а поле лучевых скоростей следует регулярному вращению. Причем, как и в обсуждаемом ранее случае внешних филаментов Mrk 6, круговое вращение не подразумевает движение в плоскости звездного диска галактики. Вновь мы видим газ, пришедший из внешнего окружения, в результате взаимодействия со спутником или аккреции, удачно подсвеченный активным ядром. При этом наклон плоскости вращения газовых облаков может меняться с радиусом вследствие прецессии орбит, которые постепенно приближаются к плоскости звездного диска. Такие прецессирующие орбиты видны на рис. 4 в распределении светящейся и поглощающей материи на снимках телескопа им. Хаббла в случае галактик NGC 5972 и SDSS 2201+11, соответствующие динамические модели приводятся в [28].

Теперь мы уверены, что газ в найденных аналогах объекта Ханни преимущественно ионизован излучением активного ядра, а не взаимодействием с джетом. Поэтому, изучая поверхностную яркость конусов ионизации в линии $H\alpha$, можно проследить «ионизационную

историю AGN» — здесь яркость более далеких от ядра областей соответствует светимости ядра большей, чем наблюдаемая сейчас [29]. Иногда эти изменения плавные, иногда — резкие. Но везде в рассмотренной выборке наиболее быстрое падение светимости (в разы) происходило в последние $\sim 20\,000$ лет.

Изучение статистики EELR

Обзор близких AGN

Изучение отдельных уникальных протяженных конусов ионизации позволяет многое понять в истории активности и взаимодействия конкретных галактик. Под руководством нашего коллеги из университета Алабамы (США) профессора Вильяма Кила продолжается поиск возможных кандидатов в EELR волонтерами проекта «Зоопарк Галактик». Теперь, кроме SDSS, появились и более глубокие цифровые обзоры неба в широких фильтрах, такие как DESI Legacy Imaging Surveys¹. Детальное спектральное исследование кандидатов выполняется нами на 6-м телескопе. Но для того чтобы перейти к статистическому изучению подобных объектов, следует рассматривать выборки с четкими критериями отбора.

Прежде всего, сам поиск следует вести на изображениях не в широких, а в среднеполосных фильтрах, центрированных на дублет [O III], являющийся наиболее яркой эмиссионной линией в оптическом излучении EELR. Тогда контраст эмиссионных деталей будет выше. Во-вторых, следует вводить разумные критерии отбора при составлении списков изучаемых галактик, минимизируя эффекты наблюдательной селекции.

Под руководством и по инициативе Вильяма Кила была начата программа по массовому поиску облаков газа, ионизованных активным ядром, среди близких галактик — TELPERION (Tracking Emission Lines to Probe Extended Regions Ionized by Once-active Nuclei [30, 31]), состоящая из следующих этапов. Сначала на 1-м роботических телескопах SARA (один — в обсерватории Кит Пик, США, второй — на острове Ла Пальма Канарского архипелага) выполнялась фотометрия в среднеполосном фильтре, центрированном на дублет [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007\text{\AA}$ для галактик с красным смещением $z = 0.009\text{--}0.029$. Предел по обнаружению протяженных объектов составлял около 1/10 от яркости объекта Ханни.

Но обнаруженные таким образом облака газа могут оказаться и областями звездообразования, и туманностями галактического ветра (газ, выброшенный из диска в результате серии коллективных взрывов сверхновых). Убедиться, что именно излучение AGN ответственно за ионизации газа, можно, нанеся характерные отношения потоков в близких запрещенных и бальмеровских линиях ([O III]/H β , [N II]/H α и так далее) на диагностические диаграммы. Пример таких BPT-диаграмм (названных так по фамилиям первых авторов классической работы [33]) приведен на рис. 5. По расположению точек на диаграмме можно понять, что в основном определяет ионизацию газа: молодые OB-звезды в областях HII, активность сейфертовского ядра или более слабая активность области типа LINER (здесь же могут быть и остатки сверхновых). Часто подобные диаграммы дополняют сетками модельных расчетов случаев фотоионизации или ударного возбуждения газа, учитывающих факторы металличности, ударных волн, магнитного поля и так далее [34].

В проекте TELPERION спектроскопия кандидатов выполнялась с помощью российских телескопов, снабженных эффективными спектрографами низкого разрешения, разработанными в нашей лаборатории спектроскопии и фотометрии внегалактических объектов CAO РАН под руководством В. Л. Афанасьева: приборов SCORPIO-1 и SCORPIO-2 [35, 36] 6-м телескопа CAO РАН, спектрографа АДАМ, 1.6-м телескопа АЗТЗЗ-ИК Саянской обсерватории ИСЗФ РАН [37]. Для наиболее интересных из подтвержденных EELR дополнительно

¹<https://www.legacysurvey.org/>

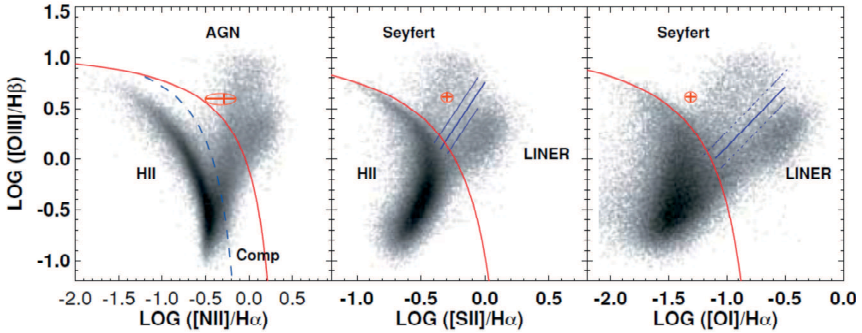


Рис. 5. Диагностические BPT-диаграммы из работы [32], по осям отложены отношения потоков в запрещенных линиях кислорода, азота и серы к потоку в бальмеровских линиях водорода. Пары линий подобраны так, что они мало различаются по длинам волн, следовательно, слабо зависят от пылевого поглощения. А то, что излучение в этих линиях определяется разными механизмами (каскадные рекомбинационные переходы для линий $H\alpha$ и $H\beta$, возбуждение метастабильных уровней электронным ударом для запрещенных линий атомов и ионов), позволяет понять причину ионизации газа. Ограничительные линии разделяют области, соответствующие ионизации молодым горячими звездами (HII), УФ-континуумом активного ядра (AGN, Seyfert), ядром слабой активности с заметным вкладом от ударных волн (LINER). Серым цветом показано положение ядер галактик из обзора SDSS, образующее характерный «силуэт чайки», где левое крыло — последовательность областей звездообразования, а правое — активные галактические ядра. Красным кружком с крестом показано отношение линий для EELR в NGC 5514 (см. рис. 6)

получали глубокие изображения в линии $[O\ III]$ как на 6-м телескопе, так и на 2.5-м телескопе ГАИШ МГУ с помощью созданного в нашей лаборатории картировщика эмиссионных линий MaNGaL (Mapper of Narrow Galaxy Lines, [38]). Прибор MaNGaL использует сканирующий ИФП в качестве узкополосного фильтра шириной около 12–14 Å, пропускание которого можно точно настроить на длины волн, соответствующие как изучаемой эмиссионной линии, так и континууму, с учетом красного смещения галактики. Это позволяет получать снимки в эмиссиях ионизованного газа, аккуратно вычитая вклад подстилающей галактики и звезд фона.

С помощью вышеописанной методики нами впервые был выполнен поиск удаленных эмиссионных облаков в полной, ограниченной по светимости, выборке близких галактик с активными ядрами [31]. Именно среди всех известных в данный момент AGN рассматривались объекты ярче $M = -20$ абсолютной звездной величины, в диапазоне красных смещений 0.009–0.029 (ограничение поискового фильтра на эмиссию кислорода) и со склонением $\delta > -36^\circ$ (ограничение широтой телескопов SARA). Рассматриваемым критериям соответствовало 111 галактик, среди которых было найдено 15 систем протяженных эмиссионных облаков. Последующая спектроскопия показала, что только шесть из них ионизованы активным ядром. При этом далекие от ядра ($r = 25\text{--}75$ кпк) системы ионизованного газа найдены только в двух галактиках — NGC 235 и NGC 5514.

Случай NGC 5514 показан на рис. 6. Здесь наблюдается практически классическая картина, соответствующая ранее описанному сценарию, объясняющему объект Ханни. Система состоит из двух сливающихся галактик, взаимодействие приводит к натеканию газа в область действия аккреционной машины центральной черной дыры одной из галактик. При этом в линии $[O\ III]$ виден как и внутренний ионизационный конус ($r < 12$ кпк), так и

более далекие облака газа в области приливного хвоста, на расстоянии до 75 кпк в проекции на небесную сферу. Оценка «энергетического бюджета» AGN по критерию L_{ion}/L_{FIR} показывает, что в NGC 5514 активность уменьшилась более чем в три раза за последние ~ 250 тыс. лет.

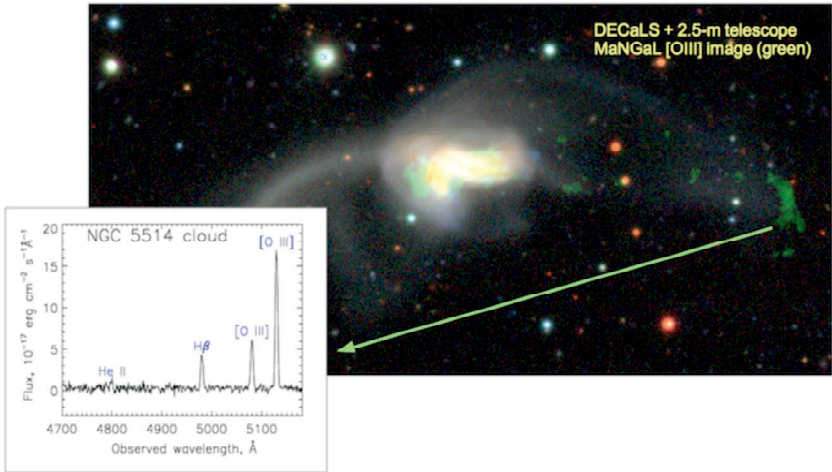


Рис. 6. Оптическое изображение взаимодействующей системы галактик NGC 5514 из обзора DESI. Зеленым цветом показано распределение излучения в линии ионизованного кислорода согласно наблюдениям с прибором MaNGaL на 2.5-м телескопе ГАИШ МГУ. Подсвеченный активным ядром газ виден далеко за пределами дисков галактик внутри приливного рукава. На врезке показан спектр облаков, полученный на 6-м телескопе БТА с помощью прибора SCORPIO-2. Видны линии ионизованного кислорода и гелия, подтверждающие ионизацию газа активным ядром [31]

Кроме NGC 5514, большие (до 10 кпк размером) конусы ионизации, находящиеся внутри галактических дисков, были найдены еще в трех галактиках: ESO 362-G08, NGC 7679 и IC 1481. Интересно, что последняя, так же, как и NGC 5514, содержит AGN низкой активности (LINER). Почему ядро с относительно низким ионизирующим потоком производит столь выдающиеся конусы, пока не очень ясно. Возможно, это еще одно указание на транзитность феномена активности галактических ядер. Ведь и IC 2497 (галактика объекта Ханин) тоже классифицирована как LINER. Также возможно, что речь идет о комбинации нескольких ключевых параметров, таких как распределение плотности газа в центральных областях галактики, его металличность и так далее.

Таким образом, хотя статистика пока и не очень велика, но проведенный обзор близких галактик показывает, что EELR за пределами звездных дисков наблюдаются среди нескольких процентов AGN. Объединение с результатами обзора выборки близких взаимодействующих систем дает основание утверждать, что такие протяженные облака ионизованного газа обнаруживаются в ~ 10 % всех активных галактик, имеющих заметные в широких оптических фильтрах приливные структуры. Здесь газ выходит из плоскости основного звездного диска и выбрасывается в межгалактическое пространство. Это объясняет, почему облака находятся на таких больших расстояниях от подсвечивающего их «пржектора».

Ионизация соседей

Во всех рассмотренных выше случаях мы узнавали о существовании «экранов» (системы газовых облаков) благодаря тому, что они попали внутрь конуса ионизации от ядра. Но можно поставить задачу и по-другому: попытаться искать ионизационный след на заранее известном экране. В этом случае можно будет пытаться определить параметры, характеризующие сам конус.

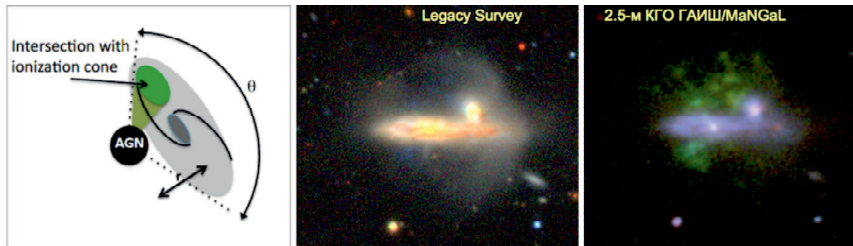


Рис. 7. Эффект сквозной ионизации в парах галактик по материалам статьи [39]. Слева — схема, поясняющая геометрию системы, состоящей из галактики с активным ядром и близкой спиральной галактики, диск которой наблюдается из ядра под углом Θ . В центре — изображение пары галактик UGC 6081 по данным цифрового обзора DESI. Справа — результат наблюдения этого же поля с прибором MaNGaL на 2.5-м телескопе ГАИШ МГУ, в зеленом канале составного изображения — эмиссия в линии [O III], в красном — H α , в синем — континуум

Первая работа такого рода была основана на идее изучения пар галактик, где как минимум один из компаньонов содержит AGN, а второй — дисковая галактика, с достаточно голубым цветом звездного населения, что бы заподозрить наличие газового диска. В таком случае можно ожидать эффекта «сквозной ионизации», когда EELR наблюдается в диске галактики-компаньона. Если изучать достаточно близкие пары галактик, то для каждой системы можно оценить телесный угол, под которым диск компаньона виден из активного ядра (см. схему на рис. 7). Тогда по статистике встречаемости EELR можно оценить ширину конуса ионизации.

В работе [39] были выбраны пары галактик в обзоре SDSS на основе таких критериев, как малое угловое расстояние между ядрами ($r < 15''$, что составляло около 18 кпк для среднего красного смещения объектов выборки (z) = 0.06), разница лучевых скоростей в пределах 400 км/с, что подразумевает гравитационную связь между галактиками, отметая вариант случайной проекции. Из 212 пар для спектральных наблюдений были отобраны 32, отличающиеся наименьшим расстоянием между центрами и наибольшим углом Θ . На рис. 7 показана одна из наиболее интересных систем галактик — UGC 6081. Здесь активны ядра обоих компаньонов, так что наблюдается сразу две системы конусов ионизации, разобраться в которой помогли изображения в эмиссионных линиях [O III] и H α , полученные на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ. В 10 системах был обнаружен случай сквозной ионизации, что позволило оценить среднюю ширину конуса ионизации в галактиках выборки — около 70° , в хорошем согласии с ранними оценками другими методами.

Иной результат был получен в выборке активных галактик, для которых из радионаблюдений было известно о наличии протяженных систем нейтрального водорода [30]. Как правило, речь шла о протяженных приливных структурах («хвосты» и «мосты»), связывающих галактику с компаньоном в более широких, чем в рассмотренных выше, системах, либо же о внегалактических облаках HI. Но, как и для близких пар галактик, здесь мы вновь имеем априорные представления о распределении вещества в удаленном экране, пусть и

с неопределенностью, которую вносят эффекты проекции. Всего было изучено 26 систем богатых HI, достаточно близких ($z = 0.015-0.020$), чтобы радиокарты в линии 21 см имели бы требуемое пространственное разрешение.

Здесь облако, ионизованное активным ядром, было найдено только в одной системе — в 12 кпк от ядра сейфертовской галактики Mrk 1, составляющей широкую пару с близкой по светимости и размером NGC 451. Статистика встречаемости EELR в таких конфигурациях указывает на заметно более узкий раствор конусов ионизации — менее 20° , что явно противоречит и предыдущему результату, и другим наблюдениям широких конусов вблизи ядер галактик.

Противоречие объясняется тем, что подобные статистические оценки предполагают неизменность ионизирующего излучения за то время, что УФ-кванты доходят до удаленных облаков HI. Если же может иметь место переменность светимости AGN на временах 10^4-10^5 лет (а мы уже видели, что такое бывает), то частота встречаемости EELR снижается, что мы и интерпретируем как формальное сужение угла конуса.

Рассмотренные в этой статье примеры лишь первые попытки оценок характеристик аккреционной машины активного ядра по статистике встречаемости его ионизационного следа. Мы надеемся, что увеличение выборок таких объектов и их более подробное изучение позволит ответить на ряд актуальных и интересных вопросов физики AGN, связанных, например, с прецессией джета и конуса ионизации. Или же понять, насколько долго конусы сохраняют свою форму, что связано с эволюцией пылевого тора или иных факторов, влияющих на коллимацию излучения аккреционного диска. Было бы интересно провести глубокое картирование окрестностей тысяч близких галактик в характерных эмиссионных линиях. И хотя пока такая задача еще не решена, даже первые попытки уже приносят интересные результаты. Например, на глубоких изображениях в линии H α было обнаружено протяженное облако низкой яркости в 32 кпк от центра одной из самых известных близких взаимодействующих галактик — «Водоворот» (M 51, NGC 5194/5) [40]. При этом характер возбуждения газа соответствует наблюдаемому в рассмотренных ранее EELR, при том что сейчас обе галактики пары демонстрируют довольно низкую активность их ядер.

Вполне возможно, что дальнейшее изучение галактик Местной Группы позволит обнаружить и здесь следы конусов ионизации. Соответственно, возникает вопрос: а нет ли таких следов в нашем Млечном Пути?

Активность ядра Галактики

Действительно, то, что в центре Млечного Пути находится сверхмассивная черная дыра, — факт, подтвержденный как непосредственно изображениями [4], так и измерением массы по кинематике близких звезд (за что в 2020 г. была вручена Нобелевская премия Р. Генцель и А. Гез с формулировкой «За открытие сверхмассивного компактного объекта в центре нашей галактики»). Масса черной дыры ($4.15 \pm 0.01 \cdot 10^6 M_\odot$, [41]) не очень велика сравнительно с мощными квазарами, но вполне достаточна для заметных проявлений активности.

И такие проявления известны. Прежде всего следует отметить пузыри Ферми, названные так в честь космической обсерватории Fermi, открывшей в 2010 г. две гигантские сферические структуры, излучающие в гамма-диапазоне, расположенные по обе стороны от центра Галактики, простирающиеся ± 10 кпк перпендикулярно галактической плоскости [42]. Формально такую морфологию может объяснить и галактический ветер — последствия мощной вспышки звездообразования в ядре. Но требуемый темп взрыва сверхновых сильно превышает наблюдаемый. В то же время наблюдаемое специфическое распределение маг-

нитного поля и энергетический спектр космических частиц пузырей Ферми объясняется в моделях недавней активности центральной черной дыры Млечного Пути (Sgr A*), предполагающих возраст пузырей около 2 млн лет, а полную энергетику — более 10^{55} эрг [43].

Интрига усилилась, когда в 2020 г. была найдена система рентгеновских «пузырей eРОЗИТА» [44], названных уже в честь телескопа eROSITA российской-германской космической обсерватории «Спектр-РГ». Эти структуры горячего газа, излучающего в мягком рентгеновском диапазоне, имеют больший размер (около 14 кпк), заключая в себя пузыри Ферми. Весь набор наблюдений обоих космических телескопов можно объяснить, предположив, что речь идет о едином акте высвобождения энергии в центре Галактики. При этом пузыри Ферми соответствуют внутренней границе наиболее нагретой межзвездной среды, а пузыри eРОЗИТА — распространению расширяющейся ударной волны в газовом гало Галактики. Общая энергетика процесса оценивается как $\sim 10^{56}$ эрг, а возраст — 1–2 млн лет [44]. Недавно была представлена детальная численная модель, предполагающая, что именно активность джета Sgr A* сформировала наблюдаемую систему пузырей горячего газа [45].

А что можно сказать об ионизирующей активности ядра Млечного Пути? Ведь, кроме собственного газа галактического диска, есть и более внешние облака, позволяющие обнаружить возможный след «ионизационного прожектора» — Магелланов Поток — гигантская арка облаков нейтрального водорода, протянувшаяся почти через всю южную галактическую полусферу. Практически нет сомнений, что этот газ связан со спутниками Млечного Пути — Большим и Малым Магеллановыми Облаками. Скорее всего, речь идет о потертанном ими веществе при взаимодействии с газом и гравитационным полем Галактики. В работах [46, 47] показано, что часть газа в этом потоке ионизована, причем характер ионизации указывает на воздействие жесткого излучения сейфертовского ядра.

При этом ось предполагаемого конуса излучения всего на 15° отклоняется от галактической оси вращения, а ширина конуса ($\sim 60^\circ$) хорошо согласуется с рассмотренными выше оценками для таких структур в других галактиках. Время, прошедшее с момента ионизационной активности, — 3.5 ± 0.1 млн лет, вполне согласуется с возрастом пузырей Ферми — eРОЗИТА, так что речь, скорее всего идет об одном акте активности. Впрочем, в области исследования Галактики следует ожидать новых прорывов как в наблюдениях, так и в численном моделировании.

Заключение

Авторы надеются, что в этом кратком обзоре им удалось показать, как наблюдения протяженных (и удаленных) эмиссионных облаков позволяют получать информацию о кинематике и состоянии ионизации газа на расстояниях до сотни кпк от центра галактик. Изучение ионизационного следа активного ядра дает возможность проследить процессы захвата галактиками холодного газа низкой плотности со значительно лучшим, чем в HI, угловым разрешением, рассматривать историю активности сверхмассивной черной дыры на временных шкалах 10^4 – 10^5 лет и даже накладывать определенные ограничения на параметры аккреционной машины, скрытой внутри центрального парсека. Более того, такие исследования актуальны и в случае нашей собственной Галактики.

Приятно отметить, что роль российских телескопов в наблюдениях ионизационных конусов достаточно заметна, хотя, конечно, речь идет о совместных работах, с привлечением как результатов цифровых обзоров неба, так и данных других обсерваторий как наземных, так и космических.

Приведенные в данном обзоре результаты были бы невозможны без работы наших ушедших коллег: В. Л. Афанасьева, создавшего великолепную спектральную аппаратуру для 6-м и 1.6-м телескопов, и В. Г. Корнилова, благодаря труду и знаниям которого успешно работает 2.5-м телескоп КГО ГАИШ МГУ.

Представленная работа выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

Библиографические ссылки

- [1] *Черпацук А. М.* Поиски черных дыр // Успехи физ. наук. — 2003. — Vol. 173, № 4. — P. 345–384.
- [2] *Черпацук А. М.* Наблюдения звездных и сверхмассивных черных дыр // Успехи физ. наук. — 2016. — Vol. 186, № 7. — P. 778–789.
- [3] *Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama Kazunori, Alberdi Antxon et al.* First M87 Event Horizon Telescope Results. IV. Imaging the Central Supermassive Black Hole // *Astrophys. J. Lett.* — 2019. — Vol. 875, № 1. — P. L4. 1906.11241.
- [4] *Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama Kazunori, Alberdi Antxon et al.* First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole in the Center of the Milky Way // *Astrophys. J. Lett.* — 2022. — Vol. 930, № 2. — P. L12.
- [5] *Antonucci Robert.* Unified models for active galactic nuclei and quasars. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1993. — Vol. 31. — P. 473–521.
- [6] *Urry C. Megan, Padovani Paolo.* Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 1995. — Vol. 107. — P. 803. astro-ph/9506063.
- [7] *Brinkmann Steffen.* On the numerical simulation of advection dominated accretion flows : Ph.D. thesis / Ruprecht-Karls University of Heidelberg, Germany. — 2009.
- [8] *Silk Joseph, Mamon Gary A.* The current status of galaxy formation // *Research in Astronomy and Astrophysics.* — 2012. — Vol. 12, № 8. — P. 917–946. 1207.3080.
- [9] *Kormendy John, Ho Luis C.* Coevolution (Or Not) of Supermassive Black Holes and Host Galaxies // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 51, № 1. — P. 511–653. 1304.7762.
- [10] *Pillepich Annalisa, Springel Volker, Nelson Dylan et al.* Simulating galaxy formation with the IllustrisTNG model // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2018. — Vol. 473, № 3. — P. 4077–4106. 1703.02970.
- [11] *Wilson A. S., Tsvetanov Z. I.* Ionization Cones and Radio Ejecta in Active Galaxies // *Astron. J.* — 1994. — Vol. 107. — P. 1227.
- [12] *Stockton Alan, Fu Hai, Canalizo Gabriela.* QSO extended emission-line regions // *New Astron. Rev.* — 2006. — Vol. 50, № 9–10. — P. 694–700.
- [13] *Keel W. C., Chojnowski S. D., Bennert V. N. et al.* The Galaxy Zoo survey for giant AGN-ionized clouds: past and present black hole accretion events // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 420. — P. 878–900. 1110.6921.
- [14] *Morganti R.* Archaeology of active galaxies across the electromagnetic spectrum // *Nature Astronomy.* — 2017. — Vol. 1. — P. 596–605. 1709.01667.
- [15] *Kukula M. J., Holloway A. J., Pedlar A. et al.* Unusual radio and optical structures in the Seyfert galaxy Markarian 6 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1996. — Vol. 280. — P. 1283–1292.

- [16] *Smirnova Aleksandrina A., Moiseev Alexei V., Dodonov Sergei N.* A close look at the well-known Seyfert galaxy: extended emission filaments in Mrk 6 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2018. — Vol. 481, № 4. — P. 4542–4547. 1809.05950.
- [17] *Sánchez Almeida Jorge, Elmegreen Bruce G., Muñoz-Tuñón Casiana, Elmegreen Debra Meloy.* Star formation sustained by gas accretion // *Astron. Astrophys. Rev.* — 2014. — Vol. 22. — P. 71. 1405.3178.
- [18] *Сильченко О. К.* Происхождение и эволюция галактик. — Фрязино : Век 2, 2017. — 224 с.
- [19] *Сильченко О. К.* Эмпирические сценарии эволюции галактик // *Успехи физ. наук.* — 2022. — Vol. 192, № 12. — P. 1313–1338.
- [20] *Cantalupo Sebastiano, Arrigoni-Battaia Fabrizio, Prochaska J. Xavier et al.* A cosmic web filament revealed in Lyman- α emission around a luminous high-redshift quasar // *Nature.* — 2014. — Vol. 506, № 7486. — P. 63–66. 1401.4469.
- [21] *Sanderson Kelly N., Prescott Moire K. M., Christensen Lise et al.* Mapping the Morphology and Kinematics of a Ly α -selected Nebula at $z = 3.15$ with MUSE // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 923, № 2. — P. 252. 2110.10865.
- [22] *Combes F.* Fueling the AGN // *Advanced Lectures on the Starburst-AGN* / ed. by Itziar Aretxaga, Daniel Kunth, Raúl Mújica. — 2001. — P. 223. astro-ph/0010570.
- [23] *Ricci Claudio, Trakhtenbrot Benny.* Changing-look Active Galactic Nuclei // arXiv e-prints. — 2022. — P. arXiv:2211.05132. 2211.05132.
- [24] *Keel William C., Lintott Chris J., Schawinski Kevin et al.* The History and Environment of a Faded Quasar: Hubble Space Telescope Observations of Hanny’s Voorwerp and IC 2497 // *Astron. J.* — 2012. — Vol. 144, № 2. — P. 66. 1206.3797.
- [25] *Lintott C. J., Schawinski K., Keel W. et al.* Galaxy Zoo: ‘Hanny’s Voorwerp’, a quasar light echo? // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2009. — Vol. 399. — P. 129–140. 0906.5304.
- [26] *Józsa G. I. G., Garrett M. A., Oosterloo T. A. et al.* Revealing Hanny’s Voorwerp: radio observations of IC 2497 // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 500, № 2. — P. L33–L36. 0905.1851.
- [27] *Smith D. J. B., Krause M. G., Hardcastle M. J., Drake A. B.* Relic jet activity in ‘Hanny’s Voorwerp’ revealed by the LOFAR two metre sky survey // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2022. — Vol. 514, № 3. — P. 3879–3885. 2206.06378.
- [28] *Keel W. C., Maksym W. P., Bennert V. N. et al.* HST Imaging of Fading AGN Candidates. I. Host-galaxy Properties and Origin of the Extended Gas // *Astron. J.* — 2015. — Vol. 149. — P. 155. 1408.5159.
- [29] *Keel William C., Lintott Chris J., Maksym W. Peter et al.* Fading AGN Candidates: AGN Histories and Outflow Signatures // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 835, № 2. — P. 256. 1612.06006.
- [30] *Knese Erin Darnell, Keel William C., Knese Greg et al.* An [O III] search for extended emission around AGN with H I mapping: a distant cloud ionized by Mkn 1 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2020. — Vol. 496, № 2. — P. 1035–1050. 1905.12693.
- [31] *Keel William C., Moiseev Alexei, Kozlova D. V. et al.* The TELPERION survey for distant [O III] clouds around luminous and hibernating AGN // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2022. — Vol. 510, № 3. — P. 4608–4625. 2112.07084.
- [32] *Kewley Lisa J., Groves Brent, Kauffmann Guinevere, Heckman Tim.* The host galaxies and classification of active galactic nuclei // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2006. — Vol. 372, № 3. — P. 961–976. astro-ph/0605681.

- [33] *Baldwin J. A., Phillips M. M., Terlevich R.* Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects. // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 1981. — Vol. 93. — P. 5–19.
- [34] *Groves Brent A., Allen Mark G.* ITERA: IDL tool for emission-line ratio analysis // *New Astron.* — 2010. — Vol. 15, № 7. — P. 614–620.
- [35] *Afanasiev V. L., Moiseev A. V.* The SCORPIO Universal Focal Reducer of the 6-m Telescope // *Astronomy Letters.* — 2005. — Vol. 31. — P. 194–204. [arXiv:astro-ph/0502095](#).
- [36] *Afanasiev V. L., Moiseev A. V.* Scorpio on the 6 m Telescope: Current State and Perspectives for Spectroscopy of Galactic and Extragalactic Objects // *Baltic Astronomy.* — 2011. — Vol. 20. — P. 363–370. 1106.2020.
- [37] *Afanasiev V. L., Dodonov S. N., Amirkhanyan V. R., Moiseev A. V.* ADAM low- and medium-resolution spectrograph for 1.6-m AZT-33IK telescope // *Astrophysical Bulletin.* — 2016. — Vol. 71, № 4. — P. 479–488. 1611.07572.
- [38] *Moiseev Alexei, Perepelitsyn Aleksander, Oparin Dmitry.* Mapper of Narrow Galaxy Lines (MaNGaL): new tunable filter imager for Caucasian telescopes // *Experimental Astronomy.* — 2020. — Vol. 50, № 2-3. — P. 199–214. 2005.14598.
- [39] *Keel William C., Bennert Vardha N., Pancoast Anna et al.* AGN photoionization of gas in companion galaxies as a probe of AGN radiation in time and direction // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 483, № 4. — P. 4847–4865. 1711.09936.
- [40] *Watkins Aaron E., Mihos J. Christopher, Bershady Matthew, Harding Paul.* Discovery of a Vast Ionized Gas Cloud in the M51 System // *Astrophys. J. Lett.* — 2018. — Vol. 858, № 2. — P. L16. 1804.01699.
- [41] *GRAVITY Collaboration, Abuter R., Amorim A. et al.* A geometric distance measurement to the Galactic center black hole with 0.3% uncertainty // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 625. — P. L10. 1904.05721.
- [42] *Su Meng, Slatyer Tracy R., Finkbeiner Douglas P.* Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT: Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind? // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 724, № 2. — P. 1044–1082. 1005.5480.
- [43] *Barkov M. V., Bosch-Ramon V.* Formation of large-scale magnetic structures associated with the Fermi bubbles // *Astron. Astrophys.* — 2014. — Vol. 565. — P. A65. 1311.6722.
- [44] *Predehl P., Sunyaev R. A., Becker W. et al.* Detection of large-scale X-ray bubbles in the Milky Way halo // *Nature.* — 2020. — Vol. 588, № 7837. — P. 227–231. 2012.05840.
- [45] *Yang H. Y. Karen, Ruszkowski Mateusz, Zweibel Ellen G.* Fermi and eROSITA bubbles as relics of the past activity of the Galaxy's central black hole // *Nature Astronomy.* — 2022. — Vol. 6. — P. 584–591. 2203.02526.
- [46] *Bland-Hawthorn J., Maloney Philip R., Sutherland Ralph S., Madsen G. J.* Fossil Imprint of a Powerful Flare at the Galactic Center along the Magellanic Stream // *Astrophys. J.* — 2013. — Vol. 778, № 1. — P. 58. 1309.5455.
- [47] *Bland-Hawthorn Joss, Maloney Philip R., Sutherland Ralph et al.* The Large-scale Ionization Cones in the Galaxy // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 886, № 1. — P. 45. 1910.02225.

УГЛЕРОДНАЯ ВСЕЛЕННАЯ: ТИПЫ УГЛЕРОДНЫХ ЧАСТИЦ, МЕХАНИЗМЫ ИХ ФОРМИРОВАНИЯ И РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ

М. С. Мурга

Институт астрономии Российской академии наук

Данная работа посвящена обзору основных аллотропных форм углерода, которые наиболее вероятно присутствуют в межзвездной среде: полициклические ароматические углеводороды, фуллерены, нанотрубки, графиты, аморфный углерод и алмазы. Кратко рассмотрены механизмы их формирования в лабораторных и космических условиях. Описаны основные отличительные признаки аллотропов, по которым их отождествляют в космическом пространстве. Дана информация об объектах, где разные аллотропы наблюдаются.

CARBON UNIVERSE: TYPES OF CARBONACEOUS GRAINS, MECHANISMS OF THEIR FORMATION AND THEIR ABUNDANCE

M. S. Murga

Institute of astronomy of Russian academy of sciences

This work is devoted to a review of the main allotropic carbon forms which the most likely present in the interstellar medium: polycyclic aromatic hydrocarbons, fullerenes, nanotubes, graphite, amorphous carbon and diamond. Mechanisms of their formation in laboratory and space conditions are considered. The distinguishing features of the allotropes which help to identify them in space are described. Information on the objects where different allotropes are observed is given.

Введение

Углерод — один из самых распространенных элементов на Земле и в космосе. Он обладает уникальным свойством образовывать множество соединений с разными составными компонентами, структурой, характеристиками. Ни один другой элемент подобным свойством не обладает. Благодаря этой особенности углерода, мы имеем множество органических соединений, в том числе и таких сложных, как белки, и даже ДНК/РНК. Атомарный углерод является результатом термоядерного горения гелия в звездах, покинувших главную последовательность и имеющих массу более $\approx 0.5M_{\odot}$. Углерод вступает в реакции с другими элементами, образуя богатое химическое разнообразие, наблюдаемое в межзвездной среде (МЗС). Одной из самых заметных углеродсодержащих молекул является молекула CO, но помимо нее есть молекулы HCO, CH₃OH, C₂H, CN, C₄H и много других. В оболочках звезд, богатых углеродом, на поздних стадиях эволюции образуются углеродные частицы, которые астрономы называют пылью.

О наличии межзвездной пыли астрономы знают довольно долго. Первооткрывателем можно считать Вильяма Гершеля (XVIII в.), который видел «дыры» в небе, хотя он и не предполагал, что эти дыры — не что иное, как пыль. А вот уже в 1847 г. Струве высказал предположение о некоей материи между нами и звездами. По мере развития наблюдательной техники, физической теории и экспериментальных данных, развивались и продолжают развиваться наши представления о пыли. Если еще 70 лет назад ученые делали только первые догадки о том, из чего же состоит пыль, то в наши дни состав и количество пыли при тех или

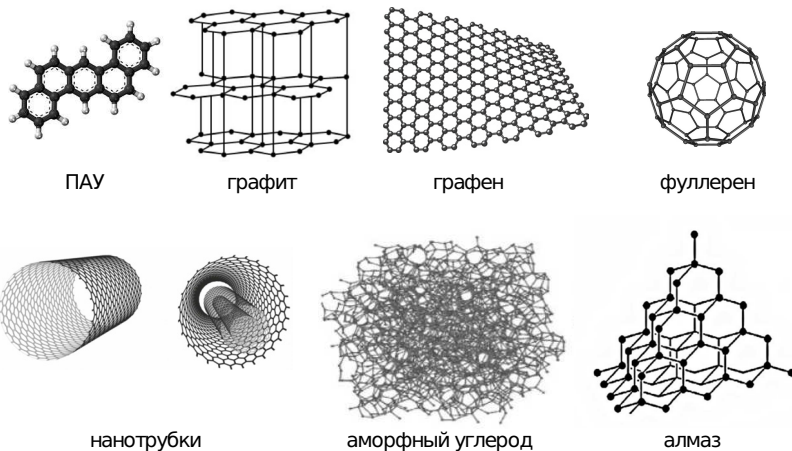
инных условиях описывается относительно точными количественными моделями. Несмотря на прорыв в данном направлении в последние пару десятилетий, у нас по-прежнему нет возможности непосредственного изучения межзвездной пыли, а современные технические возможности тоже имеют пределы, поэтому эти модели отягощены рядом неопределенностей. Одна из неопределенностей — это то, в каком аллотропном состоянии находится вещество межзвездной углеродной пыли. Термин «аллотропия» означает способность одного и того же атома образовывать несколько различных молекул или веществ. Интересным свойством углеродных аллотропов является то, что при определенном внешнем воздействии один вид аллотропов может преобразовываться в другой. Это же свойство позволяет синтезировать редкие и дорогие виды аллотропов из более доступных. В данной лекции будут описаны возможные варианты углеродных аллотропов и о признаках наличия их в МЗС.

Основные типы углеродных частиц

Количество различных зафиксированных аллотропных форм углерода растет экспоненциально. Часть из них найдена в природе (например, алмаз, графит, фуллерен, см. рисунок), другая часть синтезирована в лабораториях для развития новых технологий (графдин, стеклообразный углерод и др.), и довольно обширная доля аллотропов пока существует только гипотетически в расчетах теоретиков (пентаалмаз, Т-углерод и др.). Систематизация данных об аллотропах углерода представляет собой отдельную задачу, так как в современном научном мире с огромным числом ежедневных публикаций сложно отследить все предложенные формы, которые при этом не пересекаются друг с другом. В России была создана специальная база данных SACADA [1], в которой собрано максимальное количество различных аллотропов (> 500). Эта база данных пополняется непрерывно, и сотрудники ведут тщательное слежение за появлением в литературе работ по новым аллотропным формам, чтобы избежать пересечения. Не исключено, что искусственно синтезированные или даже существующие только теоретически формы углерода могут существовать и в МЗС. Однако в данной статье будут описаны только те, которые либо уже найдены в МЗС, либо присутствуют там с большой долей вероятности по косвенным признакам.

Полициклические ароматические углеводороды (ПАУ). Как следует из названия, основной молекул ПАУ являются бензольные, или ароматические, кольца. Число колец и «узор» из них может варьироваться от одной молекулы к другой, однако они остаются в одной плоскости. Периферийные атомы углерода соединены с атомами водорода. Атомы углерода в ПАУ имеют sp^2 -гибридизацию, электронная структура является резонансной, и, соответственно, электроны ПАУ делокализованы. Благодаря делокализованной электронной структуре, когда электроны создают единое облако для всей молекулы, термодинамическая стабильность ПАУ считается относительно высокой. ПАУ являются канцерогенными молекулами, и снижение их количества в воздухе, почве, продуктах питания и т. д. является приоритетной задачей человечества, однако для астрофизиков эти молекулы представляют особый интерес, так как они участвуют во многих процессах (нагрев газа фотоэлектронами [2], формирование молекулы H_2 [3] и, вероятно, сложной органики [4] и др.).

Графит. Многослойная конструкция из пластин, состоящих из бензольных колец, носит название графита. Это наиболее стабильная форма углерода при нормальных условиях. Обладает регулярной кристаллической структурой, хотя могут встречаться разные конфигурации, отличающиеся относительными положениями бензольных колец в вертикальной плоскости. Благодаря уникальным физическим свойствам (электропроводность, мягкость, стойкость к плавке и др.) широко используется в производстве. Если отщипнуть одну пластину от графита, то эта пластинка будет называться графеном. За получение и идентификацию графена [5] А. Гейм и К. Новоселов были удостоены Нобелевской премии в 2010 г. Трудность получения одного слоя графита заключается в его высокой геометриче-



Основные аллотропные формы углерода

ской нестабильности, такая структура старается свернуться в более стабильные структуры, фуллерены и нанотрубки. Графен интенсивно изучается в науке и инженерии, так как является перспективным материалом для нанoeлектроники и других технологий.

Фуллерены. Эти молекулы имеют закрытую шарообразную структуру, состоящую из набора шестичленных, а также пятичленных и семичленных бензольных колец. Самая известная и стабильная молекула фуллерена — C_{60} — в точности повторяет геометрию классического футбольного мяча. Наименьший потенциально возможный фуллерен содержит всего 20 атомов, тогда как крупные фуллерены состоят из несколько сот атомов. Фуллерен C_{20} нестабилен. Считается, что фуллерен является стабильным, если ни одно из пятичленных колец в нем не контактирует с другим таким же кольцом. Наименьший фуллерен, удовлетворяющий этому правилу, — C_{60} . За получение фуллеренов в лаборатории (1985 г.) [6] была вручена еще одна Нобелевская премия (1996 г.) ученым Г. Крото, Р. Керл и Р. Смолли. Начиная с этого открытия, можно сказать, что началась «углеродная эра», когда поиск, изучение и применение всевозможных углеродных аллотропов стали передовым направлением в материаловедении, нанoeлектронике и других областях. Атомы в молекуле фуллерена находятся в sp^2 -гибридизации, при этом связи между атомами чередуются между одинарными и двойными, длина связей также меняется. В отличие от ПАУ, электроны в молекулах фуллерена локализованы, то есть не являются общими для всей молекулы. Фуллерены хорошо растворяются, не теряя структуры, очень активны в реакциях присоединения, при этом физические и химические свойства могут меняться в зависимости от того, какие атомы присоединены к их поверхности. Среди уникальных свойств фуллеренов стоит отметить возможность поместить внутрь молекулы какие-либо другие атомы, то есть фуллерены могут выступать в качестве своеобразных легковесных контейнеров. Применение фуллеренов расширяется фактически каждый день, и, вероятно, в скором будущем они будут присутствовать в нашей жизни повсеместно.

Нанотрубки. Этот вид аллотропов представляет собой свернутый в цилиндрическую трубку графен. Нанотрубки могут быть как одностенными, так и многостенными. В зависимости от того, каким образом свернута трубка, могут наблюдаться разные свойства

трансляционной и вращательной симметрии. Трубки очень прочны на растяжение, обладают высокой теплопроводностью и некоторые из них являются хорошими электропроводниками.

Аморфный углерод. Основным отличительным свойством аморфного углерода (а-С) является его неупорядоченная структура, обладающая свойством только ближнего порядка и не распространяющаяся на средний и дальний порядки. Атомы в аморфном углероде находятся в sp^3 -гибридизации. В структуру могут входить ароматические кольца, при этом кольца располагаются под разными углами относительно друг друга и могут создавать подкластеры внутри частицы, но «узор» композиции из колец и атомов, не входящих в кольцо, не повторяется, то есть нет правила их расположения. Так как атомы ароматических колец обладают sp^2 -гибридизацией, то материал аморфного углерода можно характеризовать отношением числа sp^3 -гибридизаций к числу sp^2 -гибридизаций, или, другими словами, ароматизированностью. В отличие от ароматических колец, электроны в которых делокализованы, у аморфной структуры электроны локализованы, что приводит к возможности протекания каких-либо локальных процессов (присоединение каких-либо атомов, диссоциация). В аморфном углероде могут присутствовать оборванные связи с локализованными электронами, к которым может присоединяться водород. Поэтому аморфный углерод часто встречается в гидрогенизированной форме (а-С:Н или ГАУ), такой как сажа или битум. Если аморфный углерод присутствует в МЭС, то наиболее вероятно находится в гидрогенизированной форме, хотя доля атомов водорода может быть низкой.

Алмаз. Структура алмаза такова, что каждый атом является вершиной правильного тетраэдра с основанием из соседних четырех атомов. Атомы углерода имеют sp^3 -гибридизацию. В нормальных условиях термодинамически метастабилен, но при нагревании переходит в графит. Известен как самый твердый и упругий минерал в природе, а также как материал с очень высокой теплопроводностью и как полупроводник с очень широкой шириной запрещенной зоны. Красоту игры цветов на алмазе, а точнее на его обработанной версии — бриллианте, создает уникальная комбинация свойств показателя преломления, прозрачности и дисперсии показателя преломления. За это алмаз считается одним из самых дорогих и драгоценных камней в мире. Но алмаз используется не только для украшений. Большое значение алмаз имеет в промышленности в качестве материала для сверхпрочных ножей или сверл, в ядерной отрасли, в микроэлектронике.

Механизмы формирования

Формирование и рост углеродных частиц ассоциируется с высокими температурами. Даже в повседневной жизни мы регулярно сталкиваемся и даже сами производим множество ПАУ: сгорание топлива, жарка мяса, курение — другими словами, если есть дым, то есть ПАУ. Оболочки звезд — это, в действительности, большие печки. Реакции образования бензольного кольца и дальнейшего роста ПАУ в них, вероятно, протекают эффективно. Считается, что бензольное кольцо (или фенил радикал) может сформироваться в плотном и горячем газе оболочек звезд в реакции молекул ацетилена (C_2H_2) с винилацетиленом (C_4H_4) либо в реакциях с участием двух радикалов пропаргила (C_3H_3) [7]. Эти реакции протекают в условиях низкого (по лабораторным меркам) давления и температурах около 1 000—1 500 К. После формирования первого бензольного кольца необходимы реакции роста. Наиболее вероятно рост происходит за счет последовательной потери атома водорода и присоединения молекулы ацетилена (механизм НАСА) [8]. Альтернативными способами являются прямая полимеризация бензольных колец либо реакции объединения фенил радикала с полиинами (например, C_4H_2).

В работе [9] была предпринята попытка составить модель с известными реакциями формирования ПАУ. В результате было найдено, что ПАУ при плотностях оболочек звезд асимптотической ветви гигантов (АВГ) могут эффективно формироваться только в довольно узком температурном окне от 900 до 1100 К. Остывание оболочки происходит быстро, и, таким образом, промежуток времени, когда могут формироваться ПАУ, называется коротким. Добавление ветра от звезды и ударных волн увеличило температурное окно формирования ПАУ до 1700 К, но все же до сих пор модели не могут предсказать наблюдаемого количества пыли.

Помимо реакций образования ПАУ при высокой температуре, существуют альтернативные сетки реакций, которые протекают при низкой температуре вплоть до 10 К. Среди них можно привести в пример безбарьерную реакцию между фенилрадикалом (C_6H_5) и винилацетиленом [10]. Таким образом, ПАУ — это не только печки и высокие температуры, они могут быть сформированы и в холодных молекулярных облаках.

Значительную роль в развитии картины формирования ПАУ играют лабораторные эксперименты, связанные с горением или пиролизом (нагрев до высоких температур в условиях отсутствия воздуха). Но большинство экспериментов проводят при высоких давлениях на уровне 0.1 атм и выше, тогда как в обочках звезд АВГ давление варьируется от 10^{-6} до 0.1 атм. В экспериментах, как правило, нагреву подвергается смесь газа из малоатомных углеводородов (ацетилен, этилен, бензол и др.), в результате чего получают сажу (или аморфный углерод), ПАУ и графиты, фуллерены и нанотрубки. Выход конкретного продукта зависит от созданных условий. В эксперименте [11], проведенном при давлениях от 3 до 30 атм, было показано, что в газе из молекул ацетилена и этилена при температуре около 1000 К формируются преимущественно ПАУ, при повышении температуры до 1500–1700 К основным продуктом оказывается сажа, но ПАУ также присутствуют в смеси продуктов. Если же температура в камере устанавливалась 3500 К и более, то продуктами горения становились фуллерены и фуллереносодержащая сажа. То есть основным регулятором исходного продукта являлась температура. Другие эксперименты указывают, что добавление в углеводородный газ кислорода или насыщение водородом также сказывается на состав исходных продуктов, при этом необходимости высокой температуры для формирования фуллерена при изменении состава газа нет [12, 13]. Если в среде повышено содержание атомарного кислорода, то такая среда благоприятствует росту ПАУ, если же повысить содержание молекулярного кислорода, то в такой среде будут формироваться фуллерены.

Формируемые частицы сажи или аморфного углерода под воздействием внешних факторов (излучение, ударные волны, высокие температуры) могут перейти в более устойчивую, графитовую форму, при этом переходе в газовую фазу могут поступить как малоатомные углеводороды, так и ПАУ и фуллерены [14].

Формирование нанотрубок и фуллеренов в лаборатории происходит идентично: в дуговом разряде между графитовыми электродами, путем лазерной абляции графитовых стержней или с помощью пиролиза углеводородов. Как правило, фуллерены и многостенные нанотрубки формируются одновременно, после чего производят выделение требуемого вида. Одностенные нанотрубки образуются при наличии металлических катализаторов, таких как никель, кобальт, медь и др. ПАУ могут перейти в форму фуллеренов при воздействии потока заряженных частиц или ультрафиолетового излучения [15].

Зная, как формируются вышеуказанные аллотропы в лаборатории, можно сделать вывод, что формирование этих типов аллотропных частиц может происходить в оболочках звезд АВГ на поздних стадиях на разных расстояниях от звезды или в разные моменты времени. Однако состав и доминирующие компоненты продуктов будут зависеть от химического состава родительской звезды. Различия в спектрах звезд постасимптотической ветви гигантов и планетарных туманностей явно свидетельствуют об этом. Так, например,

фуллерены наблюдаются в основном в низкометаллических планетарных туманностях [16], тогда как наиболее высокое содержание ПАУ связывают со средами с высокой металличностью [17].

Алмазы могут быть получены из аморфного углерода, графита и фуллеренов, но это преобразование требует высоких давлений (порядка 10^5 атм) и высоких температур ($\gtrsim 1200$ К). Такие значения давления недостижимы в оболочках звезд АВГ. На Земле такие условия достигаются в глубоких слоях на глубинах около 150 км, где алмазы медленно формируются из имеющегося там углерода. Эти же условия создаются в лабораториях, где выращиваются синтетические алмазы. В МЗС условия для образования алмазов из аморфного углерода или графита также могут быть удовлетворены. Для этого требуется столкновения углеродных частиц на высоких скоростях (> 10 км/с). Такие столкновения возможны в остатках сверхновых звезд после прохождения ударной волны, а также при формировании планетных систем, когда уже не пылинки, а фактически каменные глыбы сталкиваются друг с другом со скоростями 10–100 м/с. В результате столкновения вдоль площади соприкосновения пылинки как раз создаются условия повышенного давления и температуры, которые близки к необходимому для образования алмазов. Изотопный состав алмазов, найденных в метеоритах (повышенное содержание ксенона), указывает, что их формирование происходило в остатках сверхновых звезд [18], что подтверждает вышесказанное предположение об их формировании.

Распространенность различных видов углеродных частиц

Пыль повсеместна в МЗС, но ее распределение неоднородно, как неоднородны ее характеристики, такие как размеры и, если говорить об углеродной пыли, композиция аллотропных модификаций. Несмотря на отсутствие возможности непосредственно исследовать межзвездную пыль, по косвенным признакам мы можем судить о том, в каком же виде углеродная пыль присутствует в МЗС.

Единственная модификация углерода, о наличии которой в МЗС известно точно, — это молекулы фуллерена C_{60} и C_{70} . Фуллерен идентифицирован по инфракрасным (ИК) эмиссионным полосам на длинах волн 17.4 и 18.9 мкм практически во всех типах объектов, в которых есть источник ультрафиолетового излучения, способного возбудить колебательные переходы: планетарные туманности, области фотодиссоциации, отражательные туманности и др. [19, 20]. Также фуллерен проявляет себя в поглощении в полосах на длинах волн 9577 и 9632 Å, которые соответствуют электронным переходам в молекуле C_{60} . Эти две полосы соответствуют одним из диффузных межзвездных полос (DIB), источник которых неизвестен и является вопросом обширных дискуссий. Пожалуй, эти две полосы являются уникальным случаем, когда об источнике DIB не спорят. Но все же молекулы фуллерена не так повсеместны, по крайней мере в количестве, необходимом для обнаружения. Среди всех углеродных планетарных туманностей, найденных в Млечном Пути и имеющих спектральные наблюдения в ИК-диапазоне, только в $\approx 5\%$ из них идентифицирован фуллерен [21]. Таким образом, его формирование протекает в оболочках звезд АВГ не одинаково, и пока нет однозначного объяснения, почему одни звезды произвели большое количество фуллерена, а другие не сделали этого.

Так как формирование нанотрубок происходит аналогично фуллеренам, то очень вероятно, что нанотрубки также присутствуют в МЗС, однако пока они не найдены. У нанотрубок нет таких же уникальных и сильных полос, связанных с колебательными переходами, но это утверждение пока неточно, так как необходимы теоретические расчеты колебательных и электронных спектров и экспериментальные данные о нанотрубках разной геометрии, толщины и длины, а также с замещенными атомами.

О наличии в МЗС ПАУ можно судить по ИК-спектрам объектов с повышенным полем излучения. Основные ИК-переходы ПАУ происходят в результате колебаний связей C—H и C—C. В зависимости от типа связи и колебания (растяжение или сгибание, в плоскости или вне плоскости молекулы) длина волны перехода меняется. Наиболее заметные ИК-полосы наблюдаются на 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.2, 12.6 мкм. Но есть множество других, более слабых полос, наличие которых указывает на особенности в ПАУ или частицах, ответственных за излучение в этих полосах. Несмотря на то, что ИК-спектр имеет приблизительно одинаковый внешний вид для всех объектов, можно отметить множество вариаций. Например, центральные длины волн полос на 6.2 и 7.7 мкм могут варьироваться в диапазонах от 6.20 до 6.30 мкм и от 7.6 до 8.2 мкм, соответственно [22]. Такие изменения в положениях полос могут возникать в результате замещения атомов углерода в ПАУ атомами азота либо в результате влияния негармонических осцилляций при высокой температуре [23, 24]. Помимо того, что меняются сами полосы, меняется их вклад в полную светимость в ИК-диапазоне и отношение светимости этих полос к излучению в дальнем ИК-диапазоне, за которое ответственные крупные пылинки, то есть меняется численное содержание ПАУ относительно крупной пыли. Известно, что содержание ПАУ в низкометаллических галактиках в несколько раз ниже, чем в высокометаллических [25], тогда как внутри одной галактики содержание ПАУ приблизительно равномерное. Примечательно, что в планетарных туманностях, как правило, наблюдаются либо фуллерены, либо ПАУ. Лишь в единичных случаях (туманность Тс 1) наблюдаются полосы, свойственные обоим углеродным формам. По всей видимости, формирование идет по сценарию образования либо объемных молекул, либо планарных. Детальное изучение химического состава и физических характеристик планетарных туманностей пока не привело к какому-то однозначному выводу о причине такого разделения туманностей по содержанию ПАУ и фуллеренов.

Наиболее точной идентификацией ПАУ можно считать совпадение девяти теоретически рассчитанных вращательных переходов бензонитрила с наблюдениями [26]. К сожалению, этот метод неприменим к большинству ПАУ в МЗС, во-первых, из-за отсутствия или слабого дипольного момента, а во-вторых, из-за их размера, так как считается, что в МЗС ПАУ должны включать не менее 40 атомов, а расчет вращательных переходов таких крупных молекул очень ресурсоемкий и, возможно, на сегодняшний день невозможен. Открытие бензонитрила было возможно только благодаря тому, что эта молекула имеет относительно высокий дипольный момент, а также находится в молекулярном облаке, то есть скрыта от разрушающего ультрафиолетового излучения.

Слабые ИК-полосы, о которых упоминалось выше, дают дополнительную информацию об их «хозяевах». К примеру, по соседству с широкой полосой на длине волне 3.3 мкм, соответствующей колебанию ароматической (sp^2) связи C—H в плоскости молекулы, часто наблюдается менее широкая полоса на длине волны 3.4 мкм, возникновению которой способствуют колебания алифатической (sp^3) связи C—H. Эта связь может присутствовать в ПАУ, если к ней присоединены дополнительные атомы водорода, то есть если крайние атомы углерода вместо одного атома водорода присоединяют по два атома. В этом случае резонансная структура ароматического кольца пропадает, что влияет на спектр молекулы. Но, кроме насыщенных водородом ПАУ, эта полоса может появляться в ГАУ. О наличии ГАУ в МЗС можно также судить по слабым ИК-полосам на длинах волн 6.85 и 7.25 мкм [27]. Стоит отметить, что ИК-полосы «сидят» на подложке или плато, природа которого неизвестна, но предполагается, что ГАУ- или ПАУ-кластеры могут отвечать за его возникновение [28, 29]. Все признаки ГАУ относятся к объектам, где ультрафиолетовое поле излучения умеренное. В протопланетарных туманностях вышеуказанные алифатические особенности проявляются достаточно уверенно, тогда как в планетарных туманностях могут не наблюдаться совсем. Есть предположение, что они наблюдаются только в молодых планетарных туманностях и со временем пропадают. В этом случае очевидно отслежива-

ется переход аморфного углерода в ароматические частицы. Такой же переход отчетливо виден, например, в области фотодиссоциации Orion Bar, где вдали от источника излучения отношение полос на 3.4 и 3.3 мкм имеет максимальное значение и по мере приближения к источнику уменьшается, что свидетельствует о разрушении носителей этой полосы.

Перейдем к наблюдениям алмазов. Несмотря на множество попыток найти алмазы в МЗС, на сегодняшний день только в трех объектах (два протопланетных диска и оболочка одной звезды) имеется указание на их наличие [30, 31]. Алмазы найдены во многих метеоритах, и, судя по аномальному обилию ксенона в составе этих алмазов, они были сформированы не в Солнечной системе, а при взрывах сверхновых звезд. Найденные алмазы гидрогенизированы на поверхности. Как показывают лабораторные измерения, колебательные переходы связей C—H попадают в диапазон длин волн от 3.4 до 3.5 мкм. По ним и были идентифицированы алмазы в космических объектах. Однако было выяснено, что метеоритные алмазы отличаются по спектру от земных, и наблюдаемые ИК-полосы в трех алмазосодержащих объектах не в точности соответствуют метеоритным алмазам, и для точного совпадения размеры алмазов должны быть более 50 нм [32]. В модели пыли, предложенной в работе [33], сделана оценка содержания наноалмазов в МЗС, согласно которой доля углерода, заключенного в наноалмазах, составляет менее 7 %, при этом указано, что подавляющая часть из них находится в составе крупных пылинок и поэтому не проявляет своих уникальных эмиссионных свойств. В тех же объектах, в которых алмазы идентифицированы, они были подвержены жесткому рентгеновскому излучению в результате вспышки. Таким образом, пока вопрос об обилии и распространенности алмазов в космическом пространстве является открытым. Возможно, обзорные наблюдения в ИК-диапазоне либо сопоставление электронных спектров с полосами межзвездных диффузных полос поможет расширить знания об алмазах в МЗС.

В составе метеоритов, помимо алмазов, обнаружены ПАУ, фуллерены, аморфный углерод и многое другое [34–36]. Эти находки дают основание предполагать, что наши представления об углеродном аллотропном составе, основанные на наблюдениях МЗС, близки к правде. Однако дальнейшая более точная идентификация сложных молекул остается актуальной задачей астрохимии.

Заключение

В данной работе был проведен небольшой обзор о наиболее часто встречающихся на Земле и в космосе аллотропных формах углерода. Показано, что углеродный мир богат и интересен. Рассказано о том, как те или иные типы углеродных частиц могут сформироваться в космическом пространстве и какие частицы и каким образом можно наблюдать в МЗС. Несмотря на значимый прогресс в исследовании углеродных частиц (эксперименты, теоретические вычисления, новейшие наблюдения), наши знания об эволюции углеродных частиц в космосе пока остаются неполными, поэтому исследование этого вопроса продолжается и будет продолжаться в ближайшем будущем.

Библиографические ссылки

- [1] *Hoffmann Roald, Kabanov Artyom A., Golov Andrey A., Proserpio Davide M.* Homo Citans and Carbon Allotropes: For an Ethics of Citation // *Angewandte Chemie International Edition*. — 2016. — Vol. 55, № 37. — P. 10962–10976. <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/anie.201600655>.
- [2] *Habart E., Verstraete L., Boulanger F. et al.* Photoelectric effect on dust grains across the L1721 cloud in the rho Ophiuchi molecular complex // *Astron. Astrophys.* — 2001. — Vol. 373. — P. 702–713. [astro-ph/0104150](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200114150).

- [3] *Boschman L., Cazaux S., Spaans M. et al.* H₂ formation on PAHs in photodissociation regions: a high-temperature pathway to molecular hydrogen // *Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 579. — P. A72. 1504. 08276.
- [4] *Allamandola L. J.* Pahl and Astrobiology // *EAS Publications Series* / ed. by C. Joblin, A. G. G. M. Tielens : *EAS Publications Series.* — 2011. — Vol. 46. — P. 305–317.
- [5] *Novoselov K. S., Geim A. K., Morozov S. V. et al.* Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films // *Science.* — 2004. — Vol. 306, № 5696. — P. 666–669. <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.1102896>.
- [6] *Kroto H. W., Heath J. R., Obrien S. C. et al.* C₆₀: Buckminsterfullerene // *Nature.* — 1985. — Vol. 318, № 6042. — P. 162–163.
- [7] *Cherchneff Isabelle, Barker John R., Tielens Alexander G. G. M.* Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Formation in Carbon-rich Stellar Envelopes // *Astrophys. J.* — 1992. — Vol. 401. — P. 269.
- [8] *Frenklach Michael, Feigelson Eric D.* Formation of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons in Circumstellar Envelopes // *Astrophys. J.* — 1989. — Vol. 341. — P. 372.
- [9] *Frenklach Michael, Feigelson Eric D.* Formation of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons in Circumstellar Envelopes // *Astrophys. J.* — 1989. — Vol. 341. — P. 372.
- [10] *Parker D. S. N., Zhang F., Kim Y. S. et al.* Low temperature formation of naphthalene and its role in the synthesis of PAHs (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons) in the interstellar medium // *Proceedings of the National Academy of Science.* — 2012. — Vol. 109, № 1. — P. 53–58.
- [11] *Jäger C., Huisken F., Mutschke H. et al.* Formation of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons and Carbonaceous Solids in Gas-Phase Condensation Experiments // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 696, № 1. — P. 706–712. 0903.0775.
- [12] *Weilmünster P., Keller A., Homann K.-H.* Large molecules, radicals, ions, and small soot particles in fuel-rich hydrocarbon flames: Part I: positive ions of polycyclic aromatic hydrocarbons(PAH) in low-pressure premixed flames of acetylene and oxygen // *Combustion and Flame.* — 1999. — Vol. 116, № 1. — P. 62–83.
- [13] *Leon Gustavo, Martin Jacob W., Bringley Eric J. et al.* The role of oxygenated species in the growth of graphene, fullerenes and carbonaceous particles // *Carbon.* — 2021. — Vol. 182. — P. 203–213.
- [14] *Scott A., Duley W. W., Pinho G. P.* Polycyclic Aromatic Hydrocarbons and Fullerenes as Decomposition Products of Hydrogenated Amorphous Carbon // *Astrophys. J. Lett.* — 1997. — Vol. 489. — P. L193.
- [15] *Chuvilin Andrey, Kaiser Ute, Bichoutskaia Elena et al.* Direct transformation of graphene to fullerene // *Nature Chemistry.* — 2010. — Vol. 2, № 6. — P. 450–453.
- [16] *Otsuka Masaaki, Kemper F., Cami J. et al.* Physical properties of fullerene-containing Galactic planetary nebulae // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 437, № 3. — P. 2577–2593. 1310.7711.
- [17] *Khramtsova M. S., Wiebe D. S., Boley P. A., Pavlyuchenkov Ya. N.* Polycyclic aromatic hydrocarbons in spatially resolved extragalactic star-forming complexes // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2013. — Vol. 431, № 2. — P. 2006–2016. 1302.4837.
- [18] *Blake D. F., Freund F., Krishnan K. F. M. et al.* The nature and origin of interstellar diamond // *Nature.* — 1988. — Vol. 332, № 6165. — P. 611–613.
- [19] *Sellgren Kris, Werner Michael W., Ingalls James G. et al.* C₆₀ in Reflection Nebulae // *Astrophys. J. Lett.* — 2010. — Vol. 722, № 1. — P. L54–L57. 1009.0539.

- [20] *Cami Jan, Bernard-Salas Jeronimo, Peeters Els, Malek Sarah Elizabeth.* Detection of C₆₀ and C₇₀ in a Young Planetary Nebula // *Science*. — 2010. — Vol. 329, № 5996. — P. 1180.
- [21] *Garcia-Hernandez Domingo Antbal.* Dust and molecules in extra-galactic planetary nebulae // *IAU General Assembly*. — 2015. — Vol. 29. — P. 2254847. 1511.06165.
- [22] *Peeters E., Hony S., Van Kerckhoven C. et al.* The rich 6 to 9 μm spectrum of interstellar PAHs // *Astron. Astrophys.* — 2002. — Vol. 390. — P. 1089–1113. astro-ph/0205400.
- [23] *Ricca A., Boersma C., Peeters E.* The 6.2 μm PAH Feature and the Role of Nitrogen: Revisited // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 923, № 2. — P. 202.
- [24] *Chakraborty Shubhadip, Mulas Giacomo, Rapacioli Mathias, Joblin Christine.* Anharmonic infrared spectra of thermally excited pyrene (C₁₆H₁₀): A combined view of DFT-based GVPT2 with AnharmonicCaOs, and approximate DFT molecular dynamics with demonNano // *Journal of Molecular Spectroscopy*. — 2021. — Vol. 378. — P. 111466. 2102.06582.
- [25] *Draine B. T., Dale D. A., Bendo G. et al.* Dust Masses, PAH Abundances, and Starlight Intensities in the SINGS Galaxy Sample // *Astrophys. J.* — 2007. — Vol. 663, № 2. — P. 866–894. astro-ph/0703213.
- [26] *McGuire Brett A., Burkhardt Andrew M., Kalenskii Sergei et al.* Detection of the aromatic molecule benzonitrile (c-C₆H₅CN) in the interstellar medium // *Science*. — 2018. — Vol. 359, № 6372. — P. 202–205. 1801.04228.
- [27] *Memella Vito.* Dust Evolution from the Laboratory to the Interstellar Medium // *Journal of Physics Conference Series : Journal of Physics Conference Series*. — 2005. — Vol. 6. — P. 197–202.
- [28] *Rapacioli M., Joblin C., Boissel P.* Spectroscopy of polycyclic aromatic hydrocarbons and very small grains in photodissociation regions // *Astron. Astrophys.* — 2005. — Vol. 429. — P. 193–204.
- [29] *Papoular R.* On the carbonaceous carriers of infrared plateau and continuum emission // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2013. — Vol. 434, № 1. — P. 862–869. 1306.3445.
- [30] *Guillois O., Ledoux G., Reynaud C.* Diamond Infrared Emission Bands in Circumstellar Media // *Astrophys. J. Lett.* — 1999. — Vol. 521, № 2. — P. L133–L36.
- [31] *Jones A. P.* Nano-diamonds in proto-planetary discs. Life on the edge // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 665. — P. A21. 2206.13474.
- [32] *Jones A. P., d'Hendecourt L. B., Sheu S. Y. et al.* Surface C-H stretching features on meteoritic nanodiamonds // *Astron. Astrophys.* — 2004. — Vol. 416. — P. 235–241.
- [33] *Jones A. P., Ysard N.* A derivation of nano-diamond optical constants. Here be nano-diamonds // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 657. — P. A128. 2111.04492.
- [34] *McKay David S., Gibson Jr., Everett K., Thomas-Keprta Kathie L. et al.* Search for Past Life on Mars: Possible Relic Biogenic Activity in Martian Meteorite ALH84001 // *Science*. — 1996. — Vol. 273, № 5277. — P. 924–930.
- [35] *Sandford Scott A., Aléon Jérôme, Alexander Conel M. O. 'D. et al.* Organics Captured from Comet 81P/Wild 2 by the Stardust Spacecraft // *Science*. — 2006. — Vol. 314, № 5806. — P. 1720.
- [36] *Sabbah Hassan, Carlos Mickaël, Jenniskens Peter et al.* Detection of Cosmic Fullerenes in the Almahata Sitta Meteorite: Are They an Interstellar Heritage? // *Astrophys. J.* — 2022. — Vol. 931, № 2. — P. 91. 2208.10122.

ВЫСОКОТОЧНЫЙ СОЛНЕЧНЫЙ ДАТЧИК С ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

М. Е. Прохоров¹, А. И. Захаров¹, А. О. Жуков^{2,3}, И. В. Кузнецова¹

¹Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, МГУ,

²АО «Особое конструкторское бюро Московского энергетического института»,

³ФГБНУ «Экспертно-аналитический центр»

При создании высокоточных солнечных датчиков (приборов, определяющих направление на центр Солнца) возникает противоречие между широким полем зрения прибора и высокой точностью определения направления на Солнце, имеющее небольшой угловой размер, при отсутствии в таком приборе подвижных частей. Проблему можно преодолеть используя оптические элементы с интерференционными покрытиями. Такие устройства позволяют при сохранении очень широкого поля зрения (полусфера) определять направление на центр Солнца со случайной погрешностью порядка $0.01''$. В работе рассматриваются датчики со сферическими и цилиндрическими интерференционными оптическими элементами.

HIGH PRECISION SOLAR TRACKER WITH INTERFERENCE OPTICAL ELEMENTS

М. Е. Prokhorov¹, А. I. Zakharov¹, А. О. Zhukov^{2,3}, I. V. Kuznetsova¹

¹ Sternberg Astronomical Institute,

² “Special Design Bureau of Moscow Power Engineering Institute” Ltd,

³ “Expert-analytical center”

When constructing high-precision solar trackers (devices that determine the direction to the center of the Sun), a contradiction arises between the wide field of view of the device and the high accuracy of determining the direction to the Sun, which has a small angular size, in the absence of moving parts in such device. The problem can be solved by using optical elements with interference coatings. Such devices allow, while maintaining a very wide field of view (hemisphere), to determine the direction to the center of the Sun with a random error about $0.01''$. The paper considers solar trackers with spherical and cylindrical interference optical elements.

Введение

Отдельным классом устройств, совершенно необходимым на подавляющем числе космических аппаратов (КА) для выполнения их целевого назначения, являются приборы для определения ориентации. Часть этих приборов служит для определения ориентации КА относительно инерциальной системы координат (например, относительно небесной экваториальной системы координат), то есть для определения разворота осей системы прямоугольных координат, связанных с КА, относительно осей координат инерциальной системы. Для этой цели сегодня используются звездные датчики ориентации и инерциальные (гироскопические) системы. Остальные приборы ориентации служат для определения видимых направлений с борта КА на те или иные космические объекты.

© Прохоров М. Е., Захаров А. И., Жуков А. О., Кузнецова И. В., 2023

Вторыми¹ по значимости и распространенности на КА после звездных датчиков являются датчики для определения направления на Солнце — солнечные датчики. Это связано с тем, что основным источником энергии для КА, обращающихся вокруг Солнца внутри орбиты Марса и даже в поясе астероидов, являются солнечные батареи, а они для достижения максимальной мощности должны быть развернуты своими плоскостями к Солнцу. Датчики направления на Солнце достаточно широко используются и на Земле — в солнечных электростанциях и ряде других устройств.

Для решения различных задач нужны солнечные датчики разной точности. Для разворота к Солнцу классических плоских солнечных батарей достаточно знать направление на Солнце с точностью 10–20°. Мощность, вырабатываемая батареей, достигает максимума при нормальном падении на нее солнечных лучей и уменьшается пропорционально косинусу угла отклонения от нормали, который при малых углах падения вблизи максимума меняется квадратично. При отклонении батарей от нормали на 20° мощность снижается на 6 %, что вполне приемлемо. Для подобной ориентации используются солнечные датчики низкой точности.

Более точные солнечные датчики — средней точности — нужны, например, для предсказания уровня засветки фокальной плоскости прибора рассеянным солнечным излучением. Еще более важная задача — защита оптико-электронных приборов от попадания Солнца в их поля зрения. Прямое солнечное излучение может разрушить прибор, особенно если у него достаточно большая входная апертура. Для решения этих задач нужна точность порядка градуса или доли градуса. Такая же точность определения направления на Солнце нужна для солнечных батарей с компактными преобразователями энергии, которые облучаются зеркальными концентраторами излучения.

Для использования Солнца в целях ориентации и навигации КА нужны высокоточные солнечные датчики. Точность направления на центр Солнца у них должна быть сравнима с другими системами ориентации. Например, у серийно выпускаемых звездных датчиков погрешность определения ориентации составляет единицы секунд дуги. Высокоточные солнечные датчики могут иметь различное устройство. Это может быть цифровая камера-обскура с одним или несколькими отверстиями в передней стенке и матричным приемником излучения на задней. Широко распространенные щелевые солнечные датчики представляют собой те же камеры-обскуры, в передней стенке которых сделано не круглое сквозное отверстие, а одна или несколько прямолинейных щелей. Если таких щелей несколько и они не параллельны друг другу, то в качестве приемника излучения в датчике можно использовать не матрицу, а одномерную светочувствительную линейку, и при этом определять два угла, задающих направление на Солнце. В последнее время в качестве солнечных датчиков все шире используют цифровые камеры со сверхширокоугольными объективами типа «рыбий глаз», поле зрения которых охватывает полусферу.

К сожалению, все эти конструкции определяют направление на Солнце с погрешностью порядка угловой минуты, что в 30–100 раз хуже, чем у звездных или гироскопических систем ориентации, и не позволяет использовать такие солнечные датчики наравне с ними.

Причин такой не слишком высокой точности солнечных датчиков несколько. Главная — малый угловой размер Солнца. Если объектив «рыбий глаз» строит изображение полусферы на матрице размером $1k \times 1k$ пикселей, то Солнце в таком кадре будет занимать 3×3 пикселя, что не позволит с хорошей точностью определить направление на его центр, особенно при переполнении этих пикселей. Вокруг изображения Солнца возникает ореол рассеянно-

¹ Для КА, занимающихся наблюдениями Земли и связью, второе место, возможно, занимают датчики направления на центр Земли — так называемые датчики геовертикали или геогоризонта.

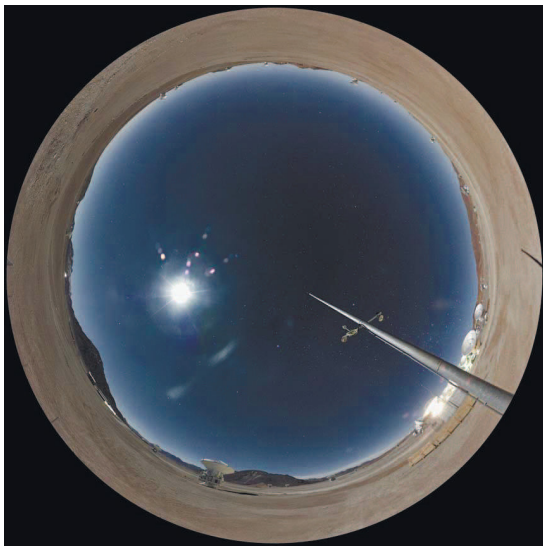


Рис. 1. ALMA: снимок объективом «рыбий глаз». Фотография сделана на плато Атакама 20 октября 2016 г. в 14:00 на высоте 5 000 м. © ESO, ID: ann16074h

го света, и появляются блики, которые также мешают точно определить направление на Солнце (рис. 1). Эти эффекты связаны с рассеянием излучения в линзах объектива² и с отражениями на их поверхностях (объективы «рыбий глаз» многолинзовые, обычно в них от 7 до 11 и более оптических элементов).

На самом деле определить направление на центр Солнца с секундной точностью достаточно просто: берем телескоп с шириной поля зрения $1\text{--}2^\circ$, ставим в фокальной плоскости матрицу размером $1k \times 1k$ пикселей или несколько больше, наводим на Солнце и получаем кадр, содержащий несколько мегапикселей. Солнце будет занимать существенную его часть — сотни тысяч пикселей. Центр Солнца можно искать различными способами: как взвешенный фотоцентр изображения в целом, как центр окружности или эллипса, аппроксимирующих край диска Солнца, и так далее. На результаты, полученные каждым из этих методов, влияют систематические и случайные ошибки, но, так как количество обрабатываемой информации (число пикселей) велико, все они позволяют достичь секундной и даже субсекундной точности.

Однако такой узкопольный прибор необходимо будет наводить на Солнце, постоянно следить за его перемещениями относительно КА, а в моменты получения кадров с изображениями Солнца с точностью не хуже угловой секунды знать направление телескопа относительно КА. Таким образом, узкопольный высокоточный солнечный датчик должен быть снабжен не менее высокоточной монтировкой, позволяющей наводить его на Солнце и при этом определять его положение относительно КА. В противном случае высокая точность определения направления, достигаемая оптическим прибором, будет потеряна. Помимо этого требованием к монтировке для высокоточного солнечного датчика будет возможность работать в космических условиях в течение длительного времени (10—25 лет), то есть очень высокая надежность. Такую монтировку, конечно, можно изготовить, но это будет слож-

² Рассеяние в атмосфере на рис. 1 подавлено, так как фотография сделана на высоте 5 000 м.

ное и дорогостоящее устройство, а приборы для ориентации и навигации используются в космической технике массово, поэтому они не должны быть очень дорогими.

Хотелось бы получить простой, надежный и недорогой солнечный датчик, желательно без подвижных частей, похожий на описанные выше щелевые солнечные датчики или датчики с объективами «рыбий глаз», но с более высокой точностью. Похоже, для этого необходимо увеличить размер изображения Солнца на фокальной плоскости не уменьшая при этом ширины поля зрения. И сделать это желательно оптическими средствами.

Солнечный датчик со сферическим интерференционным элементом

Нами было предложено возможное решение этой проблемы, в котором используются определенные свойства интерференционных светофильтров, а именно зависимость длины волны пропускаемого этими фильтрами излучения от угла падения.

Интерференционный фильтр представляет собой прозрачную подложку (стекло, кварц и тому подобное), на которую нанесено несколько (от единиц до сотен) слоев вещества с чередующимися высоким и низким показателями преломления. Толщины слоев примерно равны $1/4$ длины волны пропускаемого фильтром излучения. Точные значения толщин вычисляются заранее, они определяют положение максимума и форму кривой пропускания светофильтра. Толщина каждого слоя должна тщательно выдерживаться при изготовлении фильтра.

Общим свойством интерференционных фильтров является зависимость их кривой пропускания от угла падения излучения. При нормальном падении интерференционный фильтр пропускает излучение в некоторой полосе, максимум пропускания которой приходится на длину волны λ_0 . По мере увеличения угла падения излучения кривая пропускания смещается в сторону более коротких волн при приблизительном сохранении ее формы. Подобное поведение полосы пропускания для реального интерференционного фильтра с умеренной шириной пропускания показано на рис. 2. При больших углах падения (порядка 70° – 80° характерная длина волны пропускаемого излучения достигает некоторого минимального значения λ_{\min} ($\lambda_{\min} < \lambda_0$). Одновременно на больших углах падения наблюдается увеличение ширины полосы пропускания фильтра, а также изменение ее формы, например появление двух максимумов, как показано на рис. 2. Последнее связано с различным поведением в интерференционных фильтрах излучения, поляризация которого лежит в плоскости падения излучения или перпендикулярна ей. Зависимость центральной длины волны пропускания интерференционного светофильтра от угла падения света φ будем описывать функцией $\Lambda_c(\varphi)$, а кривую пропускания при заданном угле падения — функцией $\Phi(\lambda, \varphi)$. Обе функции получают при расчете интерференционного светофильтра или при его лабораторном исследовании.

Теперь рассмотрим предлагаемое нами техническое решение. В качестве основы для него мы берем солнечный датчик с объективом «рыбий глаз», который условно показан на рис. 3а. Объектив строит изображение половины небесной сферы (на которой может находиться Солнце). Объектив сфокусирован на бесконечность, но поскольку «рыбий глаз» — это крайне короткофокусная оптическая система, то его зона резкости велика и даже близкие к объективу предметы будут видны резко на изображении.

Добавим к этой конструкции еще два элемента, как показано на рис. 3б. Первый из них — тонкий прозрачный полусферический мениск — устанавливается перед объективом таким образом, чтобы объектив находился примерно в центре кривизны мениска. На внешнюю выпуклую поверхность мениска наносится интерференционный светофильтр, пропускающий излучение в узкой полосе с центральной длиной волны λ_0 при нормальном падении излуче-

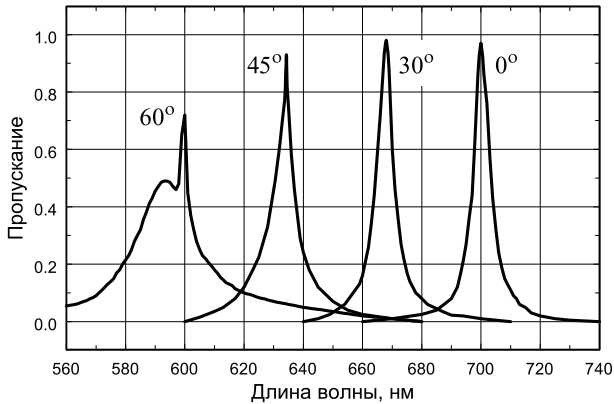


Рис. 2. Зависимость кривой пропускания интерференционного светофильтра от угла падения излучения

ния. Вогнутая внутренняя сторона мениска матируется или на нее наносится рассеивающее покрытие. Необходимо изменить фокусировку объектива с бесконечности на внутреннюю поверхность мениска, но, учитывая большую глубину резкости «рыбьего глаза», это может не понадобиться.

Вторым добавляемым элементом является обычный плоский «отсекающий» светофильтр, пропускающий излучение в полосе вблизи длины волны λ_1 . Он устанавливается между объективом и приемником излучения.

Часть поверхности мениска освещается Солнцем. Из-за кривизны поверхности солнечные лучи падают на мениск под разными углами (см. рис. 4). В подсолнечной точке (на луче, идущем из центра кривизны мениска в направлении Солнца) — по нормали к поверхности мениска, по мере удаления от подсолнечной точки, угол падения растет и достигает 90° на краю освещенной части мениска, где лучи падают по касательной к его поверхности. Пропущенное фильтром излучение проходит сквозь сам мениск и рассеивается его внутренней матовой поверхностью. Установленный вблизи центра мениска объектив строит изображение внутренней поверхности мениска. Эти изображения показаны на рис. 5. На рис. 5а показано изображение, получаемое обычным солнечным датчиком с объективом «рыбий глаз». На нем на темном фоне неба видно изображение Солнца. Рассеянное излучение, блики и изображения предметов, попадающих в поле зрения объектива, которые видны на рис. 2, не показаны. На рис. 5б показан вид внутренней поверхности освещенного Солнцем интерференционного мениска: освещенная часть мениска имеет вид круга, центр которого совпадает с направлением на Солнце, а цвет монотонно меняется вдоль радиусов от λ_0 в подсолнечной точке (центре круга) до λ_{\min} вблизи края. Черный полумесяц — неосвещенная часть мениска. После прохождения через отсекающий фильтр изображение приобретает вид, показанный на рис. 5в, — кольцо, центр которого совпадает с направлением на Солнце из центра мениска.

Размеры получающегося кольца достаточно велики, и число пикселей, занимаемых его изображением, намного больше, чем у исходного изображения Солнца. Для получения изображения в виде кольца необходимо, чтобы длина волны λ_1 , пропускаемой отсекающим фильтром, удовлетворяла следующему условию: $\lambda_{\min} < \lambda_1 < \lambda_0$. Угловой радиус кольца ρ

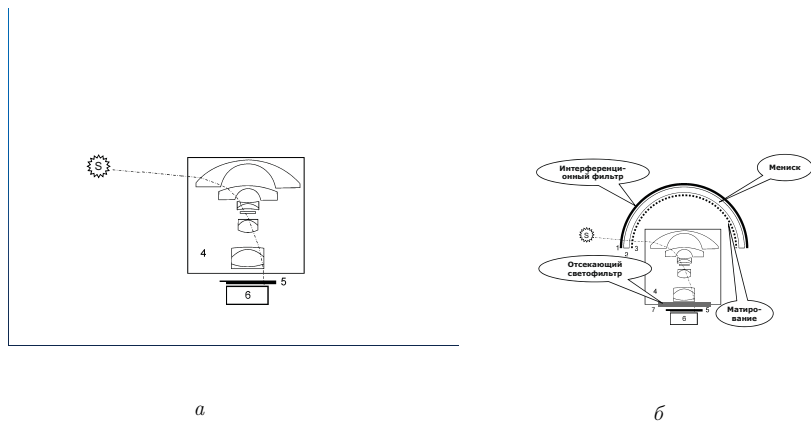


Рис. 3. Слева (а) — обычный солнечный датчик с объективом «рыбий глаз». Справа (б) — усовершенствованная конструкция. S — Солнце; 2 — тонкий прозрачный мениск; 1 — интерференционное покрытие (фильтр) на внешней поверхности мениска; 3 — матирование или рассеивающее покрытие; 4 — объектив «рыбий глаз»; 5 — матричный приемник излучения; 6 — блок электроники; 7 — отсекающий светофильтр

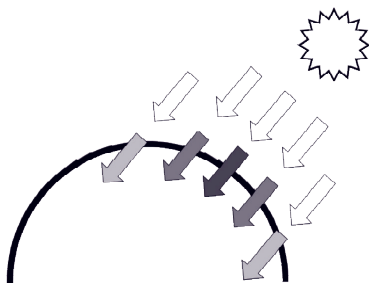


Рис. 4. Иллюстрация принципа работы солнечного датчика со сферическим интерференционным оптическим элементом. Показано сечение мениска плоскостью меридиана, проходящего через Солнце. Солнце освещает мениск широкополосным («белым») светом, интерференционный фильтр пропускает узкополосное излучение, длина волны которого зависит от угла падения. Более темный цвет стрелки соответствует большей длине волны

определяется решением такого уравнения:

$$\Lambda_c(\rho) = \lambda_1, \quad (1)$$

а профиль интенсивности в радиальном сечении кольца (и соответственно, его «толщина») — соотношением

$$I(\varphi) = I_0 \int_{\lambda_{\min} - \Delta\lambda_1}^{\lambda_0 + \Delta\lambda_1} \Phi(\lambda, \varphi) \Phi_1(\lambda) d\lambda, \quad (2)$$

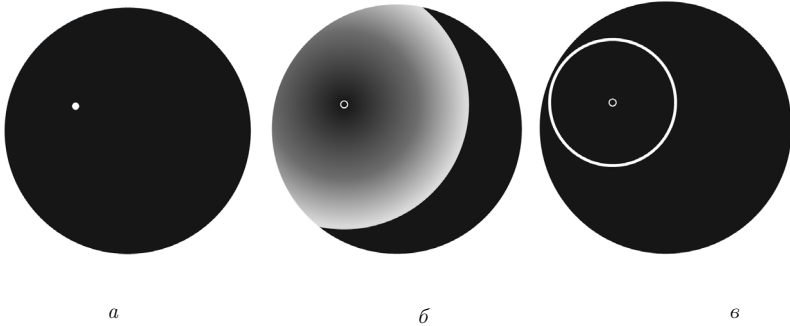


Рис. 5. Слева (*a*) — кадр с изображением Солнца, полученный объективом «рыбий глаз»: ширина поля зрения 180° , угловой размер Солнца увеличен в 10 раз для наглядности. В центре (*b*) — вид внутренней стороны мениска: на освещенной части мениска цвет изображения меняется в радиальном направлении — более темные цвета соответствуют большим длинам волн. Черным цветом показана неосвещенная часть мениска. Справа (*g*) — вид внутренней стороны мениска после прохождения отсекающего светофильтра: изображение имеет вид кольца, центр которого совпадает с направлением на Солнце. Цвет кольца совпадает с полосой пропускания отсекающего светофильтра, радиус и толщина кольца определяются характеристиками светофильтров. На изображениях (*b*) и (*g*) показан контур Солнца (белое колечко), которое на реальных изображениях отсутствует

здесь I_0 — нормировочный коэффициент; $\Phi(\lambda, \varphi)$ — кривая пропускания фильтра на мениске при заданном угле падения φ ; $\Phi_1(\lambda)$ — кривая пропускания отсекающего светофильтра; $\Delta\lambda_1$ — его полуширина. Угол φ отсчитывается от подсолнечной точки мениска.

Если зенитный угол Солнца достаточно велик, то часть яркого кольца, показанного на рис. 5б, может выходить за пределы поля зрения датчика и, соответственно, за границы кадра. Если оставшаяся в кадре дуга достаточно велика, это не мешает нам определить по ней направление на центр Солнца, но, скорее всего, несколько снижает точность его определения.

Функционирование датчика происходит следующим образом: выполняется экспозиция кадра, в кадре ищется кольцеобразная структура или дуга. Геометрия найденного кольца (дуги) исправляется в отношении дисторсии и других aberrаций объектива. Определяется направление на центр этого кольца (дуги) на мениске — это направление и есть направление на Солнце. Оценки показывают, что случайная ошибка направления у такого датчика меньше $0.01''$, при этом длительности экспозиций кадров будут составлять 10^{-2} – 10^{-3} с, то есть возможна работа солнечного датчика с высокой частотой.

На описанную конструкцию солнечного датчика со сферическим интерференционным оптическим элементом в 2015 г. получен патент RU 2555 216.

Технологические проблемы нанесения интерференционного покрытия на сферическую поверхность

При изготовлении сферического мениска для описанного выше солнечного датчика мы столкнулись с технологической проблемой, которую опишем и обсудим ниже.

Для изготовления интерференционных светофильтров сегодня чаще всего (в подавля-

ющем числе случаев) используется технология ионного напыления. Предварительно проводится расчет фильтра, исходными данными для которого являются желаемый профиль кривой пропускания, а также материалы подложки светофильтра и двух или нескольких напыляемых веществ. Минимальный и максимальный коэффициенты преломления напыляемых веществ должны различаться хотя бы на 0.5, лучше на большую величину. Результатом расчета является число интерференционных слоев, порядок следования напыляемых веществ в них и их толщина.

Установка для ионного напыления представляет собой вакуумную камеру, так как процесс напыления проходит в вакууме при давлениях порядка 10^{-2} — 10^{-3} Па. В камере устанавливается мишень из выбранного напыляемого вещества, на которую направляется пучок ионов. Обычно это однократные ионизованные атомы тяжелых инертных газов Ag^+ , Kr^+ или Xe^+ , разогнанные до энергий в несколько сотен электрон-вольт. Под действием пучка ионов с поверхности мишени начинает идти поток атомов ее вещества. Число атомов в этом потоке сравнимо с числом ионов, попадающих на мишень, коэффициент пропорциональности (так называемый «коэффициент распыления») лежит в интервале 0.2—2.

Поток распыленного вещества мишени имеет форму слабо расширяющегося конуса. На его пути ставится держатель заготовок интерференционных светофильтров — одновременно могут изготавливаться несколько интерференционных фильтров с одинаковыми характеристиками. Поток распыленного вещества осаждается на холодной поверхности заготовок. Держатель во время напыления смещается поперек пучка распыленного вещества и вращается для достижения однородности толщины наносимых слоев на заготовках. Распыленное вещество, не попавшее на заготовки светофильтров, осаждается на холодных стенках вакуумной камеры. Длительность процедуры напыления определяет толщину очередного наносимого на заготовки слоя вещества. В процессе напыления откачка вакуумной камеры продолжается.

После завершения напыления очередного слоя интерференционного покрытия на заготовки источник ионов выключается, камера открывается, проводится контроль толщины и однородности очередного нанесенного на заготовки слоя покрытия. При этом часть заготовок может быть отбракована. Затем в установку устанавливается мишень из вещества для следующего слоя фильтра, и процедура напыления повторяется. Этот цикл технологических процедур выполняется до тех пор, пока на подложку не будут нанесены все необходимые слои напыляемых веществ.

Если вместо плоской заготовки для интерференционного светофильтра мы возьмем сферический (полусферический) мениск, то на разные части его поверхности распыляемое вещество будет оседать с разными скоростями: на вершину сферы, лежащую на оси потока вещества, — больше всего, на боковые части сферы — меньше, и получить слой вещества постоянной толщины не получится.

Быстрое вращение заготовки вокруг любой оси не решает проблему — толщина покрытия будет постоянной по «долготе», но будет меняться по «широте». Можно попытаться менять направление оси быстрого вращения, например поворачивая ее вокруг еще одной перпендикулярной ей оси. Однако для достижения равномерности покрытия поворот вокруг второй оси должен идти по сложному закону с сильно изменяющейся угловой скоростью. Несколько попыток нанести интерференционное покрытие на сферический мениск не привели к необходимому результату — 100 %-й брак, к сожалению.

Возможно, вращение сферической заготовки вокруг нескольких осей или модификация технологии ионного напыления позволит наносить интерференционные покрытия на сферические поверхности. Но мы не хотим ждать возможного появления этих технологий и предлагаем решить проблему другим способом — использовать вместо сферических интерференционных оптических элементов цилиндрические.

Если в установку вакуумного напыления вместо плоской подложки будущего свето-

фильтра установить отрезок прозрачной цилиндрической трубки и во время напыления быстро вращать его вокруг продольной оси, то на внешней поверхности цилиндра образуется слой вещества постоянной толщины. Каких-либо изменений в технологию напыления, кроме вращения трубок, вносить не требуется.

Солнечный датчик, основанный на цилиндрических интерференционных оптических элементах, описан в следующем разделе.

Солнечный датчик с цилиндрическими интерференционными элементами

Принципиально важным оптическим элементом в этом солнечном датчике является отрезок тонкостенной прозрачной цилиндрической трубки, на внешнюю поверхность которой нанесено интерференционное покрытие, пропускающее свет в узкой полосе с центральной длиной волны λ_0 при нормальном падении (аналогичное покрытие на рассмотренном выше сферическом мениске). Внутренняя поверхность трубки матирована или на нее нанесено рассеивающее свет покрытие.

С одного из концов трубки на ее продольной оси устанавливается камера с объективом. Объектив должен создавать резкое изображение всей внутренней поверхности трубки или хотя бы некоторой ее части. В этом устройстве не требуется объектив с очень широким полем зрения. Желательно, чтобы оптическая ось объектива совпала с продольной осью трубки.

Перед объективом камеры или между объективом и приемником устанавливается отсекающий светофильтр, пропускающий излучение в полосе вблизи длины волны λ_1 (отсекающий фильтр такой же, как в солнечном датчике со сферическим мениском).

Ближний конец трубки соединяется с камерой непрозрачным кожухом, а дальний от камеры конец трубки закрывается непрозрачной пробкой или крышкой. Эти элементы конструкции нужны для защиты устройства от паразитной засветки. Все эти части вместе будет именовать цилиндрическим элементом для солнечного датчика. Его устройство показано на рис. 6.

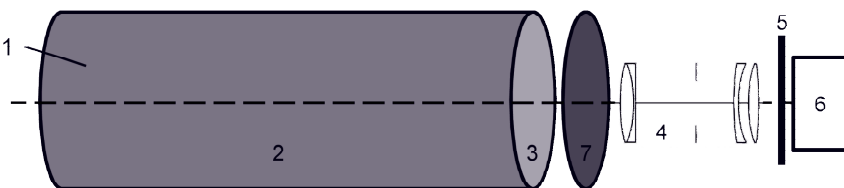


Рис. 6. Устройство цилиндрического элемента для солнечного датчика, где 2 — отрезок тонкостенной прозрачной цилиндрической трубки; 1 — интерференционное покрытие (фильтр) на внешней поверхности цилиндра; 3 — матирование или рассеивающее покрытие; 4 — объектив; 5 — матричный приемник излучения; 6 — блок электроники; 7 — отсекающий светофильтр.

Непрозрачные светозащитные элементы конструкции не показаны

Приведенный выше рис. 4 можно рассматривать и как иллюстрацию принципа работы цилиндрического элемента солнечного датчика. Солнце освещает половину боковой (внешней) поверхности цилиндра широкополосным «белым» светом, вторая половина цилиндра

остается в тени. Интерференционный фильтр, нанесенный на внешнюю поверхность цилиндра, пропускает узкополосное излучение, длина волны которого зависит от угла падения (на рис. 4 более темный цвет стрелки соответствует большей длине волны). Этот свет проходит сквозь тонкую стенку трубки, рассеивается ее внутренней поверхностью и регистрируется камерой, установленной у одного из концов трубки.

Для цилиндрического элемента плоскость рисунка перпендикулярна его продольной оси, поэтому в общем случае Солнце не лежит в плоскости рисунка — мы видим его проекцию на эту плоскость.

Подсолнечная точка на сфере для цилиндра превращается в «подсолнечную линию» — пересечение поверхности цилиндра с полуплоскостью, граница которой совпадает с продольной осью цилиндра, а сама плоскость проходит через Солнце. На рис. 7 показана развертка внутренней поверхности цилиндрического элемента, освещенного Солнцем, а на рис. 8 — то, как эту поверхность видит камера, установленная у одного из концов трубки.

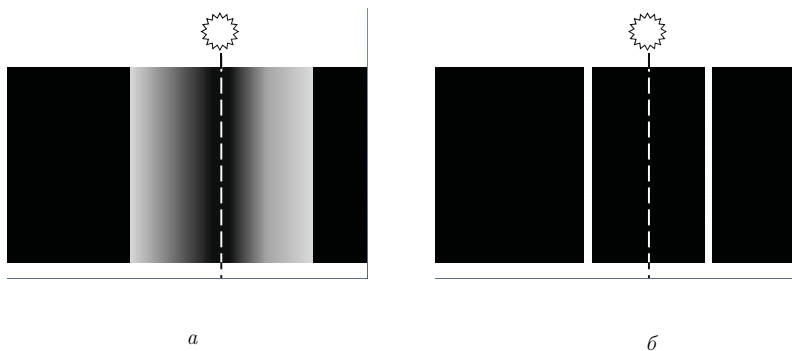


Рис. 7. Слева (а): изображение на внутренней стороне цилиндра в виде его развертки. Пунктиром показана подсолнечная линия. На освещенной Солнцем половине цилиндра видна полоса, в которой длина излучения меняется симметрично от ее центра (по которому проходит подсолнечная линия) в стороны. На линиях, параллельных оси цилиндра, длина волны пропущенного излучения постоянна. Более темный цвет соответствует большей длине волны. Вторая половина цилиндра, находящаяся в тени, показана черным цветом. Справа (б) — вид внутренней стороны цилиндра после прохождения отсекающего светофильтра. Изображение имеет вид двух ярких линий, расположенных симметрично относительно подсолнечной линии. Цвет линий совпадает с полосой пропускания отсекающего светофильтра. Расстояние между яркими линиями и их толщина определяются характеристиками светофильтров и углом между осью цилиндра и направлением на Солнце

Поведение ярких полос на цилиндре более сложное, чем яркого кольца на сферическом мениске.

Радужная полоса, показанная на рис. 7а, симметрична относительно подсолнечной линии. На краях этой полосы интерференционное покрытие пропускает излучение с длиной волны λ_{\min} , а в центре полосы, то есть на подсолнечной линии, — излучение с максимальной длиной волны λ_{\max} . Эта длина волны не совпадает с λ_0 , а связана с ней следующим соотношением $\lambda_{\min} \leq \lambda_0$. Точное совпадение достигается, когда солнечные лучи падают на цилиндр перпендикулярно его оси — в этом случае на подсолнечной линии они падают на цилиндр по нормали к его поверхности. Во всех остальных случаях угол падения солнечных лучей даже на подсолнечной линии будет больше нуля, и сквозь интерференционный

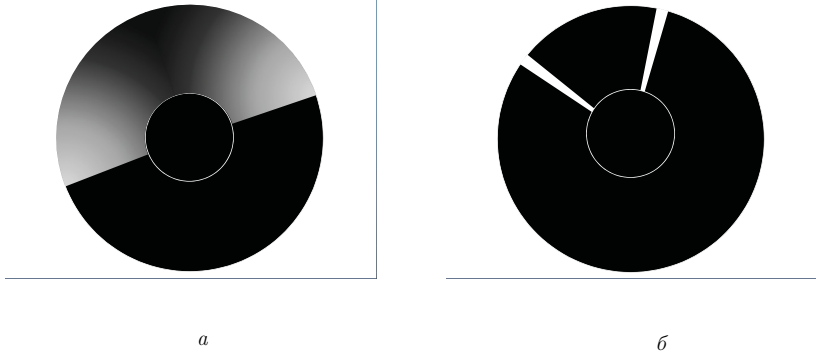


Рис. 8. Слева (а): изображение внутренней стороны цилиндра в кадре камеры у одного из его торцов до отсекающего светофильтра. Справа (б): то же изображение после прохождения отсекающего светофильтра. Радужная полоса и яркие полосы становятся радиальным. Цвета те же, что на рис. 7. Черный круг в центре кадра — светозащитная пробка на противоположном от камеры конце цилиндра. Таким симметричным и неискаженным изображением внутренней поверхности цилиндра будет только при совпадении оптической оси объектива камеры с его продольной осью

фильтр на подсолнечной линии цилиндра будет проходить излучение с длиной волны λ_{\max} меньшей λ_0 .

Если направление на Солнце перпендикулярно оси цилиндра, то угловое расстояние от ярких полос до подсолнечной линии ψ (см. рис. 7б) будет равно угловому радиусу кольца на сферическом мениске (см. рис. 5в) и определяется формулой

$$\psi = \rho, \quad (3)$$

где величина ρ определена формулой (1).

Если угол α между осью цилиндра и направлением на Солнце меньше 90° , то угол удаления ярких полос от подсолнечной линии будет определяться соотношением

$$\cos \psi = \frac{\cos \rho}{\sin \alpha}. \quad (4)$$

В этом случае $\psi < \rho$. По мере уменьшения угла α яркие полосы сближаются между собой и приближаются к подсолнечной линии.

При критическом значении угла α

$$\alpha \approx \alpha_{cr} \equiv 90^\circ - \rho, \quad (5)$$

яркие линии сливаются друг с другом. Слившиеся линии располагаются вдоль подсолнечной линии. При таком угле падения длина волны излучения, пропускаемого интерференционным покрытием на подсолнечной линии, близка к длине волны полосы пропускания отсекающего фильтра λ_1 . Яркие линии имеют конечную ширину (толщину), их слияние происходит «не мгновенно», а в некотором (небольшом) интервале углов α , на что указывает знак приближенного равенства в формуле (6).

Если

$$\alpha < 90^\circ - \rho, \quad (6)$$

то во всех точках освещенной половины цилиндра интерференционный фильтр пропускает излучение с длинами волн $\lambda < \lambda_1$ и яркие полосы на цилиндре не появляются.

Все эти случаи показаны на рис. 9. На них видно, что у цилиндрического элемента существуют два конуса невидимости вблизи продольной оси цилиндра, если Солнце находится в одном из них, то полосы на получаемом изображении цилиндра отсутствуют и элемент не выдает никакой информации для определения направления на Солнце. Это означает, что одного цилиндрического элемента для солнечного датчика недостаточно — при некоторых положениях Солнца на небе датчик с одним цилиндрическим элементом работать не будет.

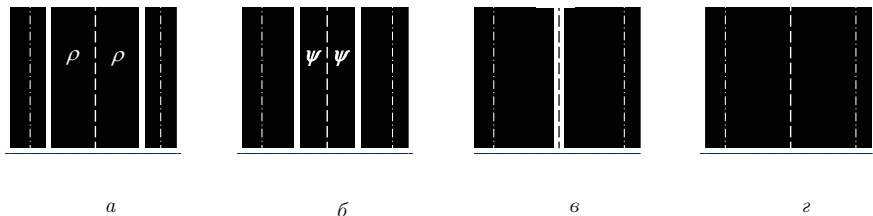


Рис. 9. Слева (а): направление на Солнце перпендикулярно оси цилиндра — максимальное расстояние между полосами равно 2ρ . Далее (б): $\alpha < 90^\circ$ — полосы сближаются друг с другом $\psi < \rho$. Далее (в): $\alpha \approx 90^\circ - \rho$ — критический угол, полосы вливаются между собой. Справа (г): $\alpha < 90^\circ - \rho$ — угол меньше критического, полосы исчезают. Пунктир — подсолнечная линия; штрих-пунктир — границы освещенной Солнцем поверхности цилиндра

Функционирование солнечного датчика с цилиндрическими элементами

Попытаемся ответить на следующие вопросы. Какую информацию мы можем получить от солнечного датчика с одним, двумя или несколькими цилиндрическими элементами? Как нам работать с такими солнечными датчиками?

Датчик с одним цилиндрическим элементом

Пусть в кадре, полученном с такого датчика, мы видим две ярких полосы. Как нам найти Солнце?

Солнце лежит в плоскости, проходящей через ось цилиндра и подсолнечную линию. Так как радужная полоса, показанная на рис. 7а, симметрична относительно подсолнечной линии, то нам надо найти плоскость, которая является биссектрисой двугранного угла «яркая полоса 1»—«ось цилиндра»—«яркая полоса 2» (точнее полуплоскость, которая является биссектрисой двугранного угла с раствором меньшим 180°). Но нахождение этой полуплоскости определяет только азимут φ в связанной с цилиндрическим элементом системе координат.

Для определения направления на Солнце надо найти второй угол — между направлением на Солнце и осью цилиндра (выше мы обозначали его α). Для определения α необходимо измерить угловое расстояние ψ между яркими полосами из центра цилиндра, а затем воспользоваться формулой 4.

Следует сделать два замечания:

1. Из-за симметрии радужной полосы биссектриса двугранного угла и азимут φ определяются точнее, чем угловое расстояние между полосами ψ и, как следствие, чем угол α .
2. Формула 4 позволяет найти два возможных значения угла между осью цилиндра и Солнцем: α и $180^\circ - \alpha$. Одиночный цилиндрический элемент не позволяет их различить. Однако если солнечный датчик установлен непосредственно на внешней поверхности КА, а его ось примерно перпендикулярна борту, то одна из этих точек («нижняя») будет скорее всего ненаблюдаема.

Если в кадре мы видим одну слившуюся полосу, то она идет вдоль подсолнечной линии и непосредственно задает полуплоскость, в котором находится Солнце. В этой ситуации угол α принимает одно из двух критических значений: $\alpha \approx 90^\circ \pm \rho$.

И последняя, самая плохая возможная ситуация: если на цилиндре нет полос, то мы ничего не можем сказать о направлении на Солнце (точнее, только то, что Солнце находится в одном из двух конусов невидимости этого цилиндрического элемента).

Датчик с двумя цилиндрическими элементами

Если на солнечном датчике установлены два цилиндрических элемента, то их оси не должны быть параллельными, иначе датчики будут выдавать одинаковые показания.

Если на кадрах с обоих элементов наблюдаются яркие полосы (неважно, одна или две), то по каждому кадру мы можем определить полуплоскость, в которой находится Солнце, пересечение этих плоскостей позволяет найти направление на Солнце. Отметим, что это направление будет более точным, чем определенное описанным выше методом по каждому из цилиндрических элементов в отдельности.

Другая ситуация возникает, когда в одном из кадров полос нет, а на другом они присутствуют. В этом случае показания цилиндрического элемента без полос в кадре не используются, а кадр с полосами обрабатывается так же, как в случае солнечного датчика с одним цилиндрическим элементом.

Самой плохой ситуации, когда полос нет ни на одном из кадров, можно избежать при проектировании солнечного датчика. Такая ситуация никогда не возникнет, если конусы невидимости цилиндрических элементов, установленных на солнечном датчике, не пересекаются между собой. Уменьшать область пересечения этих конусов можно уменьшая критический угол $\alpha_{cr} = 90^\circ - \rho$ и/или увеличивая угол β между осями цилиндрических элементов. Критический угол α_{cr} определяется характеристиками интерференционного покрытия цилиндра и отсекающего светофильтра, а угол β определяется конструкцией солнечного датчика, его максимальное возможное значение равно 90° . Пересечения конусов не будет, если $\beta > 2\alpha_{cr}$. Например, в солнечном датчике с перпендикулярными осями цилиндрических элементов ($\beta = 90^\circ$) и с $\alpha_{cr} < 45^\circ$ всегда будут яркие полосы, по крайней мере на одном из кадров.

Датчик с тремя цилиндрическими элементами

Если на солнечном датчике установлено более двух цилиндрических элементов, то оси любой пары этих элементов не должны быть параллельными друг другу.

Если на кадрах со всех элементов наблюдаются яркие полосы, то по каждому кадру мы можем определить полуплоскость в которой находится Солнце, попарное пересечение этих плоскостей позволяет найти три направления на Солнце. Эти направления можно усреднить для повышения точности.

Если для одного из цилиндрических элементов Солнце оказывается в конусе невидимости, а на кадрах двух оставшихся элементов яркие полосы видны, то задача сводится к ситуации солнечного датчика с двумя цилиндрическими элементами, рассмотренной в предыдущем подразделе.

Неприемлемых ситуаций, когда полос нет на двух кадрах из трех или на всех трех кадрах, можно избежать путем выбора величины критического угла α_{cr} и углов между осями цилиндрических элементов, что также рассмотрено в предыдущем подразделе.

Оптимальная ориентация цилиндрических элементов

Приведенные выше оценки и рассуждения позволяют определить оптимальную ориентацию цилиндрических элементов в солнечных датчиках с разным их числом.

Если в солнечном датчике присутствует единственный цилиндрический элемент, его ось лучше всего направить по нормали к борту КА.

Если цилиндрических элементов в солнечном датчике два, то их надо расположить в вертикальной плоскости, отклонив их оси от вертикали на 45° в противоположные стороны. При этом оси цилиндров будут перпендикулярны.

Наконец, при трех цилиндрических элементах их оси надо направить вдоль взаимно перпендикулярных ребер куба, главная диагональ которого ориентирована вертикально.

Результаты моделирования показывают, что случайные погрешности солнечных датчиков с 2 и 3 цилиндрическими интерференционными элементами сравнимы с погрешностью, показываемой датчиком со сферическим интерференционным мениском.

Заключение

Использование в солнечных датчиках не плоских интерференционных оптических элементов позволяет существенно повысить их точность. Ожидаемая случайная погрешность направления на центр Солнца составляет $0.01''$. В случае сферического интерференционного элемента существует технологическая проблема его изготовления, которую пока не удалось преодолеть. При изготовлении цилиндрических интерференционных элементов этой проблемы нет. Однако для обеспечения работоспособности такого устройства при любом положении Солнца на небе на датчике должно быть установлено несколько цилиндрических интерференционных элементов.

КВАЗИСПУТНИКИ И МИНИЛУНЫ

В. В. Сидоренко

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН

Приблизившийся к Земле астероид при определенных обстоятельствах может находиться в ее окрестности достаточно долгое время. Объекты, демонстрирующие подобное динамическое поведение, разделяются на две группы: квазиспутники и минилуны. Квазиспутники отличаются от настоящих спутников тем, что их орбиты располагаются вне сферы Хилла планеты. Длительное пребывание квазиспутника в окрестности планеты обеспечивается резонансом 1:1 их средних движений. В настоящее время у Земли обнаружено пять квазиспутников: (164207) 2004 GU₉, (277810) 2006 FV₃₅, 2013 LX₂₈, 2014 OL₃₃₉ и (469219) Камоалева. Объекты, именуемые минилунами, совершают несколько оборотов вокруг планеты по орбитам, существенным образом пересекающим сферу Хилла. Достоверно установлено, что минилунами Земли были астероиды 2006 RH₁₂₀ и 2020 CD₃. Лекция посвящена обсуждению динамических механизмов, удерживающих квазиспутники и минилуны в окрестности планеты.

QUASI-SATELLITES AND MINI-MOONS

V. V. Sidorenko

Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS

An asteroid approaching the Earth, under certain conditions, can stay in its vicinity for quite a long time. Objects exhibiting such dynamic behavior are divided into two groups: quasi-satellites and mini-moons. Quasi-satellites differ from true satellites in that their orbits lie outside the planet's Hill sphere. The long stay of a quasi-satellite in the vicinity of the planet is provided by the 1:1 resonance of their mean motions. Currently, five quasi-satellites have been found near the Earth: (164207) 2004 GU₉, (277810) 2006 FV₃₅, 2013 LX₂₈, 2014 OL₃₃₉, and (469219) Kamoaleva. Objects called mini-moons make several revolutions around the planet in orbits that essentially intersect the Hill sphere. It is reliably established that the asteroids 2006 RH₁₂₀ and 2020 CD₃ were the mini-moons of the Earth. We discuss the dynamic mechanisms that keep quasi-satellites and mini-moons in the vicinity of the planet.

Введение

Для формирования правильных представлений о характере миграции вещества в Солнечной системе и общего понимания ее «динамической» истории большое значение имеет изучение эволюции орбитального движения астероидов на длительных временных интервалах. Происходившее в последнее десятилетие быстрое развитие средств и методов наблюдения привело не только к увеличению числа открываемых астероидов — были выявлены прежде неизвестные типы их динамического поведения.

Одним из наиболее неожиданных событий можно считать обнаружение астероидов, сочетающих движение вокруг Солнца с длительным пребыванием в окрестности одной из планет. В зависимости от того, пересекает астероид сферу Хилла планеты или нет, подобные объекты подразделяют на квазиспутники [1] и минилуны [2].

В квазиспутниковом режиме даже в моменты максимального сближения расстояние между астероидом и планетой существенно превосходит размеры сферы Хилла, и, таким

образом, движение астероида является слабо возмущенным гелиоцентрическим. Первый квазиспутник был обнаружен у Венеры: астероид (524522) 2002 VE68 [3]. В дальнейшем удалось найти пять квазиспутников у Земли ((164207) 2004 GU9, (277810) 2006 FV35, 2013 LX28, 2014 OL339, 469219 Камоалева [4–7], два квазиспутника у Юпитера (2001 QQ199 и 2004 AE9 [8]) и один квазиспутник у Нептуна ((309239) 2007 RW10 [9]).

Минилуны входят в сферу Хилла планеты. Поэтому их движение возмущается существенно сильнее, чем движение квазиспутников. Некоторые специалисты даже называют их временными спутниками. Сильные возмущения затрудняют исследование динамики минилун аналитическими методами. Ряд важных результатов о возможном количестве минилун у Земли и продолжительности пребывания объектов в режиме минилун получены с помощью численных расчетов.

Квазиспутники

История исследований квазиспутниковых орбит. В ограниченной задаче трех тел «Солнце — планета — астероид» движение астероида в квазиспутниковом режиме соответствует резонансу 1:1 средних движений. В качестве резонансной фазы естественно использовать

$$\varphi = \lambda - \lambda', \quad (1)$$

где λ и λ' обозначают средние долготы планеты и астероида. Значение резонансной фазы в квазиспутниковом режиме изменяется колебательным образом относительно некоторого значения, близкого к нулю. Движение астероида в этом режиме ограничено окрестностью, размеры которой могут быть малы в сравнении со значением большой полуоси планеты a' (рис. 1), но, так как границу сферы Хилла астероид не пересекает, его нельзя считать спутником планеты в обычном понимании этого термина.

Далее для краткости квазиспутниковый режим движения и квазиспутниковую орбиту будем называть QS-режимом и QS-орбитой соответственно.

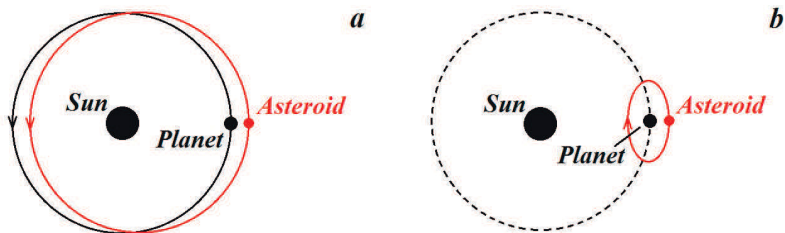


Рис. 1. Орбитальное движение планеты и ее квазиспутника: (а) — движение в гелиоцентрической системе отчета, оси которой сохраняют ориентацию в абсолютном пространстве; планета движется вокруг Солнца по круговой орбите, квазиспутник — по эллиптической, (б) — движение планеты и квазиспутника во вращающейся системе координат, сохраняющей неизменным направление «Солнце — планета»

Впервые существование QS-орбит обсуждалось специалистами, вероятно, в начале XX века [10]. Долгое время изучение этого класса орбит было ограничено рассмотрением периодических движений, получивших в классификации Е. Стремгрена наименование «семейство f» [11]. Наиболее существенные достижения в этом направлении принадлежат Р. Бруку [12], М. Энону [13] и Д. Бенесу [14]. Проводя исследования по контракту с НАСА,

Р. Брук, в частности, предсказал возможность применения QS-орбит в астродинамике. М. Энон доказал в рамках Хилловского приближения устойчивость (плоскую) орбит семейства f и предположил, что в природе действительно существуют малые небесные тела, движущие по этим орбитам. Д. Бенест установил условия устойчивости орбит семейства f в общей постановке в рамках круговой ограниченной задачи трех тел (ОЗТТ).

Следующей важной вехой в изучении свойств QS-орбит стал проект «Фобос» — последний советский проект запуска космических аппаратов в дальний космос. Целью этого проекта было исследование соответствующего естественного спутника Марса [15]. Так как расстояние от поверхности Фобоса до границы его сферы Хилла достаточно мало, невозможно организовать движение космического аппарата (КА) вокруг Фобоса по орбите кеплеровского типа. Принимая во внимание результаты исследований QS-орбит, проведенных Эноном [13] и Бенестом [16], А. Ю. Коган предложил использовать этот класс орбит для размещения КА в окрестности Фобоса. Обзор разнообразных баллистических задач, решенных при реализации проекта «Фобос», приведен в [1] (см. также [17–19]). Вероятно, в [1] впервые было сформулировано ставшее в дальнейшем общепринятым определение QS-орбиты: в ОЗТТ QS-орбитой называется траектория, которая (1) располагается достаточно далеко от сферы Хилла меньшего из основных тел, (2) при движении по этой траектории расстояние до большего тела существенно больше расстояния до меньшего тела. Хотя в полной мере всех целей проекта «Фобос» достичь не удалось, один из двух запущенных КА все-таки удалось вывести на устойчивую QS-орбиту вокруг Фобоса (А. Ю. Коган, частное сообщение). В дальнейшем обсуждалось применение QS-орбит для многих других космических миссий (например, [20, 21]).

При движении астероида на значительном удалении от сферы Хилла планеты ее притяжение существенно слабее притяжения Солнца. Поэтому QS-орбиту можно рассматривать как слабо возмущенную гелиоцентрическую кеплеровскую орбиту. Это позволяет проводить аналитические исследования QS-движений методами теории возмущений. Первыми такой подход для изучения QS-орбит использовали С. Миккола и К. Иннанен [22]. Немного позже этот же подход был применен в работах [23, 24], ознаменовавших важный прорыв в понимании динамических структур ОЗТТ, определяющих свойства вековой эволюции при резонансе средних движений 1:1. В частности, в [23, 24] были указаны ранее неизвестные типы коорбитального движения (например, составные орбиты, являющиеся объединением QS-орбиты и подковообразной орбиты (HS-орбиты)). Концепции и даже термины, предложенные в [23, 24], стали стандартными для исследований QS-орбит ([25–28] и др.).

Следует особо отметить выявленную в [23, 24] возможность изменения качественного характера движения у астероида, находящегося в РСД 1:1 с некоторой планетой. Как оказалось, при надлежащем выборе начальных условий возникают переходы между движениями по QS-орбитам и по HS-орбитам. Существуют и более сложные сценарии трансформации орбит [23, 24, 26].

В начале XXI века появился новый важный стимул изучения QS-орбит: достаточно надежно было установлено, что ряд планет Солнечной системы имеют квазиспутники (Венера [3], Земля [4, 5], Юпитер [8] и Нептун [9]).

Есть основания полагать, что динамические эффекты, обуславливающие движение на квазиспутниковым орбитам, играют важную роль на ранних этапах формирования планетных систем [29]. Возможность QS-режимов движения объектов в других планетных системах обсуждалась в [30].

Чем меньше масса планеты в сравнении с массой Солнца, тем меньше ее притяжение возмущает движение астероида и, соответственно, тем ближе движение астероида к движению по кеплеровской орбите. В фазовом пространстве близких к интегрируемым гамильтоновых систем резонансные явления локализованы: они проявляются в так называемых резонансных областях [31]. Всегда представляет интерес сравнить свойства резонансных

движений со свойствами движений нерезонансных в том случае, когда фазовые траектории нерезонансных движений подходят близко к границам резонансных областей. Для подобного сравнения в ситуации РСД 1:1 следует рассмотреть нерезонансное движение планеты и астероида по близким орбитам, подробно изучавшееся в [32, 33].

Адиабатическое приближение при исследовании QS-режимов. Условия существования, формирования и разрушения QS-режимов можно установить в рамках ограниченной круговой задачи трех тел «Солнце — планета — астероид». Далее при записи уравнений единицы измерения масс, расстояний и времени t будут предполагаться выбранными таким образом, что сумма масс Солнца и планеты, большая полуось планеты и ее среднее движение равны 1. Масса планеты μ считается малым параметром задачи.

При резонансе средних движений поведение системы «Солнце — планета — астероид» характеризуется наличием динамических процессов трех временных шкал: «быстрых», «полубыстрых» и «медленных». «Быстрым» динамическим процессом является орбитальное движение планеты и астероида. Изменение резонансной фазы φ (описывающей относительное положение планеты и астероида в их орбитальном движении) представляет «полубыстрый» процесс. «Медленный» динамический процесс состоит в вековой эволюции элементов оскулирующей орбиты астероида: эксцентриситета e , долготы восходящего узла Ω , наклона i , аргумента перигея ω .

Для анализа «медленных» динамических процессов построим эволюционные уравнения, усреднив исходные уравнения движения астероида по «быстрым» и «полубыстрым» процессам [31]. Усреднение удобно проводить в два этапа. Первый этап состоит в усреднении по орбитальному движению планеты и астероида с учетом резонанса (усреднение по «быстрым процессам»). Усредненная возмущающая функция имеет вид

$$W(\varphi, \omega, e, \sigma) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[\frac{1}{|\mathbf{r}(\lambda) - \mathbf{r}'(\lambda'(\lambda))|} - (\mathbf{r}(\lambda), \mathbf{r}'(\lambda'(\lambda))) \right] d\lambda, \quad (2)$$

где фигурирующие в подынтегральном выражении векторы $\mathbf{r}(\lambda)$ и $\mathbf{r}'(\lambda')$ характеризуют положение астероида и планеты при соответствующих значениях их средних долгот. Уравнение (1) подразумевает следующее соотношение между этими долготами при рассматриваемом РСД:

$$\lambda'(\lambda) = \lambda - \varphi.$$

Значение большой полуоси орбиты астероида при вычислении интеграла в правой части выражения (2) полагается равным 1.

Значение величины σ в уравнении (2) определяется значением интеграла Лидова — Козаи $H_{LK} = \sqrt{1 - e^2 \cos i}$ в рассматриваемом движении:

$$\sigma = \sqrt{1 - H_{LK}^2}.$$

Использование σ вместо H_{LK} упрощает построение приближенных соотношений, характеризующих свойства движения при малых наклонениях. Кроме того, эта величина допускает простую динамическую интерпретацию:

$$\sigma = e_{\max}(H_{LK}),$$

где $e_{\max}(H_{LK})$ обозначает наибольшее значение эксцентриситета при заданном значении интеграла H_{LK} . Для полноты отметим также, что наибольшее значение наклона в рассматриваемых движениях

$$i_{\max}(H_{LK}) = \arccos H_{LK}.$$

В общем случае усреднение в (2) проводится численно. Чтобы избежать необходимости решать уравнение Кеплера, в (2) удобно перейти от интегрирования по средней долготе к интегрированию по эксцентрической аномалии E .

$$W(\varphi, \omega, e, \sigma) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[\frac{1}{|\mathbf{r}(E) - \mathbf{r}'(\lambda'(E))|} - (\mathbf{r}(E), \mathbf{r}'(\lambda'(E))) \right] (1 - e \cos E) dE,$$

где

$$\lambda'(E) = (\Omega + \omega + E - e \sin E) - \varphi.$$

Используя функцию $W(\varphi, \omega, e, \sigma)$, можно выписать промежуточную систему, состоящую из подсистемы, описывающей вариацию резонансной фазы («полубыстрый» процесс)

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = 3\Phi, \quad \frac{d\Phi}{d\tau} = -\frac{\partial W}{\partial \varphi}, \quad (3)$$

и «медленную» подсистему

$$\frac{d\omega}{d\tau} = \varepsilon \frac{\sqrt{1-e^2}}{e} \frac{\partial W}{\partial e}, \quad \frac{de}{d\tau} = -\varepsilon \frac{\sqrt{1-e^2}}{e} \frac{\partial W}{\partial \omega}, \quad (4)$$

где $\varepsilon = \mu^{1/2}$, $\tau = \varepsilon t$, Φ — некоторая вспомогательная переменная.

Выписанная система описывает динамику астероида в резонансной зоне, в которой среднее движение астероида n удовлетворяет условию

$$|n - 1| \lesssim \varepsilon.$$

Система (3) — (4) может быть записана в гамильтоновой форме

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \{\varphi, \Xi\}, \quad \frac{d\Phi}{d\tau} = \{\Phi, \Xi\}, \quad (5)$$

$$\frac{d\omega}{d\tau} = \{\omega, \Xi\}, \quad \frac{de}{d\tau} = \{e, \Xi\}.$$

где гамильтониан

$$\Xi = \frac{3\Phi^2}{2} + W(\varphi, \omega, e, \sigma), \quad (6)$$

скобки Пуассона $\{\cdot, \cdot\}$ заданы соотношениями

$$\{\varphi, \Phi\} = 1, \quad \{\omega, e\} = \varepsilon \frac{\sqrt{1-e^2}}{e},$$

$$\{\varphi, \omega\} = \{\varphi, e\} = \{\Phi, \omega\} = \{\Phi, e\} = 0.$$

Зафиксировав значения медленных переменных, рассмотрим гамильтониан (6) как гамильтониан системы с одной степенью свободы, зависящей от «параметров» e, ω (дополнительно к параметру σ). Изменение переменных φ, Φ этой вспомогательной системы описывается уравнениями (3), где, естественно, e и ω также следует интерпретировать как параметры.

В зависимости от свойств функции $W(\varphi, \omega, e, \sigma)$ при выбранных значениях e, ω и σ вспомогательная система либо имеет, либо не имеет решений, в которых φ осциллирует в окрестности 0 (примеры приведены на рис. 2). Сокращения на рис. 2 характеризуют вектовую эволюцию астероида на временном интервале «промежуточного» масштаба ($\sim \mu^{1/2}$ при использовании исходной единицы времени), описываемую решением уравнений (3), лежащим на соответствующей поверхности уровня гамильтониана вспомогательной системы:

P — «нерезонансные» движения (фаза φ не испытывает колебаний); QS — движения, в которых фаза φ колеблется около 60° или около -60° (астероид, находящийся в таком движении, называют «троянцем»; в синодической системе его орбита имеет вид вытянутого овала, охватывающего, соответственно, точку либрации L_4 или L_5), HS — движение по подковообразной (в синодической системе координат) орбите, охватывающей точки либрации L_3 , L_4 и L_5 (HS-орбита); $QS + HS$ — составная орбита, охватывающая в синодической системе и планету, и перечисленные точки либрации.

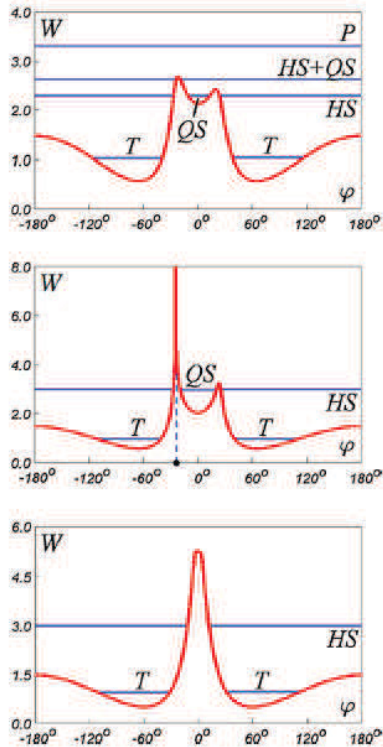


Рис. 2. Примеры поведения усредненной возмущающей функции $W(\varphi, \omega, e, \sigma)$ при фиксированных значениях ω, e, σ . Верхний график: $\omega = 30^\circ, e = 0.2125, \sigma = 0.25$; средний график: $\omega = 77.73110^\circ, e = 0.21250, \sigma = 0.25$ (орбита астероида пересекает орбиту планеты); нижний график: $\omega = 30^\circ, e = 0.0625, \sigma = 0.25$

Для завершения процедуры построения эволюционных уравнений усредним правые части уравнений «медленной» подсистемы (4) вдоль решений

$$\varphi(\tau, \omega, e, \sigma, \xi), \Phi(\tau, \omega, e, \sigma, \xi)$$

уравнений (3), полученных при фиксированных значениях медленных переменных ω, e и удовлетворяющих условию

$$\Xi(\varphi(\tau, \omega, e, \sigma, \xi), \Phi(\tau, \omega, e, \sigma, \xi), \omega, e, \sigma) = \xi.$$

Усреднение проводится вдоль решений, в которых изменение резонансной фазы имеет вращательный или колебательный характер:

$$\varphi(\tau + T, \omega, e, \sigma, \xi) = \varphi(\tau, \omega, e, \sigma, \xi) \bmod{2\pi}.$$

Здесь $T(\varphi, e, \sigma, \xi)$ — период решения.

Сохраняя за «усредненными» переменными прежние обозначения, эволюционные уравнения запишем в виде

$$\frac{d\omega}{d\tau} = \varepsilon \frac{\sqrt{1-e^2}}{e} \left\langle \frac{\partial W}{\partial e} \right\rangle, \quad \frac{de}{d\tau} = -\varepsilon \frac{\sqrt{1-e^2}}{e} \left\langle \frac{\partial W}{\partial \omega} \right\rangle, \quad (7)$$

где

$$\left\langle \frac{\partial W}{\partial \zeta} \right\rangle = \frac{1}{T(e, \omega, \sigma, \xi)} \int_0^{T(e, \omega, \sigma, \xi)} \frac{\partial W}{\partial \zeta}(\varphi(\tau, e, \omega, \sigma, \xi), e, \omega, \sigma) d\tau. \quad (8)$$

Спецификой данного этапа процедуры усреднения является то, что на одном и том же уровне $\Xi = \xi$ могут быть решения с разным поведением резонансной фазы φ . Так как результат усреднения зависит от выбора решения, вдоль которого вычисляется интеграл в (8), значения правых частей уравнений (7) становятся неоднозначно определенными. При одних и тех же начальных значениях медленных переменных ω, e оказываются возможными разные варианты вековой эволюции движения астероида. Характер эволюции зависит от поведения резонансной фазы в изучаемом движении: например, будут различаться ситуации, когда φ колеблется около 0° (QS-режим) и когда φ колеблется около 180° (HS-режим).

Следует отметить наличие у системы (7) первого интеграла

$$I(e, \omega, \sigma, \xi) = \frac{3}{2\pi} \int_0^{T(e, \omega, \sigma, \xi)} \Phi^2(\tau, e, \omega, \sigma, \xi) d\tau. \quad (9)$$

Для неусредненных уравнений величина (9) является адиабатическим инвариантом (приближенным интегралом движения). Значение этой величины сохраняется с точностью $\sim \varepsilon$ вдоль решений системы в тех случаях, когда не происходит изменений характера поведения решения (переходов между вращениями и колебаниями резонансной фазы и тому подобное). Более того, если для решений с «вращающейся» резонансной фазой в качестве значения АИ брать $2I(e, \omega, \sigma, \xi)$, то тогда с точностью $\sim \varepsilon |ln\varepsilon|$ значение АИ сохраняется и при переходе резонансной фазы от вращений к колебаниям или, наоборот, от колебаний к вращениям.

Таким образом, изучение вековых эффектов в движении астероида с использованием эволюционных уравнений (7) сводится к анализу поведения линий уровня АИ при заданных значениях ξ и σ в двумерном диске $D(\sigma)$, в котором e и ω используются в качестве полярных координат (параметр σ определяет радиус диска: $e < e_{max} = \sigma$).

Возможность подобной редукции при исследовании РСД была указана Дж. Уиздомом [34]. Такой подход обычно называют адиабатическим приближением. Для исследования квазиспутниковых движений адиабатическое приближение было применено в [28]. Более ранние работы, в которых квазиспутниковые орбиты изучались методами теории возмущений, опирались на эпициклическое описание движений в задаче Кеплера или в задаче Хилла [14, 17–19]. В частности, в задаче Кеплера движение тела по эллиптической орбите можно приблизительно представить как композицию его ретроградного движения по эллипсу с отношением полуосей 1:2 и прямого движения центра этого эллипса по круговой орбите [35]. Параметры эпициклического приближения служили аналогом оскулирующих переменных.

Использование эволюционных уравнений для качественного исследования вековых эффектов в движении астероида. На рис. 3 приведены примеры фазовых портретов уравнений (7), демонстрирующие различные вековые эффекты при РСД 1:1 (фазовые портреты построены нанесением стрелок, указывающих направление эволюции, на линии уровня АИ). Рис. 3а иллюстрирует вековую эволюцию элементов орбиты при таких значениях приближенных интегралов, при которых смена режима движения (переход $HS \rightarrow QS$ или $QS \rightarrow HS$) невозможна. Примеры движений с переходом в QS-режим и выходом из этого режима приведены на рис. 3б. Формирование и разрушение QS-режима происходит при значениях оскулирующих переменных, соответствующих точкам на границе заштрихованных областей, в которых «сопрягаются» три фазовых траектории (либо две входящих и одна исходящая, либо одна входящая и две исходящих). Наличие двух исходящих траекторий указывает на то, что существуют разные варианты смены режима движения.

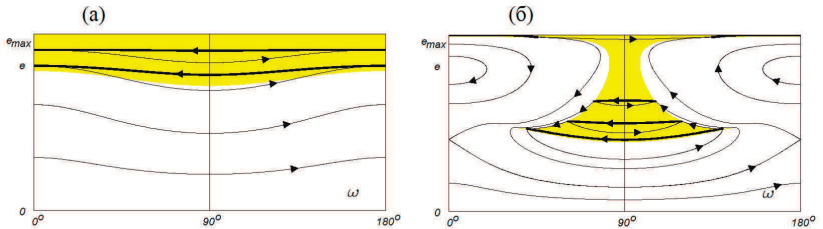


Рис. 3. Примеры эволюции элементов ω , e оскулирующей орбиты астероида. Жирные линии соответствуют движениям в квазиспутниковом режиме. Два набора фазовых траекторий в заштрихованных областях демонстрируют зависимость вековых эффектов от характера движения на промежуточной временной шкале (является ли орбита астероида квазиспутниковой или подковообразной)

На рис. 4 приведена диаграмма, позволяющая сделать вывод о наличии или отсутствии QS-режимов движения при заданных значениях приближенных интегралов движения, а также о некоторых свойствах этих режимов. В качестве параметров взяты σ и $\bar{\xi} = \sigma\xi$, так как при таком выборе геометрическая структура диаграммы упрощается.

Область А на приведенной диаграмме соответствует значениям параметров, при которых возможно только вечное движение в QS-режиме (переходы в другие режимы отсутствуют).

При переходе из области А в область В множество вечных QS-движений претерпевает бифуркацию, разделяясь на два подмножества. Подмножества различаются значением наклона i : существуют такие функции $i_1(\sigma, \bar{\xi})$ и $i_2(\sigma, \bar{\xi})$, что в движениях первого подмножества $i \leq i_1(\sigma, \bar{\xi})$, а в движениях второго подмножества $i \geq i_1(\sigma, \bar{\xi})$. Эксцентриситеты вечных QS-движений первого подмножества удовлетворяют условию

$$e_1(\sigma, \bar{\xi}) \leq e < e_{\max},$$

где

$$e_1(\sigma, \bar{\xi}) = \sqrt{1 - \frac{1 - e_{\max}^2}{\cos^2 i_1(\sigma, \bar{\xi})}}.$$

Аналогичное условие для второго подмножества имеет вид

$$e \leq \sqrt{1 - \frac{1 - e_{\max}^2}{\cos^2 i_2(\sigma, \bar{\xi})}}.$$

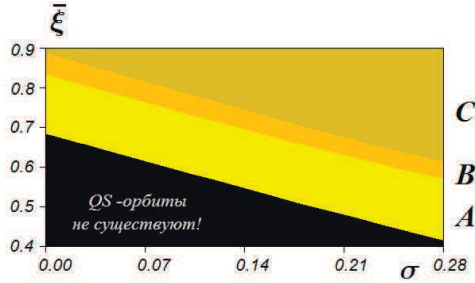


Рис. 4. Зависимость свойств QS-орбит от значений параметров σ , $\bar{\xi}$. Область А — движение по QS-орбите является вечным. Область В — в зависимости от начальных условий реализуется либо вечное движение по QS-орбите, либо движение с чередованием интервалов нахождения на QS-орбите с интервалами перемещения по орбитам других классов. Область С — доминирующим случаем является чередование интервалов нахождения на QS-орбите и интервалов движения по орбитам других классов (мера множества начальных условий вечных QS-движений стремится к нулю при увеличении $\bar{\xi}$)

Область В от области А отличается еще и тем, что при значениях параметров σ , $\bar{\xi}$ из области В возможны движения астероида, в которых QS-режимы носят временный характер. Временные QS-режимы характеризуются «промежуточным» значением наклоения в сравнении с наклоением вечных QS-движений из первого и второго подмножеств соответственно.

При переходе из области В в область С второе подмножество вечных QS-движений исчезает. Кроме того, результаты численных расчетов указывают на то, что при фиксированном значении параметра σ с увеличением значения $\bar{\xi}$ значение функции $i_1(\sigma, \bar{\xi})$ достаточно быстро стремится к нулю. На фазовых портретах, характеризующих эволюцию оскулирующих элементов ω , e в случае $(\sigma, \bar{\xi}) \in C$, траектории вечных QS-движений лежат только в примыкающей к верхней границе полосе, толщина которой стремится к нулю при увеличении $\bar{\xi}$ (так как $e_1 \rightarrow e_{max}$ при $i_1 \rightarrow 0$). Таким образом, для реального астероида с параметрами из области С с достаточно большой вероятностью можно ожидать, что QS-режим носит временный характер.

Пример: предстоящий выход астероида 2004 GU9 из QS-режима. Воспользуемся эволюционными уравнениями (7) для анализа вековых эффектов в орбитальном движении астероида 2004 GU9. Безусловно, ограниченная круговая задача трех тел слишком грубая модель для аккуратного исследования динамики реальных объектов. Поэтому основное внимание мы уделим качественным характеристикам вековой эволюции движения.

Как уже отмечалось, сейчас астероид 2004 GU9 движется по QS-орбите [4, 27]. Текущие значения его оскулирующих переменных: $e = 0.135972$, $a = 1.001231$ AU, $i = 13.65144^{\circ}$ irc, $\Omega = 38.457286^{\circ}$, $\omega = 279.593107^{\circ}$, $M = 193.227311^{\circ}$ (эпоха JD2460000.5 (25 февраля 2025 г.); информация взята с сайта ssd.jpl.nasa.gov). Среди других квазиспутников Земли этот объект выделяется отсутствием близких сближений с Венерой и Марсом, что в некоторой степени оправдывает использование ограниченной задачи трех тел для анализа его вековой эволюции.

На рис. 5 представлено поведение резонансной фазы φ в соответствии с результатами численного интегрирования уравнений круговой ОЗТТ при начальных данных, соответствующих приведенным значениям оскулирующих элементов. К массе Земле была добав-

лена масса Луны, так что массовый параметр $\mu = 3.04 \cdot 10^{-6}$. Расчеты показали, что астероид будет двигаться по QS-орбите ближайšie 500 лет, затем перейдет на HS-орбиту. В [4] аналогичный вывод был сделан после вычислений, в которых учитывались возмущения, вносимые в движение астероида всеми планетами Солнечной системы.

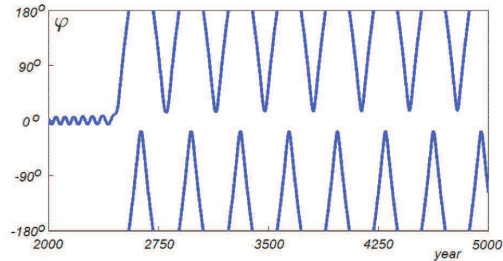


Рис. 5. Астероид 2004 GU9: поведение резонансной фазы φ

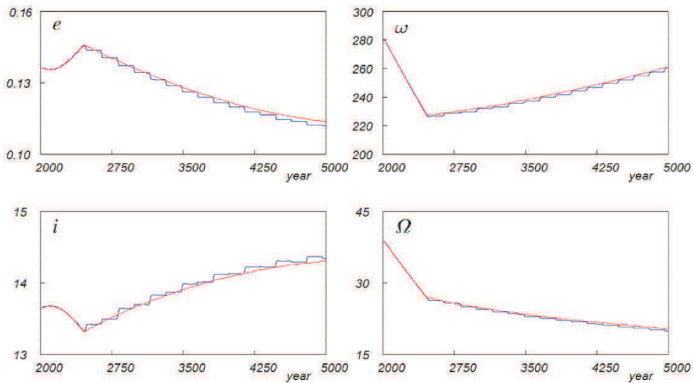


Рис. 6. Эволюция орбитальных элементов астероида 2004 GU9. Синие линии — результаты интегрирования исходных уравнений круговой ОЗТТ; красные линии — вековая эволюция средних орбитальных элементов, полученная интегрированием эволюционных уравнений (7)

Графики на рис. 6 позволяют сравнить долговременное изменение средних элементов, полученное интегрированием эволюционных уравнений (7), с поведением оскулирующих элементов в движениях, построенных численным интегрированием уравнений ОЗТТ. Видно, что адиабатическое приближение достаточно хорошо описывает вековую эволюцию в рамках ОЗТТ.

Минилуны

Минилуны как специфический класс небесных объектов стали выделять относительно недавно (после 2010 года). Один из предложенных критериев принадлежности объекта к этому классу формулируется следующим образом: объект должен иметь отрицательную энергию в планетоцентрической системе координат, длительное (но конечное время) его расстояние до планеты должно быть меньше трех радиусов ее сферы Хилла. Кроме того, проекция радиус-вектор объекта относительно центра планеты должна совершить хотя бы один полный оборот в синодической системе [36].

Первым объектом, отнесенным к данному классу, стал астероид 2006 RH120 [37, 38]. Это объект вошел в сферу Хилла Земли в июле 2006 года, совершил четыре сближения с Землей, после чего покинул ее сферу Хилла в июле 2007 года. По результатам фотометрических измерений его размер составлял 3–6 м, период вращения — 2.75 мин.

Следующим малым телом, получившим статус минилуны, стал астероид 2020 CD3 [39–41]. В сферу Хилла Земли он вошел, предположительно, в 2016 году, покинул ее в мае 2020 года. Размер этого астероида — 0.9–1.2 м; период вращения — 19.511 мин.

Возможно, что минилуной является астероид 2022 NX1 [42].

Малочисленность минилун обусловлена малой мерой начальных условий, обеспечивающих сближающемуся с планетой объекту временный захват. Тем не менее из результатов численного моделирования популяции околоземных объектов, представленных в [43, 44], следует, что практически всегда у Земли имеется одна или две минилуны. Их среднее время пребывания в окрестности Земли — 9 месяцев, среднее количество оборотов — 3. Характерный размер минилун ~ 1 м. Малый размер минилун затрудняет их обнаружение. По мнению экспертов, ситуация может измениться после начала работы Большого синоптического обзорного телескопа [45].

Подробное обсуждение планов дальнейших исследований минилун содержится в [46].

Заключение

Углубление представлений о свойствах небесных тел, являющихся «соседями» нашей планеты по Солнечной системе, является важной научной проблемой. Квазиспутники и минилуны в каком-то смысле — наши самые близкие соседи. Поэтому изучение этих популяций небесных тел заслуживает особого внимания.

Библиографические ссылки

- [1] *Kogan A. Yu.* Quasi-satellite orbits and their applications // Proceedings of the 41st Congress of the International Astronautical Federation / ed. by R. Jehn. — 1990. — P. 90–97.
- [2] *Bolin B., Jedicke R., Granvik M. et al.* Detecting Earth's temporarily-captured natural satellites-Minimoons // *Icarus*. — 2014. — Vol. 241. — P. 280–297.
- [3] *Mikkola S., Brasser R., Wiegert P., Innanen K.* Asteroid 2002 VE68, a quasi-satellite of Venus // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2004. — Vol. 351, № 3. — P. L63–L65.
- [4] *Wajer P.* Dynamical evolution of Earth's quasi-satellites: 2004 GU₉ and 2006 FV₃₅ // *Icarus*. — 2010. — Vol. 209, № 2. — P. 488–493.
- [5] *Connors M.* A Kozai-resonating Earth quasi-satellite // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 437, № 1. — P. L85–L89.
- [6] *de la Fuente Marcos C., de la Fuente Marcos R.* Asteroid 2014 OL₃₃₉: yet another Earth quasi-satellite // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 445, № 3. — P. 2985–2994. 1409.5588.

- [7] *de la Fuente Marcos C., de la Fuente Marcos R.* Asteroid (469219) 2016 HO₃, the smallest and closest Earth quasi-satellite // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2016. — Vol. 462, № 4. — P. 3441–3456. 1608.01518.
- [8] *Kinoshita H., Nakai H.* Quasi-satellites of Jupiter // *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy.* — 2007. — Vol. 98, № 3. — P. 181–189.
- [9] *de la Fuente Marcos C., de la Fuente Marcos R.* (309239) 2007 RW₁₀: a large temporary quasi-satellite of Neptune // *Astron. Astrophys.* — 2012. — Vol. 545. — P. L9. 1209.1577.
- [10] *Jackson J.* Retrograde satellites // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1913. — Vol. 74. — P. 62–82.
- [11] *Себежев В.* Теория орбит. Ограниченная задача трех тел. — М. : Наука, 1982.
- [12] *Broucke R. A.* Periodic orbits in the restricted three-body problem with Earth-Moon masses. — NASA Technical Report, 1968.
- [13] *Hénon M.* Numerical exploration of the restricted problem. V. Hill's case: Periodic orbits and their stability. // *Academie des Sciences Paris Comptes Rendus Serie B Sciences Physiques.* — 1969. — Vol. 268. — P. 223–238.
- [14] *Benest D.* Effects of the mass ratio on the existence of retrograde satellites in the circular restricted problem. IV. Three-dimensional stability of plane periodic orbits // *Astron. Astrophys.* — 1977. — Vol. 54, № 2. — P. 563–568.
- [15] *Sagdeev R. Z., Zakharov A. V.* Brief history of the Phobos mission // *Nature.* — 1989. — Vol. 341, № 6243. — P. 581–585.
- [16] *Benest D.* Libration Effects for Retrograde Satellites in the Restricted Three-Body Problem. I: Circular Plane Hill's Case // *Celestial Mechanics.* — 1976. — Vol. 13, № 2. — P. 203–215.
- [17] *Kogan A. Yu.* Distant satellite orbits in the restricted circular three-body problem // *Cosmic Research.* — 1989. — Vol. 26, № 6. — P. 705–710.
- [18] *Lidov M. L., Vashkov'yak M. A.* Theory of perturbations and analysis of evolution of quasi-satellite orbits in the restricted three-body problem // *Kosmicheskie Issledovaniia.* — 1993. — Vol. 31, № 2. — P. 75–99.
- [19] *Lidov M. L., Vashkov'yak M. A.* On quasi-satellite orbits in a restricted elliptic three-body problem // *Astronomy Letters.* — 1994. — Vol. 20, № 5. — P. 676–690.
- [20] *Tuchin A. G.* Quasi-synchronous orbits and their employment for the approach of a spacecraft to Phobos // *Cosmic Research.* — 2007. — Vol. 45, № 2. — P. 131–136.
- [21] *Gil P. J. S., Schwartz J.* Simulations of quasi-satellite orbits around Phobos // *J. Guid. Control Dyn.* — 2010. — Vol. 33. — P. 901–914.
- [22] *Mikkola S., Innanen K.* Orbital stability of planetary quasi-satellites // *The Dynamical Behavior of Our Planetary System* / ed. by R. Dvorak, J. Henrard. — 1997. — Kluwer. — P. 90–97.
- [23] *Namouni F.* Secular interactions of coorbiting objects // *Icarus.* — 1999. — Vol. 137, № 2. — P. 293–314.
- [24] *Namouni F., Christou A. A., Murray C. D.* Coorbital dynamics at large eccentricity and inclination // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83, № 13. — P. 2506–2509.
- [25] *Christou A. A.* Co-orbital objects in the main asteroid belt // *Astron. Astrophys.* — 2000. — Vol. 356. — P. L71–L74.
- [26] *Brasser R., Innanen K. A., Connors M. et al.* Transient co-orbital asteroids // *Icarus.* — 2004. — Vol. 171, № 1. — P. 102–109.

- [27] *Mikkola S., Innanen K., Wiegert P. et al.* Stability limits for the quasi-satellite orbit // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2006. — Vol. 369, № 1. — P. 15–24.
- [28] *Sidorenko V. V., Neishtadt A. I., Artemyev A. V., Zelenyi L. M.* Quasi-satellite orbits in the general context of dynamics in the 1:1 mean motion resonance: perturbative treatment // Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy. — 2014. — Vol. 120, № 2. — P. 131–162.
- [29] *Kortenkamp S. J.* An efficient, low-velocity, resonant mechanism for capture of satellites by a protoplanet // Icarus. — 2005. — Vol. 175, № 2. — P. 409–418.
- [30] *Giuppone C. A., Beaugé C., Michtchenko T. A., Ferraz-Mello S.* Dynamics of two planets in co-orbital motion // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2010. — Vol. 407, № 1. — P. 390–398.
- [31] *Arnold V. I., Kozlov V. V., Neishtadt A. I.* Dynamical systems III. Mathematical aspects of classical and celestial mechanics. — 1993.
- [32] *Lidov M. L., Ziglin S. L.* The analysis of restricted circular twice-averaged three body problem in the case of close orbits // Celestial Mechanics. — 1974. — Vol. 9, № 2. — P. 151–173.
- [33] *Gladman B.* Dynamics of systems of two close planets // Icarus. — 1993. — Vol. 106, № 1. — P. 247–263.
- [34] *Wisdom J.* A perturbative treatment of motion near the 3/1 commensurability // Icarus. — 1985. — Vol. 63, № 2. — P. 272–289.
- [35] *Binney James, Tremaine Scott.* Galactic Dynamics. — Princeton University Press, 1988.
- [36] *Urrutua H., Bombardelli C.* A look at the capture mechanisms of the “temporarily captured asteroids” of the Earth // 26th International Symposium on Space Flight Dynamics (Matsuyama). — 2017. — P. 1–7.
- [37] *Kwiatkowski T., Kryszczyńska A., Polińska M. et al.* Photometry of 2006 RH120: an asteroid temporarily captured into a geocentric orbit // Astron. Astrophys. — 2009. — Vol. 495, № 3. — P. 967–974.
- [38] *Emel’yanenko N. Yu., Naroenkov S. A.* The low-velocity encounter of asteroid 2006 RH120 with the Earth // INASAN Science Reports. — 2021. — Vol. 6. — P. 26–31.
- [39] *de la Fuente Marcos C., de la Fuente Marcos R.* On the orbital evolution of meteoroid 2020 CD₃, a temporarily captured orbiter of the Earth-Moon system // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2020. — Vol. 494, № 1. — P. 1089–1094.
- [40] *Fedorets G., Micheli M., Jedicke R. et al.* Establishing Earth’s Minimoon Population through Characterization of Asteroid 2020 CD₃ // Astron. J. — 2020. — Vol. 160, № 6. — P. 277.
- [41] *Naidu S. P., Micheli M., Farnocchia D. et al.* Preccovery observations confirm the capture time of asteroid 2020 CD₃ as Earth’s Minimoon // Astrophys. J. Lett. — 2021. — Vol. 913, № 1. — P. L6.
- [42] *de la Fuente Marcos C., de la Fuente Marcos R.* How to become a Mini-moon: some hints from 2022 NX₁ // Research Notes of the American Astronomical Society. — 2022. — Vol. 6, № 8. — P. 160.
- [43] *Granvik M., Vaubaillon J., Jedicke R.* The population of natural Earth satellites // Icarus. — 2012. — Vol. 218, № 1. — P. 262–277.
- [44] *Fedorets G., Granvik M., Jedicke R.* Orbit and size distributions for asteroids temporarily captured by the Earth-Moon system // Icarus. — 2017. — Vol. 285. — P. 83–94.
- [45] *Fedorets G., Granvik M., Jones R. L. et al.* Discovering Earth’s transient moons with the Large Synoptic Survey Telescope // Icarus. — 2020. — Vol. 338. — P. 113517.
- [46] *Jedicke R., Bolin B. T., Bottke W. F. et al.* Earth’s Minimoons: opportunities for science and technology // Frontiers in Astronomy and Space Sciences. — 2018. — Vol. 5. — P. 13.

ГАЛАКТИКИ В ПЕРВЫЙ МИЛЛИАРД ЛЕТ ЖИЗНИ ВСЕЛЕННОЙ

О. К. Сильченко

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, МГУ

Наша Вселенная существует и расширяется уже 13.8 млрд лет. Первые галактики внутри нее — гигантские звездно-газовые системы — тоже появились давно, более 13 млрд лет назад. Какими они были на заре эволюции Вселенной, в первый миллиард лет после Большого взрыва? Космологическая теория давно нарисовала полную картину. Но кое-что мы уже узнали и из наблюдений, и далеко не все обнаруженное похоже на предсказанное теоретиками...

GALAXIES IN THE FIRST BILLION YEARS AFTER THE BIG BANG

O. K. Silchenko

Sternberg Astronomical Institute of the Lomonosov Moscow State University

Our Universe exists and expands for 13.8 Gyr. And the first galaxies — giant stellar-gaseous systems — have also formed more than 13 Gyr ago. What did they look like in the first Gyr after the Big Bang? The cosmologists think that they know exactly. But the observations have already provided some information on this subject, and it contradicts the theory in some important points...

Введение

Чтобы звезды могли сформироваться из газа — а мы полагаем, что понимаем этот процесс как сжатие газового облака под действием собственной гравитации, результатом чего становится уплотнение и разогрев газа вплоть до поджига термоядерных реакций, — газ должен сначала остыть. Тот газ, который достался ранней Вселенной от Большого взрыва, имеет простой и специфический химический состав: много водорода, в три раза меньше гелия и совсем крошечные следы лития. Совсем нет химических элементов тяжелее бора. Соответственно, совсем нет пыли. Расчеты космологов показывают, что в ранней Вселенной, наполненной еще довольно теплым реликтовым излучением, газ может остыть до подходящих температур внутри темных гало, как только масса этих темных гало чуть-чуть превысит несколько десятков миллионов солнечных масс [1]. Эта «подходящая» температура, соответствующая потенциальной гравитационной энергии гало, равна нескольким тысячам Кельвинов, точнее, где-то между 2000 и 6000 К. Поскольку это ниже 10^4 К, атомарный водород не поможет газу дальше остывать. Единственный механизм, который можно предложить для остывания такого газа с учетом его нулевой металличности, — это через излучение вращательных переходов молекулы H_2 . Этот механизм может охладить газ где-то раз в 10, до 200 К. В этих условиях критическая джинсовская масса достигает примерно тысячи солнечных масс, и остывшие газовые сгустки смогут коллапсировать внутри своих темных гало и сформировать звезды с типичными массами в несколько сотен солнечных масс каждая. Теоретики представляют это так: на красном смещении 20, или 30 или 40, внутри небольших темных гало массой в миллион солнечных масс каждое рождаются массивные звезды с нулевой металличностью, по одной (или максимум по пять) на гало. Это еще не галактики, и даже не звездные скопления. Это отдельные звезды населения III. По

определению классика наблюдательной астрономии Вальтера Бааде [2], в Млечном Пути наблюдаются звезды населения I (диск Галактики) и населения II (звездное гало Галактики). А звезды населения III не наблюдаются нигде. Но они обязаны были существовать в ранней Вселенной, потому что иначе, без горения в недрах звезд населения III и без их нуклеосинтеза, не случилось бы переход от нулевой металличности газа к ненулевой. Сейчас в наблюдениях неизвестно звезд с нулевой металличностью: ниже одной тысячной от солнечного обилия тяжелых элементов увидеть в реальных объектах еще никому не удалось. Сверхмассивные звезды населения III должны были очень быстро умереть — проэволюционировать за время порядка миллиона лет, произвести в своих недрах в ходе цепочек ядерных реакций некоторое количество тяжелых элементов и — взорваться сверхновыми. И вот когда газ обогатится тяжелыми элементами до уровня хотя бы одна тысячная от солнечной, должна была наступить эпоха «нормального» звездообразования, и только тогда должны были начать формироваться галактики. Теоретики дают для начала формирования галактик минимальные массы темных гало 10^8 солнечных масс [1]. Следовательно, это должны были быть карликовые галактики.

Теория: какими ожидаются первые галактики

После того как сформировались первые темные гало, весь газ в них должен был быть распределен по их сферическому объему, и он должен был быть теплым, то есть не способным образовать звезды. Но газ, в отличие от темной материи, способен излучать; и он излучал; и, излучая, остывал. Теряя энергию, газ оседал в потенциальную яму темного гало и накапливался там, формируя холодные плотные облака, уже способные к звездообразованию. И тут есть одно важное для формы будущей галактики обстоятельство: газ изначально имел момент вращения (угловой момент). Дело в том, что формировались темные гало не в изоляции: их соседи, такие же коллапсирующие темные гало, пролетая мимо, раскручивали своим притяжением с одного бока будущую галактику. Темное гало приобретало момент, а уже от темной материи этот момент наследовали барионы. Если газ теряет энергию — это не значит, что он теряет момент. Отнять у газа момент довольно сложно, и излучение этому не помогает. Поэтому остывающий газ оседает в диск: экваториальная плоскость вращающегося темного гало предоставляет остывшему газу радиальное распределение с минимальной потенциальной энергией, соответствующее его угловому моменту. Формируется вращающийся газовый диск. И уже в нем из остывшего газа будут образовываться звезды. Первые галактики должны представлять из себя звездные диски.

Описанная выше схема получила у теоретиков [3] название «горячая аккреция», потому что газ по природе своей был теплым и, остывая, оседал на галактику, аккрецировал. Это был изначально ключевой момент теории формирования галактик в рамках космологической Λ CDM-модели Вселенной. Однако не все получалось с формированием галактик «горячей аккрецией», и через некоторое время был предложен другой режим поставки газа для формирования звездного тела галактик — «холодная аккреция» [4]. Дело в том, что эволюция распределения темной материи во Вселенной переживает достаточно сложную геометрию. Это не только «центры силы», где собирается самая плотная концентрация гравитирующего вещества, но и соединяющие эти «центры силы» поверхности и «веревочки» — филаменты. В филаментах собирается и темная материя, и газ первичного химического состава, и этот газ тоже остывает. Однако гравитация «узла», к которому примыкает филамент, заставляет остывающий газ стекать вдоль филамента в узлы, где формируются галактики. Это тоже аккреция; только аккрецирует уже холодный газ, поэтому аккреция называется «холодной». И направление втекания газа в диск галактики при холодной аккреции уже не сверху/снизу перпендикулярно плоскости диска, а вдоль фиксированного направления, узким потоком. Этот поток, в частности, может лежать и в плоскости дис-

ка, и тогда аккрецирующий газ приносит с собой дополнительный орбитальный момент, раскручивая диск и достраивая его самые внешние части. Эта особенность «холодной аккреции» очень ценна для построения модели галактик, похожих на реальные спиральные галактики, которые как раз имеют протяженные газовые диски и быстро вращаются.

Наблюдения: методы поиска ранних галактик

Как искать на небе далекие галактики? Астрономы не сразу нашли самый эффективный подход. Первое, что приходит в голову: если мы хотим найти самые далекие галактики, их надо искать среди самых слабых, поскольку чем дальше галактика, тем на большую поверхность сферы размазывается излучаемый ею свет. Однако энтузиазм по поводу большого количества слабых голубых галактик на небе, проявленный астрономами в конце 70-х гг. XX в., быстро сошел на нет: спектральные измерения доказали, что красное смещение этих галактик в массе своей не превышает единицы. Следующая идея: поскольку моделирование спектров галактик показало, что индивидуальные истории звездообразования в галактиках, как правило, убывающие со временем, самые первые галактики должны были образовывать свои звезды с небывалым темпом. В них должно было быть много молодых звезд. Может быть, поискать у слабых галактик сильную водородную эмиссию Лайман-альфа, сдвинутую красным смещением (эффектом Доплера) в оптическую область спектра? Этот метод, применявшийся в 80–90-х гг. XX в., тоже не принес заметного урожая далеких галактик. Успеха добился в конце концов только Чарльз Стейдель, предложивший подход «лайман-брейка», Ly-break, (рис. 1).

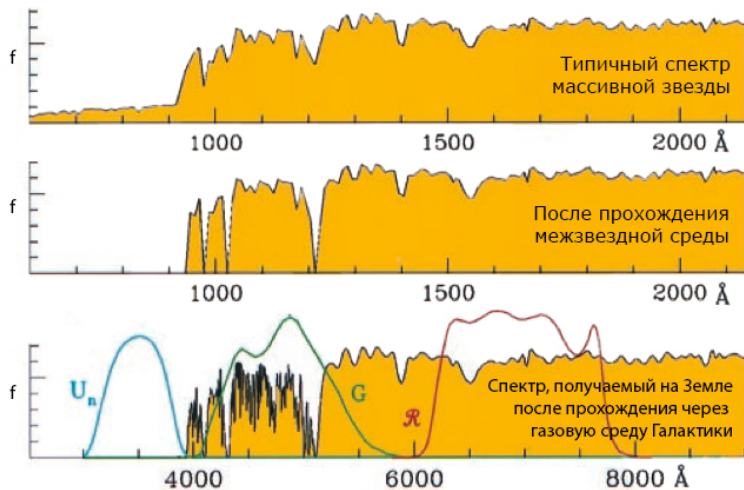


Рис. 1. Схема формирования характерного спектра далекой молодой галактики — Ly-break галактики

Если галактика только начинает образовывать звезды, у нее еще остается много холодного газа, в основном нейтрального атомарного водорода. А образовываться звезды, скорее всего, начинают в центральной части галактики — там плотность газа выше. Вот и получаем: мощное голубое излучение молодого звездного населения первым делом проходит

через окружающую его «шубу» плотного нейтрального водорода. Такой газ оптический толстый в лаймановском континууме. То есть все изучение на длинах волн короче (лабораторных) 912 \AA будет сразу полностью поглощаться, еще не уйдя далеко от галактики. Чарльз Стейдель применил простую арифметику: 912 \AA превращаются в 3648 \AA на красном смещении тройка. То есть молодые галактики на $z = 3$ будут совершенно не видны на Земле в фильтре U (где должен располагаться излученный далекой галактикой лаймановский континуум), зато будут ярко проявляться уже в соседнем фильтре B . Чарльз Стейдель испробовал эту методику в широкополном наземном обзоре и сразу обнаружил несколько тысяч галактик на красном смещении три и более [5]. Этот метод стал основным для поиска далеких галактик, только чем дальше галактика, тем более красные фильтры надо применять: галактики на $z = 5$ пропадают в фильтре V , галактики на $z = 7$ «пропадают» в фильтре $i \dots$. Сейчас, чтобы отобрать кандидатов в галактики на $z = 9-10$, нужно уже привлекать изображения участков неба на длине волны 4 мкм ; а это уже фильтры не для наземных наблюдений (земная атмосфера непрозрачна на 4 мкм), а для получения данных, например, с космического телескопа Спитцер или долгожданных данных с нового космического телескопа имени Джеймса Уэбба (JWST).

Другая методика, помогающая наблюдать очень далекие галактики, — это гравитационное линзирование. Сама природа обеспечивает астрономов дополнительным телескопом, усиливающим яркость далеких объектов, если они представляют собой объекты заднего фона рядом с более близким мощно гравитирующим темным гало. Например, если они проецируются на небо рядом со скоплением галактик. Гравитация скопления на пути лучей от далекой галактики искривляет лучи, «сводит» их в фокус, и происходит усиление сигнала на единицу площади. При этом искажается и форма изображения: характерные формы гравитационно линзированных объектов — это тонкие дуги с близким центром кривизны. Математические формулы общей теории относительности позволяют при знании массы «гравитационной линзы» и уточнении трехмерной геометрии взаимного расположения объекта и линзы восстановить и структуру изображения, и светимость далекой галактики. Благодаря специализированным обзорам гравитационно линзированных объектов вблизи скоплений переднего фона уже составлены целые выборки галактик, наблюдающихся в период миллиард лет жизни Вселенной.

Самая далекая галактика, отождествленная в наблюдениях, находится на красном смещении $z = 11$ (рис. 2): это красное смещение подтверждено спектрально [6]. Появившиеся после первых картинок космического телескопа имени Джеймса Вебба (JWST) сообщения, что обнаружены галактики на красном смещении 17, несколько преждевременны: это пока только кандидаты в далекие галактики, ни один из них до сих пор не подтвержден спектрально. И все-таки $z = 11$ — это уже очень солидное расстояние: при возрасте Вселенной 13.77 млрд лет, галактики на этом красном смещении наблюдаются в момент через менее полумиллиарда лет после Большого взрыва.

Наблюдения: свойства ранних галактик

Можно сказать, что практически всю историю развития галактик мы наблюдаем в виде разнообразных по виду и параметрам галактик на разных красных смещениях. Как же связать их в единую эволюционную последовательность? Вообще говоря, это вызов прежде всего для теоретиков: надо указать на физические механизмы, воздействующие в реальной Вселенной на галактики, которые предскажут наблюдаемые изменения параметров галактик: структурные, масштабные, динамические. А наблюдаемые изменения параметров галактик иногда оказываются совершенно неожиданными и не предсказанными никакими моделям. К чести теоретиков, необходимые механизмы обычно быстро находятся.

Итак, посмотрим, какие же галактики наблюдаются в ранней Вселенной, скажем, через

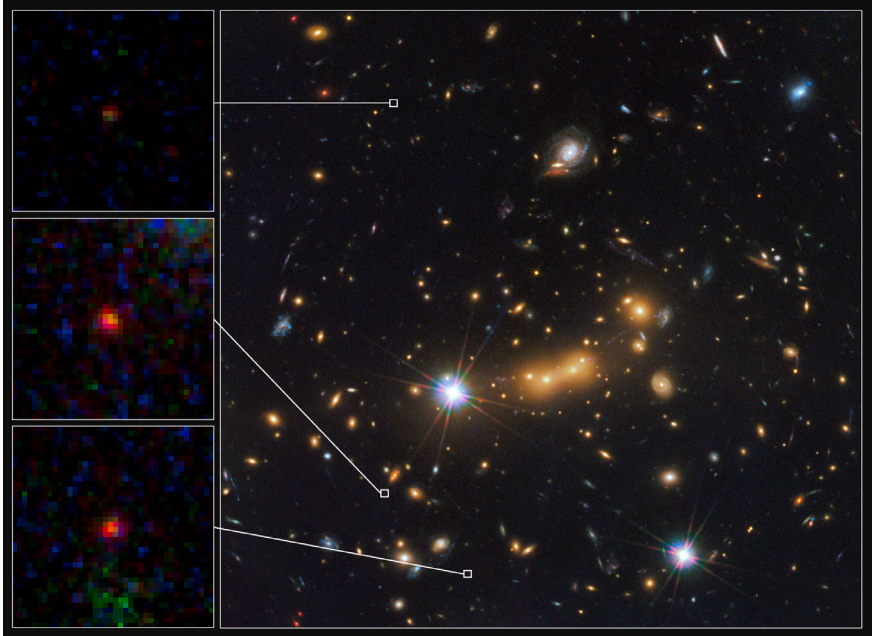


Рис. 2. Самая далекая из известных галактик находится на красном смещении $z = 11$ и наблюдается Хаббловским космическим телескопом в виде трех отдельных изображений, поскольку гравитационно линзируется скоплением галактик, располагающимся ближе к нам, чем галактика

один миллиард лет после Большого взрыва, на $z = 5$. Так называемые Ly-break галактики — это галактики, найденные методом Чарльза Стейделя. Сам метод их поиска уже жестко определяет некоторые характеристики искомым объектам: это галактики с текущим, недавно начавшимся звездообразованием умеренной интенсивности, типично в несколько десятков солнечных масс в год. Характерные звездные массы Ly-break галактик группируются вблизи 10 млрд масс Солнца. Не карлики, но и не гиганты. Удивительной особенностью Ly-break галактик является схожесть средних параметров этих объектов на $z = 5$, $z = 4$ и $z = 3$: у всех все та же средняя масса 10 млрд масс Солнца. Звездообразование идет, но и спустя 1.5–2 млрд лет звездная масса галактик остается все той же. Вероятно, это так называемая наблюдательная селекция: следствие отбора галактик по жестким наблюдательным критериям. Или же звездообразование в Ly-break галактиках идет короткими вспышками, и мы наблюдаем их именно в момент этой вспышки.

Насчет характера звездообразования — идет оно короткими вспышками или меняется плавно со временем, на масштабах (полу-)миллиардов лет — это отдельный вопрос, очень интересный для науки об эволюции галактик. Дело в том, что в ближней Вселенной подавляющее большинство галактик, в которых идет звездообразование, принадлежат так называемой главной последовательности — это очень тесная зависимость между полной звездной массой галактики и ее темпами звездообразования (рис. 3). То есть для данной галактики, с ее известной массой, звездообразование протекает с некоторым фиксированным темпом, и этот темп тем выше, чем больше масса галактики. Обнаружив такую зависи-

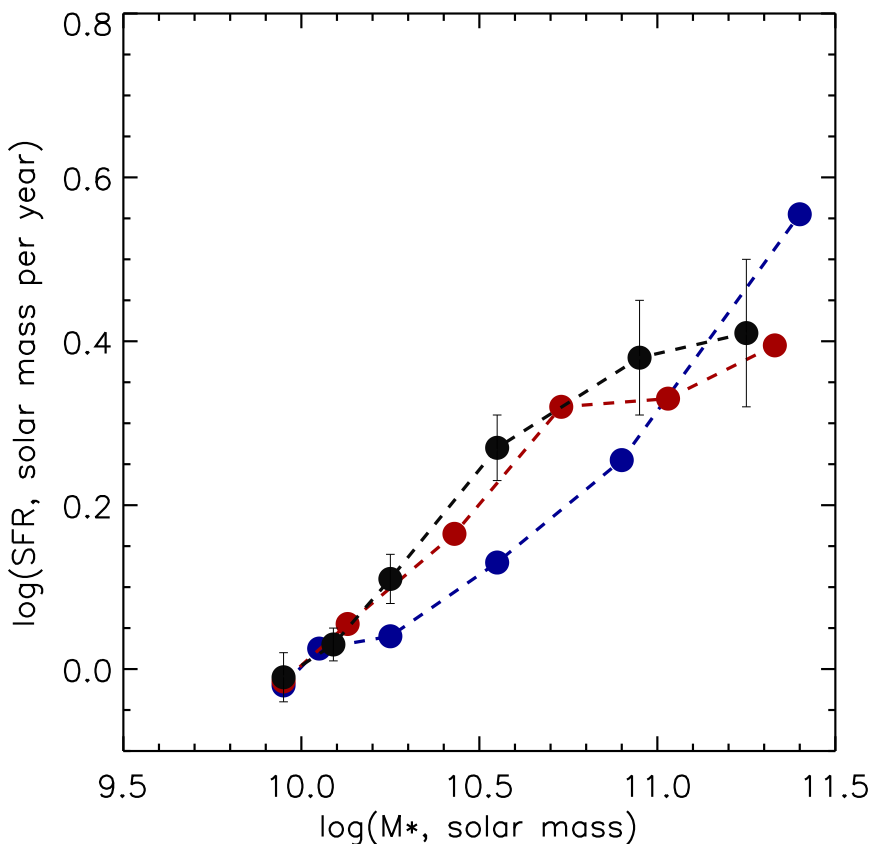


Рис. 3. «Главная последовательность» галактик на $z = 0$ — прямая пропорциональная зависимость между темпами звездообразования и звездной массой галактики. Оценки темпов звездообразования разными методами показаны значками разных цветов и взяты из статьи [7]

мость, астрономы после некоторого размышления пришли к выводу, что ее существование очень хорошо согласуется с идеей о постоянной подпитке звездообразования в диске галактики аккрецией газа извне. Действительно, газ аккрецирует под действием гравитации, а гравитационная сила притяжения как раз прямо пропорциональна массе притягивающей галактики. Данный процесс — аккреция+звездообразование из аккрецированного газа — приводит к росту звездного компонента галактики и представляется очень плавным и регулярным во времени. А как же слияния галактик, которые обещали нам космологи? Они ведь всегда происходят «вдруг» и должны нарушать плавность эволюции галактики. Сначала теоретики отнесли эпоху доминирования слияний в эволюции галактик на пораньше — на пик космической истории звездообразования, на красное смещение $z = 2$. Но наблюдатели дотянулись и туда! Отнаблюдав несколько сотен галактик со звездообразованием на $z = 2-3$ с помощью инфракрасного телескопа Гершель и измерив их полные массы и

темпы звездообразования, астрономы обнаружили, что и 10—11 млрд лет назад подавляющее большинство галактик образовывали свои звезды согласно их тогдашнему положению на главной последовательности [8]! Только несколько процентов галактик оказались выше главной последовательности. И астрономы сделали вывод, что и на пике космической истории звездообразования основной вклад в суммарное образование звезд вносили плавные процессы — вероятно, все та же (холодная?) аккреция внешнего газа на дисковые галактики.

Похоже, эта ситуация меняется только на красных смещениях $z > 4$. В первые 1.5 млрд лет жизни Вселенной, когда звездообразование еще не «раскошегарилось» в большинстве галактик, в наблюдательной статистике появляются признаки того, что галактики со вспышками звездообразования могут составлять значительную долю общего числа галактик. По крайней мере, половину. И на красном смещении $z = 4-5$ распределение галактик по «специфическим» темпам звездообразования (темпам звездообразования, нормированным на звездную массу галактики) является бимодальным — представляет собой два отдельных пика, между которыми разница в 10—20 раз!

Массивные галактики, со звездной массой более 100 млрд солнечных масс, тоже существуют на этих высоких красных смещениях. Но их нашли уже наблюдениями не в оптической области спектра, и даже не в ближней инфракрасной области, а на субмиллиметровых длинах волн [9]. Природа оказалась устроена весьма хитро: галактики с самой высокой болометрической светимостью и галактики с самыми высокими темпами звездообразования плохо видны в оптической области спектра, а основное их излучение принадлежит пыли, нагретой излучением молодых звезд. Самые мощные вспышки звездообразования, мощностью в сотни масс Солнца в год, все заключены в пылевые коконы, поглощающие их ультрафиолет и переизлучающие затем в дальнем инфракрасном диапазоне. В ближней Вселенной тоже есть массивные галактики с такими вспышками звездообразования — их называют ULIRG, Ultra-Luminous InfraRed Galaxies. Они имеют пик распределения энергии в спектре на (лабораторной) длине волны 100 мкм. На красном смещении 3—5 этот пик «перезжает» на длину волны 400—600 мкм. В дальней Вселенной массивные галактики со сверхмощными вспышками звездообразования надо искать на субмиллиметровых длинах волн. Земная атмосфера предоставляет два окна прозрачности на субмиллиметрах — это 450 и 850 мкм. И в 90-е гг. XX в. специально для поиска далеких массивных галактик с большими темпами звездообразования, до сотен масс Солнца в год, на Гавайях был построен специализированный субмиллиметровый телескоп JCMT (James Clerk Maxwell Telescope). Он-то и обнаружил целое население субмиллиметровых галактик на красных смещениях $z > 2$. Эти галактики, при своей типичной звездной массе 100 млрд солнечных масс, лежат существенно выше главной последовательности и испытывают мощнейшие вспышки звездообразования. Сейчас, кроме JCMT, такие галактики активно ищут и находят еще два субмиллиметровых телескопа, установленных в самых сухих местах нашей планеты, — в Антарктиде, SPT (South Pole Telescope), и в чилийской пустыне Атакама, APEX (Atacama Pathfinder Experiment telescope).

Каковы же типичные характеристики и возможный эволюционный статус субмиллиметровых галактик? Измерения с высоким пространственным разрешением — получение изображений горячей пылевой компоненты с интерферометром ALMA — позволили оценить размеры этих галактик. Вспышки звездообразования с темпом несколько сотен, до тысячи масс Солнца в год заключены в области радиусом всего 1 кпк! В некоторых случаях изображения субмиллиметровых галактик распадаются на множественные компоненты. Это позволяет исследователям спекулировать, что мы наблюдаем слияние двух или нескольких массивных галактик, богатых газом. Именно от таких слияний и ожидают теоретики мощнейших и компактных вспышек звездообразования! Иногда множественности изображений не фиксируется, а видна только суперкомпактная сферoidalная область,

закрывающая в себя всю эту вспышку в тысячу масс Солнца в год. Если считать, что вспышка будет короткой (а она обязана быть короткой при таких безумных темпах звездообразования), то через менее чем 100 млн лет после окончания вспышки мы получим компактную сфероидальную галактику массой 100 млрд солнечных масс без звездообразования — типичную затравку будущей гигантской эллиптической галактики (массивные эллиптические галактики на $z = 2-3$ имеют радиус как раз 1 кпк). Так что субмиллиметровые галактики сразу были объявлены ранней стадией формирования эллиптических галактик.

Однако наблюдения продолжаются, и недавние наблюдения все того же миллиметрового интерферометра ALMA принесли неожиданные данные о свойствах холодного газа субмиллиметровых галактик, которые сильно запутали ситуацию [10]. Интерферометр ALMA может строить изображения объектов с высоким пространственным разрешением в разных длинах волн. Поэтому далекая галактика может быть картирована ALMA и в непрерывном излучении горячей пыли, и в линии молекулярного газа CO, и в линии атомарного газа — например, в линии однажды ионизованного углерода [CII], которая имеет лабораторную длину волны 158 мкм, превращающуюся в 800 мкм в излучении объектов на красном смещении пять. Такие комбинированные наблюдения выборки субмиллиметровых галактик на красном смещении 4.5 показали, что в то время как кокон горячей пыли, заключающий вспышку звездообразования, действительно очень компактен и имеет радиус порядка 1 кпк, холодный молекулярный и атомарный газ простирается вокруг этого кокона в диске с радиусом в несколько килопарсек. И этот огромный газовый диск тонкий! То есть на самом деле мы видим не молодую эллиптическую галактику, а формирование балджа в галактике спиральной. Причем наличие именно тонкого газового диска в галактике на красном смещении 4.5 оказалось неожиданным и с наблюдательной, и с теоретической точки зрения. Дело в том, что толщина газового диска определяется его динамической «температурой», то есть средней хаотической скоростью газовых облаков, уравновешивающей гравитацию галактики. У современных спиральных галактик ближней Вселенной эта средняя хаотическая скорость газовых облаков мала — не больше 10 % от скорости вращения, и потому газовые диски тонкие. У далеких дисковых галактик на красном смещении $z = 2$ газовые диски значительно толще: средняя хаотическая скорость их газовых облаков уже сравнима, ну или только в три раза меньше скорости вращения. Теоретики говорили: это оттого, что газа очень много в дисках, именно так работает гравитационная неустойчивость барионной компоненты галактики. И все ожидали, что еще дальше в раннюю эпоху жизни Вселенной газовые диски будут становиться все толще: ведь газа в галактиках там еще больше, он еще не успел превратиться в звезды. Но оказалось все наоборот: ранние диски галактик — тонкие, хаотические скорости их газовых облаков снова становятся не более 10 % от скорости вращения. Может, это оттого, что на $z = 4.5$ космические темпы звездообразования в несколько раз ниже, чем на $z = 2$? И природа турбулентности в газовых дисках галактик — энергетическая, а не гравитационная? Это в корне меняет все наши представления о ходе формирования галактик!

Черные дыры и галактики: что было раньше?

В ближней Вселенной в центре почти каждой галактики проживает сверхмассивная черная дыра, масса которой примерно 0.2–0.3 % от массы сфероидальной компоненты галактики (балджа). Такая тесная связь между звездной массой галактики и массой центральной черной дыры как бы намекает на то, что и звездный балдж, и центральная черная дыра растут в ходе эволюции галактики синхронно, плавно и, вероятно, в результате одних и тех же событий в жизни галактики. Обсуждались разнообразные сценарии эво-

люции: например, слияния галактик равной массы ведут к удвоению и массы балджа, и массы центральной черной дыры. Такие сценарии отлично встраивались в полную Λ CDM-модель эволюции Вселенной в ходе иерархического скучивания материи. Но, как водится, совершенствование и достижения наблюдений значительно портят красоту простых и гармоничных моделей.

В последние годы — буквально в последние 5–7 лет — астрономам-наблюдателям удалось открыть и исследовать очень далекие квазары. Чемпионом по дальности сейчас является квазар на красном смещении $z = 7.54$. А всего на красных смещениях за $z = 6$ сейчас открыто более 200 квазаров [11]. Это уже солидная статистика! И оказалось, что уже такие ранние квазары, проживавшие во Вселенной, возраст которой был меньше 1 млрд лет, имели массу центральной черной дыры около 1 млрд солнечных масс. Конечно, когда мы наблюдаем такие далекие объекты, мы в первую очередь выбираем самые яркие из них («эффект селекции»). Но верхний-то предел масс мы всегда видим! В ближней Вселенной он составляет несколько млрд масс Солнца (например, в M 87 центральная черная дыра имеет массу 6 млрд масс Солнца), в далекой — всего в несколько раз меньше. И отношение массы центральной черной дыры к динамической массе всей галактики (измеряется также с интерферометром ALMA) в несколько раз выше, от 100 до 20 вместо 300–500 [12]! То есть наблюдения говорят о том, что сначала вырастает центральная черная дыра, а уже потом галактика вокруг нее. И предлагавшиеся ранее для роста центральной черной дыры механизмы, в частности слияния массивных галактик с массивными черными дырами в центрах, не работают для такого быстрого набора массы черной дырой.

Как только обнаружилось это обстоятельство, теоретики активно взялись за его проработку; и практически сразу же было предложено несколько сценариев, как можно быстро, за полмиллиарда лет, вырастить одинокую черную дыру массой миллиард солнечных масс [13]. В первую очередь на красном смещении не меньше 40 уже должны существовать «затравки» — черные дыры меньших масс. Насколько меньших? Годятся затравки в тысячу масс Солнца каждая, а такие небольшие черные дыры могут быть просто остатками массивных звезд населения III — гипотетических звезд первого поколения, сформировавшихся из газа с нулевой металличностью. Но теоретики способны «формировать» затравки черных дыр и массой до миллиона масс Солнца каждая. Рассматривается прямой коллапс газового облака в центральную черную дыру, минуя фазу звездообразования. Если потоки газа устремляются к центру темного гало и если газ при этом теплый и не может остыть, то он не будет фрагментировать по дороге в сгустки звездных масс и формировать галактику, но прямо соберется в центре в черную дыру массой 10^5 – 10^6 солнечных масс. Главное — не дать газу остыть, чтобы он не мог фрагментировать в объекты меньшей массы по дороге в центр, еще в диске. Для достижения этого предлагается греть газ ультрафиолетовым излучением извне. Например, таким обогревателем может служить соседняя карликовая галактика, которая все-таки смогла сформировать звезды (то есть признается, что не всякая галактика, особенно карликовая, должна иметь черную дыру в центре?). Заметьте: чтобы успешно сформировать массивную «затравку» для будущей сверхмассивной черной дыры, нужно подавать звездообразование в диске, то есть отложить начало формирования галактики. То есть все же яйцо было раньше курицы. Однако есть еще и другие сценарии с успешным звездообразованием в самом центре темного гало, с плотным звездным скоплением, звезды которого не выходят из протозвездной фазы, а быстро-быстро сливаются в единую черную дыру, массой опять же до миллиона солнечных масс. Есть и более необычные сценарии про первичные черные дыры, доставшиеся Вселенной от Большого Взрыва — их предел масс, 10^5 масс Солнца, как раз подходит для «затравок» будущих сверхмассивных центральных черных дыр галактик.

Если вокруг этой «затравочной» черной дыры сохраняется массивный газовый аккреционный диск и если он подпитывается газом извне, дальше через эффективную дисковую

аккрецию на эддингтоновском пределе или временами даже со сверхэддингтоновским темпом, можно за 700 млн лет вырастить сверхмассивную черную дыру в миллиард солнечных масс. А дальше в окружающем газовом диске начнут формироваться звезды, и вокруг нее «нарастет» молодая галактика, и начнется новый этап эволюции Вселенной.

Библиографические ссылки

- [1] *Bromm Volker, Yoshida Naoki.* The First Galaxies // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. — 2011. — Vol. 49, № 1. — P. 373–407. 1102.4638.
- [2] *Baade W.* The Resolution of Messier 32, NGC 205, and the Central Region of the Andromeda Nebula // Astrophys. J. — 1944. — Vol. 100. — P. 137.
- [3] *Baugh C. M., Cole S., Frenk C. S.* Evolution of the Hubble sequence in hierarchical models for galaxy formation // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 1996. — Vol. 283, № 4. — P. 1361–1378. astro-ph/9602085.
- [4] *Dekel Avishai, Sari Re'em, Ceverino Daniel.* Formation of Massive Galaxies at High Redshift: Cold Streams, Clumpy Disks, and Compact Spheroids // Astrophys. J. — 2009. — Vol. 703, № 1. — P. 785–801. 0901.2458.
- [5] *Steidel Charles C., Giavalisco Mauro, Pettini Max et al.* Spectroscopic Confirmation of a Population of Normal Star-forming Galaxies at Redshifts $Z > 3$ // Astrophys. J. Lett. — 1996. — Vol. 462. — P. L17. astro-ph/9602024.
- [6] *Oesch P. A., Brammer G., van Dokkum P. G. et al.* A Remarkably Luminous Galaxy at $z = 11.1$ Measured with Hubble Space Telescope Grism Spectroscopy // Astrophys. J. — 2016. — Vol. 819, № 2. — P. 129. 1603.00461.
- [7] *Popesso P., Concas A., Morselli L. et al.* The main sequence of star-forming galaxies - I. The local relation and its bending // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2019. — Vol. 483, № 3. — P. 3213–3226. 1812.07057.
- [8] *Schreiber C., Pannella M., Elbaz D. et al.* The Herschel view of the dominant mode of galaxy growth from $z = 4$ to the present day // Astron. Astrophys. — 2015. — Vol. 575. — P. A74. 1409.5433.
- [9] *Barger A. J., Cowie L. L., Sanders D. B. et al.* Submillimetre-wavelength detection of dusty star-forming galaxies at high redshift // Nature. — 1998. — Vol. 394, № 6690. — P. 248–251. astro-ph/9806317.
- [10] *Rizzo Francesca, Vegetti Simona, Fraternali Filippo et al.* Dynamical properties of $z = 4.5$ dusty star-forming galaxies and their connection with local early-type galaxies // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2021. — Vol. 507, № 3. — P. 3952–3984. 2102.05671.
- [11] *Inayoshi Kohei, Visbal Eli, Haiman Zoltán.* The Assembly of the First Massive Black Holes // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. — 2020. — Vol. 58. — P. 27–97. 1911.05791.
- [12] *Decarli Roberto, Walter Fabian, Venemans Bram P. et al.* An ALMA [C II] Survey of 27 Quasars at $z > 5.94$ // Astrophys. J. — 2018. — Vol. 854, № 2. — P. 97. 1801.02641.
- [13] *Haemmerlé L., Mayer L., Klessen R. S. et al.* Formation of the First Stars and Black Holes // Space Sci. Rev. — 2020. — Vol. 216, № 4. — P. 48. 2003.10533.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК: КАК ИХ НАБЛЮДАЮТ И ОТКУДА ОНИ БЕРУТСЯ

Д. Д. Соколов

Физический факультет МГУ, ИЗМИРАН

Спиральные галактики представляют собой огромные магниты. Напряженность магнитного поля в них составляет единицы микрогаусс, а пространственный масштаб этого магнитного поля сопоставим с радиусом галактического диска. Основным методом наблюдения магнитных полей галактик является изучение фарадеевского вращения синхротронного излучения межзвездной среды и дискретных радиоисточников. Происхождение магнитных полей спиральных галактик связано с работой динамо, основанного на совместном действии дифференциального вращения и зеркально-асимметричной турбулентности межзвездной среды.

MAGNETIC FIELDS OF SPIRAL GALAXIES: OBSERVATIONS AND ORIGIN

D. D. Sokoloff

Department of Physics, Moscow State University, IZMIRAN

Spiral galaxies are huge magnets. Magnetic field strength in spiral galaxies is about several mG, while spatial scale is comparable with galactic disc radius. Main method for galactic magnetic field observation is based on rotation measures observation for synchrotron emission of interstellar medium and discrete radio sources. Origin of galactic magnetic fields is associated with galactic dynamo action driven by differential rotation and mirror asymmetric interstellar turbulence.

Введение

О том, что Млечный Путь представляет собой огромный магнит, на рубеже 50-х гг. прошлого века стали догадываться физики, изучавшие распространение космических лучей. Э. Ферми, полагая, что космические лучи должны удерживаться в нашей Галактике достаточно сильным магнитным полем, пространственный масштаб которого должен быть сравним хотя бы с толщиной галактического диска, предположил, что это магнитное поле должно иметь напряженность в несколько микрогауссов. За прошедшие три четверти века знания астрономов и физиков о строении и происхождении магнитного поля Млечного Пути стали гораздо более определенными и глубокими. Огромную роль в этом сыграли наблюдения магнитных полей внешних галактик, и прежде всего туманности Андромеды — галактики M31, проведенные сотрудниками Института радиоастрономии Общества им. М. Планка в Бонне, Германия. Происхождение магнитных полей спиральных галактик в конечном счете определяется их вращением, однако это связь достаточно сложная. Оказывается, что вращение галактик приводит к тому, что межзвездная турбулентность в них становится зеркально асимметричной, а совместное действие дифференциального вращения и зеркально-асимметричной турбулентности позволяет индукционным эффектам приводить к самовозбуждению крупномасштабного магнитного поля галактик. Этот процесс называется галактическим динамо и в общих чертах похож на те процессы, которые

в звездах приводят к появлению магнитных циклов активности, похожих на 11-летний солнечный цикл, а в Земле — к образованию геомагнитного поля. В разработке этих вопросов достойное место заняла отечественная школа астрономии.

Современные представления о магнитных полях галактик сформированы в основном, опираясь на наблюдения, выполненные на радиотелескопах в Эффельсберге и на VLA, а современная радиоастрономия ожидает следующего этапа развития при вступлении в строй нового радиотелескопа SKA.

Магнитные поля и фарадеевские вращения

Часто говорят, что наблюдения магнитных полей в космических средах используют прежде всего эффект Зеемана. Это представление основано на опыте наблюдений магнитных полей на Солнце и на звездах. При наблюдении магнитных полей галактик использовать эффект Зеемана удастся лишь в некоторых случаях, прежде всего в плотных холодных облаках межзвездного газа. Дело в том, что турбулентные движения замагниченного межзвездного газа достаточно сильны для того, чтобы связанное с эффектом Доплера уширение спектральных линий сделало невозможным выделение расщепления спектральных линий, связанное с эффектом Зеемана. Требуется какой-нибудь эффект, пропорциональный длине отрезка, который излучение проходит в замагниченной среде. Этим эффектом и оказывается эффект Фарадея вращения плоскости поляризации в замагниченной среде. Он пропорционален напряженности магнитного поля, плотности тепловых электронов и длине пути, которое излучение проходит в замагниченной среде, а также квадрату длины волны. Для того чтобы эффект можно было наблюдать, угол поворота плоскости поляризации не должен быть очень мал. А для того чтобы в получившихся наблюдениях можно было разобраться, он не должен быть больше, чем развернутый угол — иначе трудно догадаться, сколько поворотов на 180° испытала плоскость поляризации. Эти соображения вместе с предварительной оценкой Ферми напряженности магнитного поля сразу приводят к тому, что речь должна идти о радиоастрономии с диапазоне приблизительно 3–20 см. Именно в этом диапазоне и были проведены ставшие классическими наблюдения в Эффельсберге и на VLA (рис. 1).



Рис. 1. Радиотелескоп в Эффельсберге¹ (слева). Интерферометр VLA² (справа)

¹https://www.haus-der-astronomie.de/3050778/HdA-Highlights_-Der-weise-Riese-in-der-Eifel

²<https://public.nrao.edu/gallery/>

Одно наблюдение фарадеевского вращения позволяет оценить напряженность магнитного поля, однако для того чтобы выяснить его конфигурацию, нужно, чтобы изображение галактики хорошо разрешалось в наблюдениях. А это значит, что нужно использовать интерферометр, который может проводить поляризационные наблюдения. Это обуславливает появление в указанной паре инструментов VLA. Однако интерферометр хорошо справляется с выделением мелких структур, но трудно выделяет общий уровень сигнала, на котором они расположены. На языке соответствующего сообщества эта проблема называется *missing spaces*. Для ее разрешения и нужен радиотелескоп, который имеет одну большую антенну, как говорят, *single dish*. Это и есть телескоп в Эффельсберге, недалеко от Бонна.

В итоге выясняется, что в самом грубом приближении линии магнитного поля спиральных галактик близки к концентрическим окружностям, центр которых совпадает с центром галактики. В следующем приближении эти линии представляют собой разомкнутые спирали, которые после нескольких оборотов выходят из галактического диска и замыкаются в среде, окружающей этот диск. Магнитные линии собираются в магнитные рукава, которые сложным образом соотносятся с рукавами, которые видно в галактическом газе и в звездах. Эти рукава могут чередоваться друг с другом (как, например, в NGC 6946), а могут и пересекаться, как это случается в M83. А в M31 в результате совместного действия сложной конфигурации магнитного поля и распределения релятивистских электронов распределение синхротронного излучения образует кольцо на изображении туманности Андромеды, обнаружение которого стало знаковым событием, убедившим общественность в плодотворности наблюдений магнитных полей спиральных галактик (рис. 2).

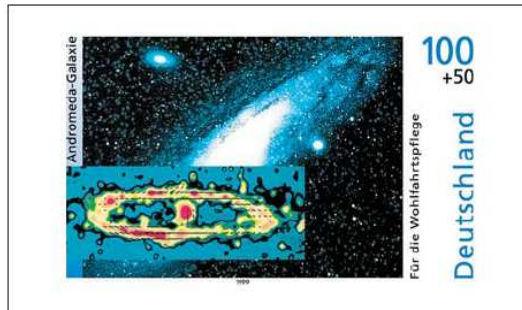


Рис. 2. Кольцо интенсивного синхротронного излучения в M31, визуализирующего распределение магнитного поля и релятивистских электронов в этой галактике. Немецкая почтовая марка³

Галактическое динамо и зеркальная асимметрия

На заре изучения магнитных полей спиральных галактик представление о том, что в галактиках есть мелкомасштабное магнитное поле, казалось естественным — проводимость в межзвездной среде очень хорошая, омические потери ничтожные — ну уж как-нибудь это магнитное поле образуется, в крайнем случае выживет с самых ранних космологических эпох. Казалось, что на космологию можно списать все что угодно. Неожиданностью было

³https://colnect.com/en/stamps/stamp/39784-Andromeda_Galaxy-Welfare_The_Cosmos-Germany_Federal_Republic

наблюдение поляризации синхротронного излучения, а на следующем этапе — фарадеевского вращения. Оба этих факта говорили о том, что магнитное поле крупномасштабное. Это пространственный масштаб в картинной плоскости сопоставим с размерами галактического диска (рис. 3, 4). Было непонятно, почему межзвездная турбулентность не запутывает это магнитное поле, не превращает его в мелкомасштабное. Формировалось представление о том, что магнитное поле спиральных галактик поддерживается каким-то процессом генерации. На полвека раньше подобная же ситуация сложилась при изучении магнитного поля Солнца. В принципе в глубине зоны лучистого переноса Солнца магнитное поле может существовать очень долго, но наблюдения говорят, что это магнитное поле каждые 11 лет меняет полярность, а это уже требует какого-то процесса генерации магнитного поля. В 1919 г. Лармор понял, что единственный кандидат здесь — электромагнитная индукция. В самом деле, ни общерелятивистские, ни квантовомеханические процессы здесь как-то не просматриваются, а в классической физике других релевантных процессов просто нет. В то время автомобиль воспринимался примерно так же, как космический корабль в дни моей молодости. По имени детали автомобильного мотора процесс получил имя динамо. Заодно этим же именем назвали стадион, станцию метро и футбольный клуб в Москве. Видимо, увлекались физикой Солнца.

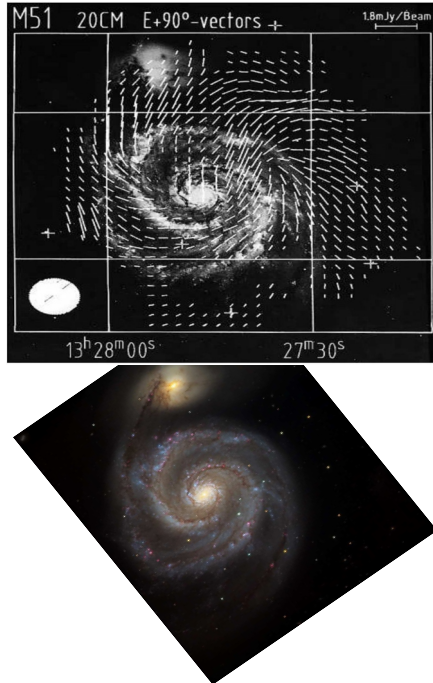


Рис. 3. Направления магнитного поля в M51 по данным поляризационных наблюдений, наложенные на оптическое изображение этой галактики [1]. Расстановка стрелок на этих черточках — гораздо более трудная задача, чем первоначальный анализ наблюдательного материала. Для сравнения приведено стандартное оптическое изображение M51

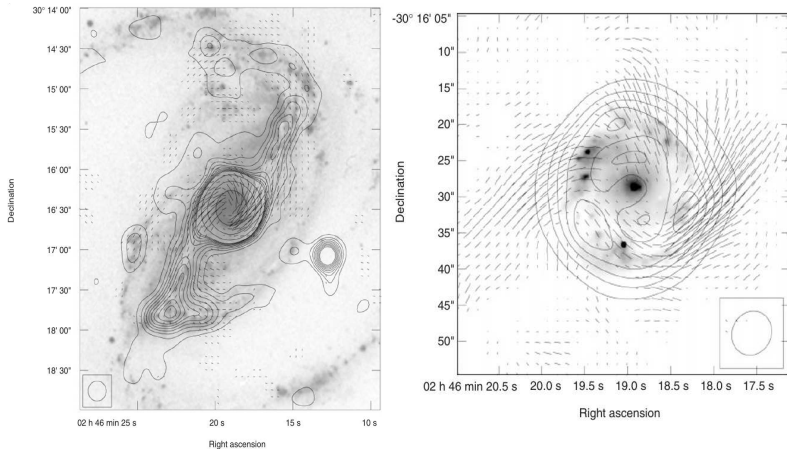


Рис. 4. Направления магнитного поля, наложенные на оптическое изображение галактики NGC 1097 (слева). Хорошо виден излом поля направлений на пылевой полосе, связанной с баром этой галактики. Направления магнитного поля в центральной части NGC 1097 (справа). Видны полосы в распределении магнитного поля, по которым вещество падает на черную дыру, находящуюся в центральной части этой галактики [2]

Возникает только одна проблема. Правило Ленца, которое, наверное, еще изучают в школе, говорит, что магнитное поле, которое порождает электромагнитная индукция, направлено противоположно начальному, затравочному магнитному полю. Кажется бы, ситуация безнадежная — вместо самовозбуждения магнитного поля происходит нечто противоположное.

Выход из тупика нашел в середине 50-х гг. тоже применительно к Солнцу знаменитый Юджин Паркер. Собственно, эта работа 1955 г. вошла в круг работ, на котором эта знаменитость заслуженно основана. Решение оказалось двухступенчатым. Во-первых, нужно, чтобы работал не один индукционный контур, а два. С первым все просто — он символизирует обычное полоидальное магнитное поле (полоидальное — похожее на поле постоянного магнита). Из него дифференциальное вращение легко делает тороидальное магнитное поле, магнитные линии которого представляют собой концентрические круги. Индукция в первом контуре ослабляет в нем магнитное поле, но наращивает магнитное поле во втором. Весь вопрос теперь в том, как вернуть магнитное поле из второго контура в первый. Сделать это совсем не легко. Паркер догадался, что для этого нужно нарушить симметрию между правым и левым. Выше галактического экватора должны превалировать, скажем, правовращающиеся вихри, а ниже — наоборот, левовращающиеся. В принципе, подобное явление хорошо известно в географии и называется там законом Бэра, а Бэр — это немецкий естествоиспытатель, который в середине позапрошлого века путешествовал в Прикаспии и обратил внимание на то, что правый берег рек там систематически круче левого, а в южном полушарии, как ожидается, наоборот. Должен сказать, что географы не были очень активны в том, чтобы собрать большой фактический материал по этому вопросу, хотя эффект хорошо известен. Ну это проблема географов, а астрономы и специалисты по механике проводящих жидкостей очень активно поработали над этим вопросом.

В результате возникла магнитная гидродинамика средних полей, а в ее составе так называемый альфа-эффект, который и сыграл ключевую роль в объяснении происхождения магнитных полей во многих небесных телах. Оказывается, что за счет асимметрии между севером и югом возникает компонента электрического тока, направленная не перпендикулярно, как в школьной электродинамике, а параллельно магнитному полю. Она-то и помогает замкнуть цепь самовозбуждения магнитного поля и привести к его экспоненциальному росту, который, конечно, со временем стабилизируется различными более сложными нелинейными эффектами. Разработка теории этого красивого эффекта принадлежит группе физиков из тогдашней ГДР М. Штеенбеку, Ф. Краузе и К.-Х. Рэдлеру, а несколько странное название происходит от того, что они с истинно немецкой педантичностью последовательно обозначали все появившиеся у них новые величины буквами греческого алфавита (а уже известные величины писали готическим шрифтом, но это уже мелочи жизни).

Сейчас альфа-эффект обнаружен (между прочим, в Институте механики сплошных сред в Перми, рис. 5) в лабораторных экспериментах с жидкими металлами, так что его существование является экспериментальным фактом, а не домыслами утерявших самоконтроль теоретиков. А в результате усилий специалистов по астрономии в теоретической и вычислительной физике сложилась довольно стройная теория галактического динамо, хотя, конечно, остаются и нерешенные проблемы.



Рис. 5. Установка, на которой в Институте механики сплошных сред в Перми впервые зафиксировали альфа-эффект. На основании этой фотографии экспериментаторы уверенно говорят, что эксперимент отечественный — авторы фотографии забыли убрать тряпку с основания установки

Что же дальше?

Что может ожидать молодое поколение, рассматривающее изучение магнитных полей галактик как возможное приложение своих сил? Прежде всего хотелось бы выяснить, как преломляется набросанная выше картина для различных морфологических типов галактик. С возможностями, которые предоставляет связка Эффельберг-VLA, это можно сде-

лать лишь для одного морфологического класса – галактик с перемычками. Сравнительно недалеко от нас обнаруживается две такие галактики, для которых существующего разрешения радиотелескопов хватает, чтобы разобраться в специфике их магнитных полей. И такая специфика обнаруживается, причем видно, как это магнитное поле помогает питать веществом черные дыры, находящуюся в центре этих галактик. Но как только войдет в строй SKA — положение изменится радикально и нас ждут новые перспективы!

Если говорить в целом, то видно, как много необычного и, как мне кажется, интересного в этой сравнительно традиционной области астрономии. Так и хочется сказать словами великого Гёте:

Willst du ins Unendliche schreiten,
Geh nur im Endlichen nach allen Seiten.
(Хочешь шагнуть в бесконечность,
Иди во всех направлениях только в конечном.)

Работа выполнена при поддержке гранта фонда Базис, проект 21-1-1-4-1.

Библиографические ссылки

- [1] *Berkhuijsen E. M., Horellou C., Krause M. et al.* Magnetic fields in the disk and halo of M 51 // *Astron. Astrophys.* — 1997. — Vol. 318. — P. 700–720. [astro-ph/9610182](#).
- [2] *Beck R., Ehle M., Shoutenkov V. et al.* Magnetic field as a tracer of sheared gas flow in barred galaxies // *Nature.* — 1999. — Vol. 397, № 6717. — P. 324–327.

ПОЛЯРНЫЕ МЕЗОСФЕРНЫЕ ОБЛАКА: ЭКСТРЕМУМ ХОЛОДА ЗЕМЛИ

О. С. Угольников

Институт космических исследований РАН

В лекции рассказывается об истории открытия и наблюдения и современном состоянии исследования полярных мезосферных облаков. Описываются механизмы возникновения ледяных частиц в мезосфере и их эволюции, определяющие их основные характеристики с точки зрения возможности наблюдений — концентрацию и средний радиус. Основной проблемой изучения полярных мезосферных облаков в настоящее время является их возможная связь с климатическими трендами в атмосфере, в том числе антропогенного происхождения. С этой точки зрения важны измерения высоты и эффективного радиуса частиц, которые должны проявлять долговременные изменения. Показывается, что обе характеристики могут быть измерены посредством трехцветной широкоугольной съемки поля облаков, что открывает возможность эффективного систематического мониторинга их состояния камерами всего неба на астрономических обсерваториях и других доступных площадках.

POLAR MESOSPHERIC CLOUDS: THE COLDEST PLACE ON EARTH

O. S. Ugolnikov

Russian Space Research Institute

In this lecture we discuss the history of discovering, observations and modern condition of study of polar mesospheric clouds. Mechanisms of ice particle formation and evolution are described in relation with basic characteristics defining the observation possibility — density and mean radius. Basic problem of polar mesospheric clouds study now is their possible relation with climate trends in the atmosphere, including the anthropogenic factors. This can be displayed as the trends of altitude and effective particle size, those can be measured by three-color photometry of cloud field by wide-angle imaging. This gives the possibility of systematic survey of clouds by all-sky cameras installed in observatories and other locations.

История открытия

Полярные мезосферные облака, без сомнения, являются самыми высокими и самыми холодными в атмосфере Земли. К этому вполне можно добавить и «самые молодые», хотя их физический возраст, или время первого появления в атмосфере, в точности назвать нельзя. Можно лишь говорить о датах первых наблюдений, и они действительно случились не столь давно. Несмотря на глубокий исторический анализ литературы [1, 2], достоверных данных о наблюдении мезосферных облаков ранее 1880-х гг. найдено не было. Хотя словосочетание «серебристые облака», как позже стали называть мезосферные облака на русском языке, можно встретить у А. С. Пушкина («Воспоминания о Царском селе», 1814 г.), представляется маловероятным, что оно относилось именно к этому природному явлению.

Первым упоминанием о вероятном наблюдении серебристых облаков в научной литературе традиционно считается сообщение английского художника Р. Ч. Лесли [3] и относится к 1884 г. Хотя и здесь нельзя быть на 100 % уверенным, что это были именно мезосферные облака. Достоверно они наблюдались в июне следующего 1885 г. во многих странах

Северной Европы, в том числе и в России, где их заметил известный астроном, приват-доцент Московского университета В. К. Цераский. Уже по тому, насколько долго облака оставались видимыми в темные сумерки, можно было понять, что они находятся на высоте порядка 80 км (будем называть подобную оценку «теневой высотой»), а уже через несколько лет было впервые проведено точное измерение средней высоты методом триангуляции [4], давшее результат 82.1 ± 0.1 км. Такой высокой точности, сопоставимой с современными измерениями, удалось достичь по первым фотографиям серебристых облаков за счет наличия у них выраженной волновой структуры — к этому вопросу мы еще вернемся далее.

Причина появления принципиально нового физического объекта в атмосфере Земли именно в 1880-е гг. стала объектом оживленных дискуссий. Казалась очевидной связь с извержением вулкана Кракатау в августе 1883 г. Но и здесь были вопросы: во-первых, высота 80 км — слишком большая для вулканических выбросов; во-вторых, в XIX в. произошло еще более мощное извержение вулкана Тамбора (1815 г.), и серебристых облаков после него не наблюдалось; и в-третьих, облака продолжали появляться в течение многих лет и десятилетий после извержения, что нетипично для вулканических эффектов. Как было отмечено авторами [1], связь открытия серебристых облаков с вулканом могла иметь и «человеческий» характер: вулканическая пыль вызвала загрязнение другого слоя — стратосферы — и вызванный этим эффект «пурпурных зорь», и наблюдатели стали просто чаще следить за видом ясного неба в сумерки.

Другим важным вопросом стал состав самих облаков. Здесь ситуация тоже оказалось весьма необычной: достаточно быстро была предложена очевидная и, как выяснилось, правильная гипотеза, но окончательно подтверждена она была лишь век спустя. Гипотеза состояла в ледяном составе частиц, формирующих облака [5]. Это вновь заставляло задуматься о связи первых наблюдений серебристых облаков с вулканом Кракатау: продукты выбросов могли содержать не только ядра конденсации (пыль), но и водяной пар, который вполне мог добраться до высот 80 км.

Ледяной состав частиц облаков на столь больших высотах однозначно предполагал очень низкие температуры. И это также казалось парадоксальным, так как облака наблюдались только летом, в июне и июле. Данных по температуре атмосферы на таких высотах не было до середины XX в., и об «обратном» годовом ходе температур в мезосфере еще только предстояло узнать.

Следующим знаковым событием в истории наблюдения серебристых облаков стало Тунгусское явление, которое случилось как раз в конце июня 1908 г. Еще до самого события и после него на обширных территориях Европы и Азии наблюдались аномально светлые ночи. Это событие связывают с кометной природой Тунгусского тела, частицы комы которого оседали в верхней атмосфере и хорошо рассеивали солнечное излучение, которое летом доходило до этих высот и ночью. Однако и здесь могло не обойтись без льда: намерзая на пылевые частицы, лед мог увеличивать их размер и тем самым рассеивающую способность. Здесь нужно отметить, что коэффициент рассеяния малых частиц, как показала теория Ми, растет с их радиусом r как r^6 , и фактор размера частиц играет основную роль при формировании ярких облаков.

Итак, внезапно появившееся на небе в конце XIX в. новое физическое образование было связано как с космическими факторами (метеорная пыль), так и с Землей (водяной пар, образующий лед). При этом мы стали свидетелями перемен в физических условиях в атмосфере, которые сделали возможным появление серебристых облаков в это время. Природу этих перемен еще предстояло понять.

Формирование частиц

Изучение физических условий в мезосфере Земли интенсивно началось в середине XX в. Оно шло как посредством удаленного зондирования, так и с борта геофизических ракет. Стало понятно, что этот слой атмосферы действительно очень холодный, причем минимальные температуры, при которых возможно образование льда (140 К и ниже), там достигаются летом. Это было связано с особенностями циркуляции воздуха, который летом поднимается вверх с уровня стратопавзы (около 50 км) и при этом быстро, почти адиабатически, охлаждается. Свой вклад вносит и распространение в мезосферу внутренних и акустико-гравитационных волн, амплитуда которых увеличивается с уменьшением плотности. Именно волновые процессы приводят к сильным температурным вариациям в мезосфере с величиной в десятки градусов и периодами от часов до суток.

По мере того как ряды измерений температур достигли десятков лет, был замечен негативный тренд, усиливающийся как раз в летние месяцы [6]. Первоначальные оценки величины тренда составляли чуть ли не -1 К/год, потом они были уменьшены в 5–10 раз. Причиной могли являться парниковые газы, в частности CO_2 [7]. Задерживая ИК-излучение Земли, они вызывают рост температуры в нижних слоях атмосферы и ее убывание в стратосфере и мезосфере. Именно этот эффект и мог стать основной причиной появления льда в конце XIX в. и постепенного роста частоты визуального наблюдения серебристых облаков в XX в. [8]. Помимо этого, увеличиваться могло и содержание водяного пара как следствие роста выбросов метана CH_4 . Здесь нужно отметить, что влажность мезосферы может быть принципиальным фактором для образования крупных ледяных частиц и ярких облаков.

Частицы метеорной пыли не являются единственными возможными ядрами конденсации для льда в мезосфере. Она может также происходить на ионах [9]. Теоретический анализ образования и эволюции льда в мезосфере было проведено в работе [10] и продолжено в современных моделях [11]. Результаты показали существенную нелинейность зависимости наблюдаемых величин (в частности, яркости облаков) от физических параметров мезосферы, в том числе от основной характеристики — температуры. Очевидно, что облака могут появляться только при температурах ниже некоторого порога, определяемого условием кристаллизации льда, для высоты 80–85 км он составляет примерно 145 К [12]. При меньших температурах визуальная яркость облаков сначала увеличивается, а потом уменьшается и практически сходит на нет на 110–120 К. Причина этого феномена состоит в быстрой кристаллизации льда на многочисленных ионах, в результате которой весь водяной пар оказывается связан в частицах малого размера, слабо рассеивающих свет.

Модельный анализ показывает, что эффективный рост частиц происходит на метеорной пыли при температурах, на 10–15 К ниже порога замерзания льда. Процесс усиливается при большом содержании водяного пара, однако в этом случае мы сталкиваемся с еще одним эффектом, ограничивающим размеры частиц и яркость облаков, — крупные частицы с радиусом более 100–150 нм достаточно быстро осаждаются в мезосфере, выходя из слоя температур ниже порога замерзания льда и испаряясь. В итоге спектр размеров частиц оказывается ограниченным сверху даже при благоприятных для роста частиц условиях. Максимальный вклад в видимую яркость облаков вносят частицы с радиусом 50–100 нм, хорошо рассеивающие свет и при этом остающиеся в мезосфере на характерное время понижения температуры (от часов до суток, см. далее).

На появление и эволюцию ледяных частиц существенное влияние оказывают волновые процессы, меняющие температуру в широких пределах с периодами от часа до нескольких дней. Может складываться ситуация, когда средняя по волне температура оказывается

вблизи пороговой, и тогда облака образуются в областях минимумов температуры, создавая волновую картину на небе. Многократное прохождение короткопериодических волн (период порядка часа) уменьшает яркость облаков, так как испарение частиц вблизи температурного максимума идет быстрее роста в минимуме.

Зависимость времени испарения от размера частиц может вызывать на первый взгляд парадоксальный эффект антикорреляции яркости облаков и размера частиц в короткопериодической волновой картине [13]. В теплом сегменте волны в первую очередь испаряется фракция малых и средних частиц, вносящих свой вклад в рассеянное излучение, и остающиеся облачные поля представлены более крупными, но малочисленными частицами с радиусами до 100 нм.

Несмотря на обилие нелинейных эффектов, связывающих характеристики мезосферных облаков с параметрами самой среды, модели показывают, что дальнейшее похолодание мезосферы и увеличение содержания водяного пара в ней (в том числе как следствие роста выбросов метана) будет приводить к положительному тренду для среднего радиуса частиц и отрицательному тренду для их высоты [14]. Здесь важно отметить, что в настоящий момент отрицательные тренды температуры регистрируются не в самой мезопаузе, а ниже 80 км, и эти высоты характеризуются существенно большим содержанием водяного пара, который может обеспечить рост ледяных частиц. Большая плотность воздуха также замедлит оседание самых крупных частиц радиусом более 100 нм из слоя низких температур.

Тем самым систематическое измерение высот и размеров частиц серебристых облаков оказывается важным с точки зрения мониторинга изменений физических условий всей средней атмосферы. В настоящее время такой анализ можно проводить из большого количества пунктов на Земле с помощью способа, описанного в следующей части настоящей работы.

Фотометрия облаков широкоугольными камерами

Измерение микрофизических свойств мезосферных облаков ведется уже достаточно давно, результаты приводятся в обзорах [15, 16]. Однако широкое покрытие поверхности Земли возможно только в немногочисленных спутниковых экспериментах удаленного зондирования. Наземные (в основном лидарные) и ракетные измерения имеют локальный характер. Все эти методы являются достаточно дорогостоящими.

Однако в настоящее время получать информацию о размере частиц, а также об их средней высоте можно посредством фотометрии фона неба в период появления серебристых облаков посредством фотографических камер всего неба. Более сложная модификация измерительной аппаратуры предполагает также измерение поляризации облачного поля [17, 18], эта методика эффективна для самых крупных частиц, так как при радиусе менее 50–70 нм поляризационные свойства рассеяния слабо зависят от радиуса частицы.

Наиболее простой, доступный и при этом эффективный для разных радиусов частиц способ состоит в использовании обычных трехцветных (RGB) камер с блокированием УФ- и ИК-крыльев спектральных полос приемника, что часто реализуется в оптических схемах современных камер. Основные технические сложности состоят в необходимости измерения фактических спектральных полос системы «камера — приемник» в каждом из трех цветовых каналов, а также в процедуре выделения облачного поля на фоне сумеречного неба. Данная процедура была разработана для анализа полярных стратосферных облаков [19] и в том же виде может применяться и для поля серебристых облаков.

Нужно отдельно отметить, что методика не использует данных о самой интенсивности облачного поля, что освобождает ее от ряда иных технических проблем. Используются лишь цветовые индексы — отношение интенсивностей облачного поля в разных полосах I_G/I_B и I_R/I_B . Регистрируемый цвет облаков меняется вследствие спектральных свойств

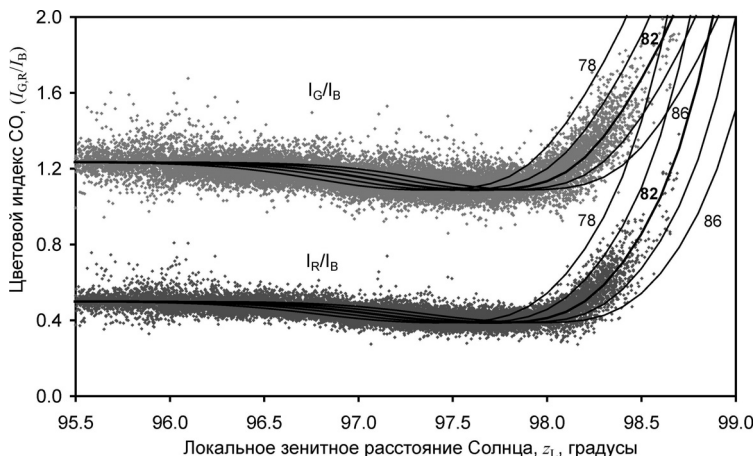


Рис. 1. Эволюция цветовых индексов серебристых облаков вечером 29 июня 2021 г. на основе измерений и численного моделирования для разных высот облаков от 78 до 86 км

рассеяния частицами льда, а также как результат изменения условий освещения облаков Солнцем, располагающимся вблизи лимба Земли. По мере того как Солнце опускается к лимбу, оно сначала заходит за озоновый слой в стратосфере, вызывая некоторое посинение облаков за счет поглощения света в полосах Шашюп, а затем интенсивное покраснение при погружении Солнца за плотные слои нижней атмосферы. Отметим, что покраснение поля серебристых облаков вблизи границы тени Земли часто заметно на их фотографиях.

Описанная цветовая эволюция заметна на графике изменения цветовых индексов облаков, приведенном на рис. 1. По оси абсцисс там отложено локальное (т. е. наблюдающееся из облака) зенитное расстояние Солнца. Имея спутниковые данные о вертикальном распределении температуры, озона O_3 и стратосферного аэрозоля, а также профили диоксида азота NO_2 , мы можем рассчитать теоретические зависимости цвета от зенитного расстояния Солнца для разных высот облаков (показаны на рисунке) и определить значение высоты, при котором наблюдения согласуются с теорией наилучшим образом. В указанном на рисунке случае высота оказывается равной 81.9 ± 0.1 км. Подробно методика описана в [20].

После учета факторов ослабления света до и после рассеяния мы получаем фактический цветовой индекс самого эффекта рассеяния. В соответствии с теорией Ми для малых частиц, присутствует слабая линейная зависимость от $\cos \theta$, где θ — угол рассеяния, равный угловому расстоянию элемента облака от Солнца. Коэффициент этой зависимости определяется эффективным размером частицы (рис. 2).

Подобная методика, изначально развитая в [21] и далее в [20], позволяет определить эффективный радиус частицы с точностью в несколько нм. В итоге мы получаем возможность одновременного измерения высоты и размера частиц. Сравнительная диаграмма этих величин на основе измерений 2020–2022 гг. показана на рис. 3. Наряду с эффективным радиусом частицы (радиусом монодисперсного ансамбля, создающего такие же свойства рассеяния) приведен медианный радиус логнормального распределения частиц по размерам, принятым для серебристых облаков [22]. Для сравнения показаны один из модельных профилей

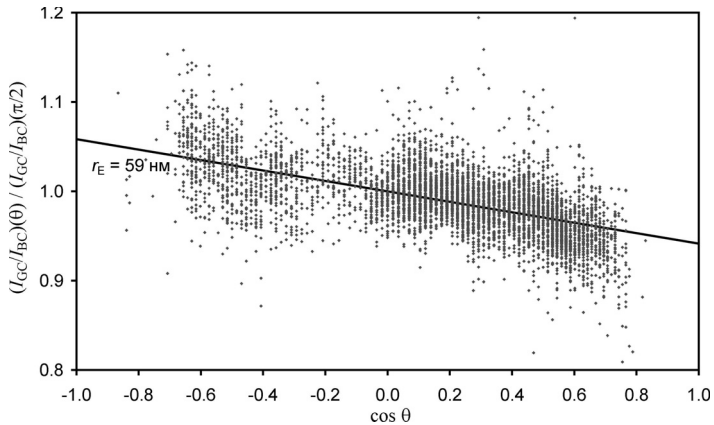


Рис. 2. Угловая зависимость цветового индекса рассеяния частицами серебристых облаков вечером 29 июня 2021 г.

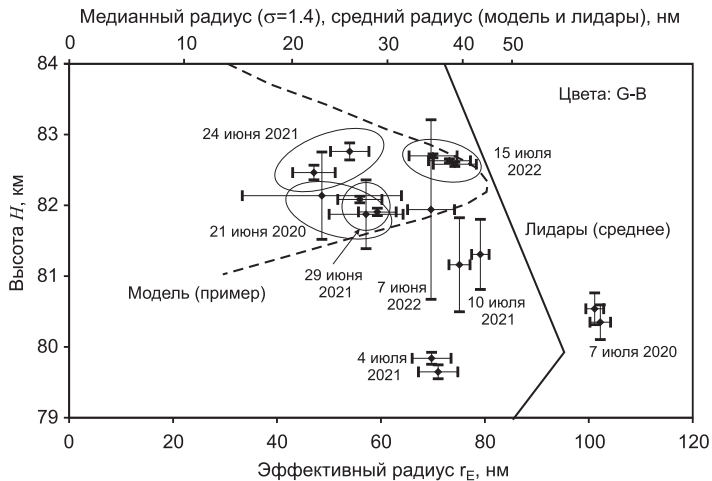


Рис. 3. Диаграмма «радиус частиц — высота» по данным измерений несколькими камерами в 2020—2022 гг. в сравнении с одним модельным профилем облака и средним профилем по лидарным данным

среднего радиуса частиц в один момент времени [14] и усреднение лидарных измерений [16]. Данные оказываются в хорошем согласии, видна тенденция увеличения среднего радиуса частиц на меньших высотах.

В отдельных случаях, когда обширное поле серебристых облаков модулировано одномерным волновым возмущением, возможно построить профиль высоты и эффективного размера частиц относительно волнового фронта (поперек волны) [23]. Пример такого профиля приведен на рис. 4. Обращает на себя примерное постоянство размеров частиц в волновых максимумах, в то время как между ними размеры могут изменяться, в том числе

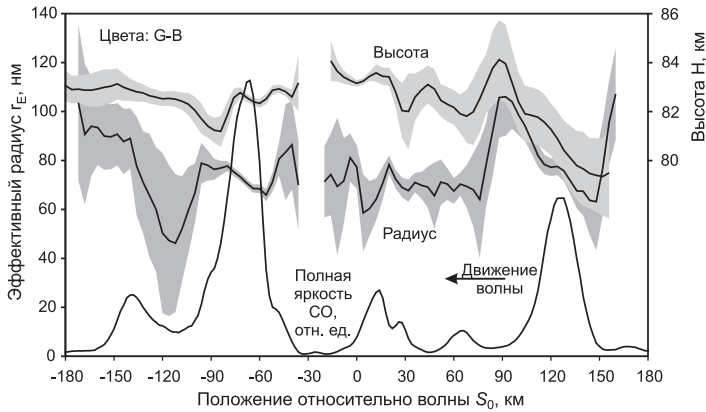


Рис. 4. Изменение средней высоты и эффективного радиуса частиц серебристых облаков поперек волнового фронта утром 15 июля 2022 г.

в сторону увеличения — эффект аналогичен найденному в [13] для спутниковых измерений. По своей точности данные особо не уступают лидарным или спутниковым, при этом методика характеризуется несоизмеримо меньшей стоимостью.

Заключение

Серебристые облака известны многим как красивое небесное явление, прекрасный объект для фотографирования. Меньшее число людей знают об их исключительных свойствах в плане высоты, температуры и сравнительной молодости (по крайней мере, если говорить о средних широтах). Еще меньше известно то, что своим появлением серебристые облака обязаны росту содержания в атмосфере не только водяного пара, но и других парниковых газов, чем и обусловлен интерес к их систематическому изучению в настоящее время.

Современные астрономические и геофизические обсерватории, и не только профессиональные, оборудованы средствами удаленного управления, автоматическими системами контроля за метеоусловиями и состоянием неба. Наличие непрерывно работающей камеры всего неба сейчас представляется совершенно естественным для любой наблюдательной станции. Это особенно относится к высоким широтам, где подобные камеры также используются для фиксации полярных сияний.

Данные с подобной цветной камеры в период летних сумерек могут быть использованы для систематического определения физических характеристик мезосферных облаков в случае их появления. Учитывая простоту и распространенность таких камер, возможно создание обширной базы данных о мезосферных облаках, основой которой будут уже физические параметры, а не частота визуальных наблюдений. При наличии нескольких камер на расстояниях 50–200 км друг от друга мы получим возможность независимого определения высоты облаков еще одним хорошо известным способом — триангуляцией. При условии хорошего углового разрешения камер возможными станут исследования высотной структуры слоя облаков и далее — построение трехмерной карты его структуры как функции времени.

Библиографические ссылки

- [1] *Gadsden M., Schroder W.* Noctilucent Clouds. — Berlin : Springer-Verlag, 1989. — 165 p.
- [2] *Dalin P., Pertsev N., Romejko V.* Notes on historical aspects on the earliest known observations of noctilucent clouds // *Hist. Geo Space Sci.* — 2012. — Vol. 3. — P. 87.
- [3] *Leslie R. C.* Sky Glows // *Nature.* — 1885. — Vol. 32. — P. 245.
- [4] *Jesse O.* Die Hohe der leuchtenden Nachtwolken // *Astronomische Nachrichten.* — 1896. — Vol. 140. — P. 161.
- [5] *Wegener A.* Die Erforschung der obersten Atmosphärenschichten // *Gerl. Beitrage Geophys.* — 1912. — Vol. 11. — P. 102.
- [6] *Kokin G. A., Lysenko E. V.* On temperature trends of the atmosphere from rocket and radiosonde data // *J. Atmos. Terr. Phys.* — 1994. — Vol. 56. — P. 1035.
- [7] *Roble R. G., Dickinson R. E.* How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean structure of the mesosphere and thermosphere? // *Geophys. Res. Lett.* — 1989. — Vol. 16. — P. 1441.
- [8] *Thomas G. E., Olivero J.* Noctilucent clouds as the possible indicators of global change in the mesosphere // *Adv. Space Res.* — 2001. — Vol. 28. — P. 937.
- [9] *Witt G.* The nature of noctilucent clouds // *Space Research IX.* — 1969. — P. 157.
- [10] *Turco R. P., Toon O. B., Whitten R. C. et al.* Noctilucent clouds: simulation studies of their genesis, properties and global influences // *Plan. Space Sci.* — 1982. — Vol. 30. — P. 1147.
- [11] *Rapp M., Thomas G. E.* Modeling the microphysics of mesospheric ice particles: Assessment of current capabilities and basic sensitivities // *J. Atmos. Sol-Terr. Phys.* — 2006. — Vol. 68. — P. 715.
- [12] *Murphy D. M., Koop T.* Review of the vapour pressures of ice and supercooled water for atmospheric applications // *Quart. J. Royal Meteorol. Soc.* — 2005. — Vol. 131. — P. 1539.
- [13] *Gao H., Li L., Bu L. et al.* Effect of small-scale gravity waves on polar mesospheric clouds observed from CIPS/AIM // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* — 2018. — Vol. 123. — P. 4026.
- [14] *Lubken F. J., Berger U., Baumgarten G.* On the anthropogenic impact on long-term evolution of noctilucent clouds // *Geophys. Res. Lett.* — 2018. — Vol. 45. — P. 6681.
- [15] *Kokhanovsky A. A.* Microphysical and optical properties of noctilucent clouds // *Earth-Sci. Rev.* — 2005. — Vol. 71. — P. 127.
- [16] *Baumgarten G., Fiedler J., Rapp M.* On microphysical processes of noctilucent clouds (NLC): observations and modeling of mean and width of the particle size-distribution // *Atmos. Chem. Phys.* — 2010. — Vol. 10. — P. 6661.
- [17] *Ugolnikov O. S., Maslov I. A., Kozelov B. V., Dlugach J. M.* Noctilucent cloud polarimetry: Twilight measurements in a wide range of scattering angles // *Plan. Space Sci.* — 2016. — Vol. 125. — P. 105.
- [18] *Ugolnikov O. S., Maslov I. A.* Polarization analysis and probable origin of bright noctilucent clouds with large particles in June 2018 // *Plan. Space Sci.* — 2019. — Vol. 179. — P. 104713.
- [19] *Ugolnikov O. S., Kozelov B. V., Pilgaev S. V., Roldugin A. V.* Retrieval of particle size distribution of polar stratospheric clouds based on wide-angle color and polarization analysis // *Plan. Space Sci.* — 2021. — Vol. 200. — P. 105213.

- [20] *Ugolnikov O. S.* Altitude and particle size measurements of noctilucent clouds by RGB photometry: Radiative transfer and correlation analysis // *J. Quant. Spec. Rad. Transfer.* — 2023. — Vol. 296. — P. 108433.
- [21] *Ugolnikov O. S., Galkin A. A., Pilgaev S. V., Roldugin A. V.* Noctilucent cloud particle size determination based on multi-wavelength all-sky analysis // *Plan. Space Sci.* — 2017. — Vol. 146. — P. 10.
- [22] *Von Savigny C., Burrows J. P.* Latitudinal variation of NLC particle radii derived from northern hemisphere SCIAMACHY/Envisat limb measurements // *Adv. Space. Res.* — 2007. — Vol. 40. — P. 765.
- [23] *Ugolnikov O. S.* Cross-wave profiles of altitude and particle size of noctilucent clouds in the case of one-dimensional small-scale gravity wave pattern // *J. Atm. Sol-Terr. Phys.* — 2023. — Vol. 243. — P. 106024.

ИССЛЕДОВАНИЕ И ПАРИРОВАНИЕ КОСМИЧЕСКИХ УГРОЗ: РАБОТА ДЛЯ АСТРОНОМОВ

Б. М. Шустов

Институт астрономии РАН

В последние годы космическим угрозам (опасностям) уделяется все возрастающее внимание. В ряде стран ведутся большие национальные программы по изучению и парированию таких угроз. В этом кратком обзоре, имеющем вводный характер, рассмотрено современное состояние проблем космического мусора, космической погоды, астероидно-кометной опасности, космических помех (темного и спокойного неба), то есть направлений, которые имеют выраженную практическую составляющую и в решении которых роль астрономии весьма значительна. Актуальность темы особенно возрастает в связи с разработкой в России проекта «Млечный путь» по созданию общероссийской системы изучения и парирования космических угроз. Цель работы — привлечь внимание астрономов, особенно молодых, к осуществлению этого важного проекта.

RESEARCH AND PARRY OF SPACE THREATS: WORK FOR ASTRONOMERS

B. M. Shustov

Institute of Astronomy of the RAS

In recent years, space threats (hazards) have received increasing attention. A number of countries are conducting national programs to study and counter such threats. This brief overview, which has an introductory character, examines the current state of the problems of space debris, space weather, asteroid-comet hazard, dark and quiet sky, i. e. areas that have a pronounced practical component and in solving which the role of astronomy is very significant. The relevance of the topic is rising in connection with the development of the “Milky Way” Project, which is aimed to create an all-Russian system for studying and parrying space threats. The aim of the work is to attract the attention of astronomers, especially young ones, to the implementation of this important project.

Введение

В последние годы все более возрастает актуальность проблемы космических угроз (опасностей). Наиболее значимыми космическими опасностями считаются следующие [1]:

1. Космический мусор (КМ) — обычно под этим термином понимается засорение околоземного космического пространства (ОКП) техногенными объектами. Нарастание засорения представляет опасность сокращения или даже прекращения космической деятельности человечества. Кроме техногенных объектов, опасность представляет и метеорное вещество в ОКП.
2. Космическая погода (КП) — плохо прогнозируемые мощные проявления активности Солнца, вызывающие резкие изменения в ОКП и представляющие опасность серьезных потерь, прежде всего в сфере производственной деятельности (в энергетике, связи и др.).

3. Астероидно-кометная опасность (АКО) — опасность, обусловленная возможными столкновениями Земли с малыми телами Солнечной системы (астероидами и кометами) с причинением крупного ущерба населению планеты, вплоть до уничтожения цивилизации.
4. Проблема темного и спокойного неба (ТСН) — получившая в самые последние годы большое внимание в мире проблема влияния быстрого нарастания искусственного освещения в ночное время и запуска мегасозвездий в ОКП на земную биоту и на перспективы астрономических наблюдений с поверхности Земли и из околоземного космического пространства.
5. Биологическая угроза — обусловлена как опасностью занесения на Землю внеземных (или земных, но изменившихся из-за пребывания в космосе) форм жизни, так и выносом человеком различных организмов в космос с возможным заражением нашими формами жизни других тел Солнечной системы.
6. Астрофизические опасности — несколько экзотический, но тем не менее реальный вид космических опасностей. Его связывают с возможностью различных катаклизмов: прохождения Солнечной системы через межзвездные облака (может привести к «смятию» солнечной магнитосферы и усиленной бомбардировке Земли космическими лучами, а также существенно повлиять на химические процессы в верхней атмосфере), вспышками близких сверхновых, гамма-вспышками и так далее.

Мы не обсуждаем здесь угрозы военного характера. Это очень важная (даже важнейшая в наше беспокойное время) тема, но она требует отдельного рассмотрения.

Часть проблем из приведенного списка имеет независимый от деятельности человечества (то есть природный) характер. Это проблемы 2, 3 и 6. Очевидно, что проблема 4 полностью создана нами самими. Проблемы 1 и 5 имеют как техногенное (особенно проблема 1), так и природное происхождение.

Все перечисленные проблемы глобальны, но значимость их, разумеется, неодинакова. Расположение проблем в списке выражает представления автора о «ранжировании» проблем по актуальности для человечества в настоящее время. На протяжении второй половины XX и начала XXI столетий человечество испытало серьезные проявления космических опасностей типов 1–3. Проблема 4 начала особенно отчетливо проявляться в последние годы. Актуальность проблем 1–4 подчеркивается большим вниманием, которое ведущие страны и крупные международные организации (прежде всего ООН) уделяют этим проблемам. По актуальности «проблемой номер один» является проблема космического мусора. Она проявляется ежедневно и, пожалуй, наиболее часто требует принятия решений в сфере космической деятельности. По масштабам последствий наиболее катастрофической, хотя и редко реализуемой, считается опасность 3, то есть АКО. Это обусловлено ее особенностями. Реальных проявлений биологической опасности пока не наблюдалось, хотя эта опасность с развитием космической деятельности становится более существенной. Временная шкала астрофизических опасностей (многие) миллионы лет и с практической точки зрения она не представляла интереса, но зато вызывает большой интерес у ученых и отчасти у любителей науки.

Дидактически правильно перед изложением какой-либо темы напоминать смысл (семантику и/или количественные характеристики) используемых терминов, особенно тех, которые хотя и встречаются часто и считаются общепринятыми и всем известными, но используются в разном значении. Околоземное космическое пространство (ОКП) — как раз один из таких терминов. Поскольку понятие ОКП разными группами ученых и техниче-

ских специалистов определяется по-разному, в дальнейшем для определенности мы будем использовать астрономическое (небесно-механическое) определение ОКП как сферы Хилла для Земли. Радиус сферы Хилла составляет 1.5 млн км.

Примерно такой же расплывчатой оставалась до последних лет ситуация с определениями важных в контексте этой лекции классов малых небесных тел (МНТ): астероидов и комет, метеороидов, межпланетной пыли. Только сравнительно недавно эти объекты получили определенную классификацию по размеру, рекомендованную для общего использования. По современной классификации (утверждена Резолюцией Международного астрономического союза в 2017 г.):

- астероиды и ядра комет — твердые межпланетные объекты размером более 1 м;
- метеороиды — твердые объекты размером примерно от 30 мкм до 1 м, движущиеся в межпланетном пространстве;
- межпланетная пыль — твердые межпланетные объекты размером до 30 мкм.

Еще несколько уточнений (определений). В этой лекции мы используем два термина — «угроза» и «опасность». По сути это близкие, но не тождественные понятия. Опасность — это неблагоприятный фактор природного, техногенного или социального происхождения. Опасность имеет потенциальный (возможный) характер. Угроза же это опасность более конкретная по времени и месту. Например, существует опасность (вообще) для космической деятельности, связанная с космическим мусором, а время от времени появляются определенные угрозы столкновения Международной космической станции (МКС) с конкретными объектами КМ. Для дальнейшего изложения нужно также определить понятие риска. Риск — это количественная оценка, определяемая как сочетание (произведение) вероятности реализации угрозы и тяжести последствий такой реализации. Эта количественная оценка лежит в основе механизма принятия решения. Пример: при вероятности столкновения МКС выше 0.0001 с достаточно крупным объектом (> 1 см) принимается решение о маневре уклонения.

Заканчивая общую характеристику космических опасностей (угроз), отмечу, что исследования каждой из них являются предметом фундаментальной науки и в то же время имеют большое прикладное значение (пожалуй, за исключением п. 6 из списка). Напомним, что науку как сферу человеческой деятельности, которая направлена на добычу и осмысление знания, принято по направленности этой деятельности делить на фундаментальную и прикладную. Если с представлениями о том, что называть прикладной наукой, особых разночтений нет, то о том, что такое фундаментальная наука, можно встретить весьма расплывчатые мнения. Наиболее характерны определения типа «фундаментальная наука — это наука, имеющая своей целью создание теоретических концепций и моделей, практическая применимость которых неочевидна» (см., например, https://studwood.ru/1573722/ekonomika/fundamentalnye_prikladnye_issledovaniya).

Вопрос о прикладном или фундаментальном характере исследований — не просто дань систематике. В зависимости от того, как классифицируются научные исследования, во многих странах определяется канал поддержки этих исследований. Обычно фундаментальные исследования поддерживаются за общегосударственный счет. В финансировании же прикладных исследований (гражданского назначения) главная роль отводится будущим потребителям (как государственным органам, так и частным компаниям) результатов этих исследований. Поэтому важно определиться, какая это наука — изучение космических опасностей — прикладная или фундаментальная? Прежде чем ответить на этот вопрос, изложу свое мнение по поводу общего назначения науки. Человек — часть природы, но он уже давно не подчиняется этим законам и даже нарушает многие из них. Для всех остальных

живых существ такое нарушение грозило бы экстинкцией, то есть вымиранием. Но мы, люди, особенные существа, мы изобрели такой мощный инструмент, как наука. Основное предназначение науки — поиск путей устойчивого существования и развития (даже процветания) вида *homo sapiens* в сложном и непрерывно меняющемся мире. В этом смысле все наука, во всех ее самых фундаментальных аспектах имеет прикладной характер.

Что касается исследований по тематике космических опасностей, то важнейшая фундаментальная научная задача — это глубокое изучение факторов и процессов, составляющих суть космических опасностей, их значения для устойчивого развития человечества, а важнейшая практическая задача — это своевременное выявление космических угроз, надежная и своевременная оценка рисков, связанных с этими угрозами, и разработка методов противодействия или уменьшения ущерба.

Решению проблемы космических угроз, особенно тех, что имеют большую практическую значимость, в мире уделяется все возрастающее внимание. Принятый в развитых странах организационный подход — это проведение долгосрочных национальных (государственных) программ с определенным уровнем международной кооперации. В США, ЕС, Китае программы по изучению, мониторингу и отработке методов парирования космических угроз, имеющих практическую значимость, проводятся уже многие годы и даже десятилетия. В этой лекции мы не рассматриваем примеры таких программ (см. краткий обзор в [1]) и остановимся на российских реалиях.

В России проблеме космических угроз внимание уделялось и уделяется, но выборочно. В течение ряда лет проводилась (и проводится в настоящее время) гражданская программа АСПОС ОКП (Автоматизированная система предупреждения об опасных ситуациях в ОКП), но она ограничена по своим задачам. Предназначением системы является обеспечение безопасности полетов космических аппаратов (КА) на околоземных орбитах в условиях их засорения космическим мусором. Система находится в развитии. Как отмечено в [2], представляется целесообразным создать на основе АСПОС ОКП гражданскую систему нового поколения — Систему информационно-аналитического обеспечения безопасности космической деятельности в ОКП, причем в этой системе предлагается включить, помимо традиционной тематики, и подсистемы, предназначенные для мониторинга и решения проблем астероидно-кометной опасности, более глубокого прогноза космической погоды, а также помеховой обстановки, то есть включить пп. 1–4 приведенного выше списка. Уже выбрано название новой системы — «Млечный путь».

Важное событие состоялось в январе 2022 г. Руководителем ГК «Роскосмос» Д. О. Рогозиным утверждена «Концепция создания системы информационно-аналитического обеспечения безопасности космической деятельности в околоземном космическом пространстве “Млечный путь” на период 2022–2025 годов и на перспективу до 2035 года» (далее Концепция). Текст Концепции можно найти по адресу: http://www.inasan.ru/wp-content/uploads/2022/05/Cont_1801_2022.pdf. Содержание Концепции определяет системный подход к изучению и парированию космических угроз, при этом в последующем за принятием Концепции процессе реализации задач планируется широкое привлечение научно-технического сообщества России. Такая работа по привлечению уже началась. Проведенная в апреле 2022 г. в Москве Всероссийская научно-практическая конференция «Околоземная астрономия — 2022» была как раз направлена на информирование ученых и специалистов о содержании Концепции и на обсуждение необходимости и параметров участия ученых России в этом проекте. Конференция показала, что отечественная наука заинтересована в разработке и готова к участию в реализации программы изучения и парирования космических угроз.

Понятно, что в изучении всех видов космических опасностей (угроз) важную роль играют науки различных направлений, однако значительная, если не ведущая, роль принадлежит астрономии. Так что название лекции имеет очень четкий посыл. В лекции кратко

описаны основные виды космических опасностей (пп. 1—4). Основное внимание уделено задачам, которые могут привлечь внимание исследователей-астрономов, особенно молодых.

Космический мусор

Этому виду космических опасностей уделяется большое внимание. Здесь, в кратком обзоре, приведены лишь общие сведения. Более глубокое введение в тему см. в [3–5]. Под космическим мусором обычно подразумевают (см., например, https://ru.wikipedia.org/wiki/РФР«СФРРçСЪРхСФРэРçРç_РçСђСФР«СГ) все неиспользуемые искусственные объекты (в основном в ОКП). К ним относятся вышедшие из строя спутники, отработанные ступени ракет, а также фрагменты от их распада и столкновений. Все эти объекты являются опасным фактором воздействия на функционирующие КА. Техногенный космический мусор, мешающий космической деятельности, образовался, образуется и будет образовываться в результате космической деятельности. Это своеобразное проявление принципа Ле Шателье, применимого к равновесию любой природы: механическому, тепловому, химическому, электрическому и даже, как мы видим на примере проблемы космического мусора, к социально-технологическому.

Понятно, что главная опасность космического мусора — это угроза столкновений с рабочими КА, приводящими к выведению этих КА из строя. Столкновения в космосе способны не только вывести из строя рабочий КА, но и привести к резкому увеличению числа новых опасных объектов из-за фрагментации.

Для представления об обстановке в ОКП приведем несколько статистических сведений (по данным Европейского космического агентства) по состоянию на 07 ноября 2022 г. (<https://sdup.esoc.esa.int/discosweb/statistics/>):

- количество космических аппаратов в ОКП — 9 610 (из них действующих 6 800);
- число регулярно отслеживаемых объектов КМ — 32 190;
- число разрушений на орбите, взрывов, столкновений или событий невыясненной природы, приведших к фрагментации КА в период от начала космической эпохи — более 630.

Динамика изменения количества объектов в ОКП показана на рис. 1, а на рис. 2 показана динамика событий фрагментации в ОКП. Рисунки взяты из того же источника, что и вышеприведенные статистические данные.

Рис. 1 иллюстрирует очевидный факт, что в последние годы наблюдается бурный рост количества КА (на рисунке — payloads) на орбитах в ОКП. Мы обсудим этот факт в разделе, посвященном проблеме ТСН (номер 4 из списка опасностей). Интересно, что число неидентифицированных объектов также быстро растет. Из данных рис. 2 следует, что события фрагментации КА совсем нередки и измеряются десятками событий в год.

На рис. 1 видна только часть общей картины, ведь уверенно отслеживаются только самые крупные объекты космического мусора — размером более 10 см. При этом проводится мониторинг не всего ОКП, а основное внимание уделяется наиболее засоренным орбитам, которые чаще всего используются для работы космических аппаратов. Это область низких орбит, геостационарная орбита, солнечно-синхронные орбиты и область орбит навигационных ИСЗ.

Невозможно обнаружить и проводить постоянный мониторинг всех малоразмерных, но все же опасных объектов КМ. Для анализа поведения этого огромного по численности населения применяют модели, описывающие структуру и динамику населения (см. [3, 6]). Особенно важным элементом таких моделей является описание процесса «саморазмножения»

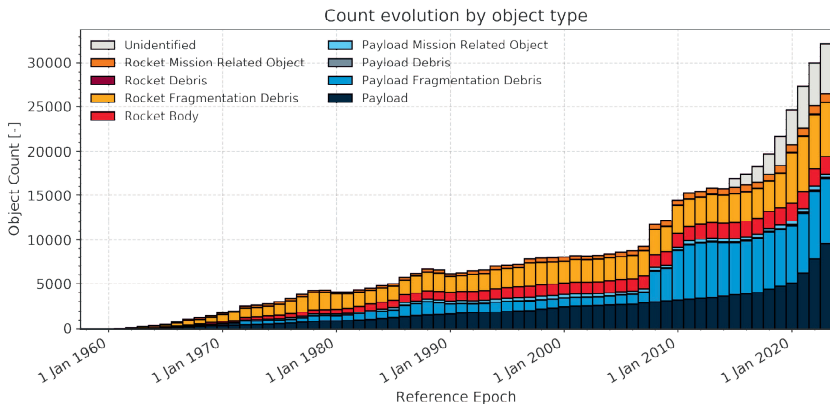


Рис. 1. Динамика изменения количества объектов в ОКП. На легенде цветом выделены объекты различных типов — неидентифицированные объекты; элементы конструкций ракет-носителей, отделяющиеся при выведении на орбиту; детали ракет; фрагменты ракет (образуются при разрушении); ракеты-носители; полезные нагрузки (КА); детали полезных нагрузок; фрагменты полезных нагрузок (образуются при разрушении); полезные нагрузки

населения КМ вследствие столкновений. Наиболее обсуждаемый сценарий этого процесса описал в конце прошлого века эксперт NASA Д. Кесслер [7]. Согласно самому печальному варианту этого сценария, при превышении некоторой критической концентрации объектов космического мусора процесс саморазмножения (даже при прекращении дальнейших запусков) начинает нарастать, что грозит полной невозможностью космической деятельности.

В табл. 1 приведена широко принятая классификация объектов КМ по размеру, приведена оценка количества объектов КМ в каждом классе размеров, отмечены возможные последствия столкновений и существующие методы защиты рабочих КА. Как видно из данных табл. 1, количество объектов, потенциально способных вывести из строя работающий автоматический КА или пилотируемый корабль, достигает многих сотен тысяч, а объектов, способных нанести космическому аппарату заметный ущерб, в сотни раз больше. Количество объектов КМ постоянно увеличивается. Основной вклад в этот процесс вносят, конечно же, США, Китай и Россия.

Приведенное в начале статьи определение космического мусора вполне рабочее и устойчивее, но правильнее было бы использовать более точный термин — «техногенный космический мусор». Ведь в ОКП постоянно присутствует и естественный мусор, который также представляет определенную опасность для работающих КА. Собственно, обозначающий (космический) мусор английский термин debris был введен и до сих пор используется в исследованиях структуры и эволюции населения малых тел Солнечной системы, в которых термин debris disk означает околозвездный диск, состоящий из пыли и каменных обломков — «строительного мусора», оставшегося от стадии формирования планетной системы. Эту естественную составляющую (природный космический мусор) всегда нужно учитывать. На низких орбитах, а также в других областях концентрации КА (например, в области геосинхронных орбит) поток частиц техногенного космического мусора превышает природную составляющую. Но в других областях ОКП может превалировать поток

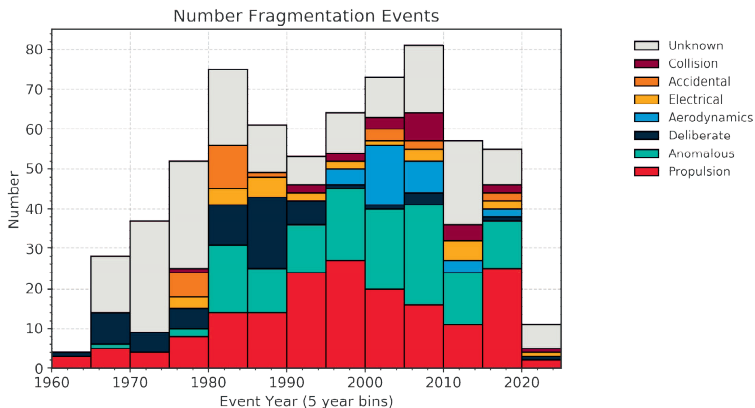


Рис. 2. Динамика событий фрагментации в ОКП. На легенде цветом выделены различные причины и факторы фрагментации: неустановленные, столкновения, аварии, электротехнические, аэродинамические, преднамеренные, anomальные, связанные с двигательными установками

объектов естественного происхождения (метеороидов, микрометеороидов, межпланетной пыли), то есть соотношение потоков техногенного и естественного мусора зависит от области рассмотрения. Как показал анализ микрократеров на поверхности солнечных панелей телескопа им. Хаббла, поток очень маленьких (микронных) частиц, состоящих в основном из оксида алюминия (результат использования твердого топлива), на орбите телескопа превышает поток межпланетной пыли, но для частиц средних размеров преобладают микрометеороиды (по материалам ESA Post-Flight Impact Analysis of HST Solar Arrays — 2002). В целом представление о зависимости числа объектов естественного происхождения от их размера (массы) в ближнем космосе дает диаграмма на рис. 3, взятая из [8]. На этом рисунке показана сводная статистика (по многим экспериментам и моделям) кумулятивного числа столкновений объектов естественного космического мусора с Землей (за год). Кумулятивное число означает количество столкновений для всех объектов больше заданного размера (массы). На оригинальный рисунок серой штриховкой нанесена область определения метеороидов (по размеру), указаны методы наблюдения частиц различных диапазонов масс и нанесена прямая, качественно соответствующая универсальному закону распределения различных объектов Вселенной по массе. Обсуждение этого универсального распределения можно найти в [9].

Опасен ли естественный компонент КМ (маломассивная составляющая), ведь столкновения с мелкими объектами не могут уничтожить космический аппарат? Ответ однозначен — да, опасен! Такие столкновения, даже не приводящие к пробою стенок КА или панелей, при высоких скоростях наносят ущерб, подобный жесткоструйной обработке поверхности, особенно солнечным панелям и оптике звездных датчиков и научных приборов, которые не могут быть покрыты защитными материалами.

Проблема космического мусора пока еще далека от решения. Мы находимся на стадии интенсивного ее изучения, и роль науки здесь особенно значима. Можно выделить три основные направления исследований и работ по проблеме КМ: обнаружение и мони-

Таблица 1. Классификация объектов космического мусора по размерам, последствия и меры защиты

Класс объектов КМ по размеру	I 0.1–1 см	II 1–10 см	III > 10 см
Количество объектов на всех высотах	130 млн	1 000 000	36 500
Последствия столкновения с КА	серьезное повреждение КА	весьма вероятно уничтожение КА	гарантированное уничтожение КА
Существующие методы защиты	применение защитных экранов	маневр уклонения	маневр уклонения

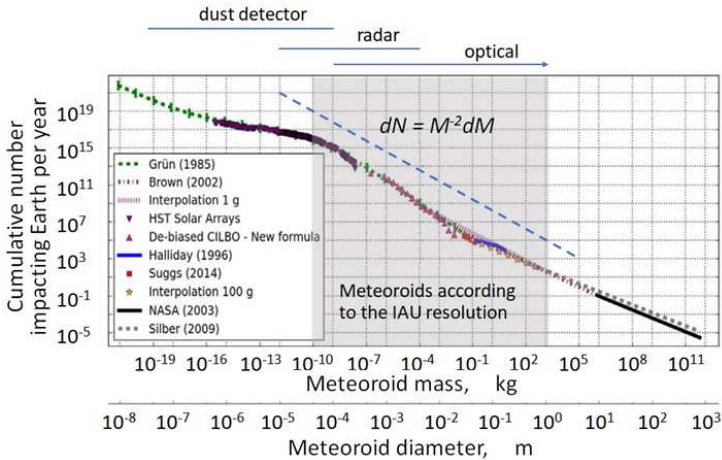


Рис. 3. Сводная статистика кумулятивного числа столкновений объектов естественного космического мусора с Землей (в год)

торинг объектов КМ, оценка рисков и разработка методов предотвращения засорения и очистки ОКП. Эти направления формулируются как типичные прикладные, но в каждом из них роль фундаментальных исследований весьма существенна, хотя и не всегда очевидна. Перечислю некоторые вопросы, привлекающие внимание астрономов и требующие междисциплинарного подхода с участием геофизиков, физиков, механиков, баллистиков, специалистов по материалам, по методам работы с большими данными и т. д. Отмечу также важную роль экспертов по космическому праву, но, к сожалению, в России их крайне мало. Список включает следующие темы:

- характеристики распределения естественного и техногенного КМ в ОКП и зависимость этого распределения от различных условий и факторов (вхождение в метеороидные потоки, солнечная активность и т. д.);
- модели населенности КМ и анализ условий реализации синдрома Кesslerа;
- совершенствование технологий и средств наблюдения, применяемых в астрономии:

методы наблюдения очень слабых объектов (например, малоразмерных КА), методы точного прогноза движения объектов сложной формы, методы восстановления изображений космических объектов и т. д.;

- развитие динамических моделей атмосферы;
- уточнение физики высокоскоростных ударов;
- уточнение физики атмосферных входов;
- физика и химия разрушений под действием космических факторов;
- новые принципы увода отработавших КА и очистки ОКП от КМ;
- новые подходы к утилизации КМ (например, перспективные принципы повторного использования элементов узлов отработавших КА);
- развитие технологии Больших данных (BigData) для решения задач КМ;
- изучение проблемы мусора на других телах Солнечной системы (мусор в окололунном пространстве и на Луне, мусор, появляющийся при разработке космических ресурсов и при отражении астероидной опасности, и т. д.);
- роль фактора КМ в моделях устойчивого развития космической деятельности.

Космическая погода

Под «космической погодой» понимают состояние среды в околоземном пространстве, определяемое сложным взаимодействием различных факторов: активностью Солнца, включая солнечный ветер, геомагнитной активностью, галактическими космическими лучами и т. д. (см., например, [10, 11]). Космическая погода как наука — это направление на стыке геофизики и гелиофизики. Основные факторы риска космической погоды проиллюстрированы на рис. 4 (предоставлен В. Д. Кузнецовым).

Серьезные катастрофические проявления космической погоды происходят на шкале в несколько десятков лет. Чаще всего вспоминают энергетическую катастрофу 13–14 марта 1989 г., когда в штате Квебек (Канада) на 9 ч была отключена электроэнергия из-за наводки мощных (сотни ампер) геоиндуцированных токов, вызванных магнитной бурей. Самое опасное событие — выход из строя повышающего трансформатора на атомной электростанции в Нью-Джерси. Из глобальных неприятностей было отмечено нарушение связи с КА.

Понятно, что противодействие такой космической опасности, как космическая погода, можно организовать лишь на уровне своевременного предупреждения о событиях и подготовке соответствующих мер по уменьшению ущерба. Что для этого нужно делать? Прежде всего, в России нужно иметь эффективную службу Солнца (космической погоды). В США есть мощная служба US National Space Weather Program (работает с 2002 г.). К данным этой службы есть международный доступ, но бывают сбои, и тогда наша служба (организована в ИЗМИРАН и Институте прикладной геофизики Федеральной службы по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды) не может полноценно выполнять свои обязанности. Весьма перспективным, помимо наземных средств, считается космический сегмент службы. Его нужно создавать.

Приведем список задач для астрономов-гелиофизиков по изучению факторов и физических явлений на Солнце и в гелиосфере, которые могут стать причиной геоэффективных событий:



Рис. 4. Факторы риска, обусловленные космической погодой

- солнечные вспышки;
- корональные выбросы массы (КВМ);
- эруптивные протуберанцы;
- высокоскоростные потоки солнечного ветра, истекающие из корональных дыр, в результате взаимодействия которых с потоками медленного солнечного ветра образуются коротярующиеся области взаимодействия.

Астероидно-кометная опасность

В геологической истории Земли сохранилось много свидетельств катастроф, вызванных падением на Землю крупных и очень крупных (размером более 1 км) тел. Падение таких космических тел приводит к выделению колоссальной энергии. В результате на поверхности планеты образуются кратеры, диаметры которых в 15–20 раз превышают размеры упавшего тела. На Земле, на суше и на дне океана обнаружено около 200 крупных кратеров — следов подобных катастроф. Некоторые из них превышают 200 км в диаметре. Крупнейший изученный ударный кратер на Земле расположен в 120 км от Йоханнесбурга, ЮАР. Диаметр этого кратера Вредефорт составляет 250–300 км, возраст — около 2 млрд лет (см. <http://www.hartrao.ac.za/other/vredefort/vredefort.html>). Знаменитый кратер Чиксулуб в Мексике (диаметр 180 км) образовался при падении 10-километрового тела примерно 65 млн лет тому назад. Считается принятым, хотя и не единогласно, что это событие послужило причиной массового вымирания земной биоты, в том числе полного вымирания динозавров, и ознаменовало переход от мелового периода мезозойской эры к третичному периоду кайнозоя.

Большая часть космических тел, сталкивающихся с Землей, падает в моря и океаны. К настоящему времени обнаружено около 20 кратеров, образовавшихся при падении тел в море. Причина малочисленности подводных кратеров связана как с относительной молодостью морского дна, так и с его малой исследованностью. Большая часть некогда образовавшихся ударных кратеров и на суше, и на морском дне исчезла вследствие различных эрозийных процессов. На поверхности Луны и других планет, спутников планет и астероидов, где интенсивность этих процессов мала, наблюдается огромное количество ударных кратеров, которые представляют собой исторические записи о последствиях столкновений в далеком и не очень далеком прошлом. Эти записи позволили сделать очень важный вывод — в последние пару миллиардов лет темп бомбардировки Луны (а значит и Земли) существенно не менялся, то есть бомбардировка продолжится.

Известное Челябинское событие [12], произошедшее 15 февраля 2013 г., проиллюстрировало реальность угроз, связанных с АКО. Пострадало более 1 600 человек, материальный ущерб превысил 1 млрд руб., и это еще очень благоприятный исход. Если бы это небесное тело вошло в атмосферу ближе к вертикали, последствия были бы чудовищными.

Частота и последствия столкновений сильно зависят от размера сталкивающегося с Землей тела. В табл. 2 приведены современные данные о средней частоте и результатах столкновений тел различных размеров с Землей.

Таблица 2. Средняя частота и результаты столкновений малых тел различных размеров с Землей

Объект	Размер D	Частота (раз в ... лет)	Размер кратера (км)	Результат столкновения с Землей
Пылинки	$D \leq 30$ мкм	непрерывно		сгорают, оседают на поверхность Земли
Метеороиды	1 м	~ 0.05		сгорают, малая доля дает метеориты
	30 м	~ 100	~ 0.5	возможна локальная катастрофа
Астероиды	300 м	$\sim 5 \times 10^4$	~ 5	региональная катастрофа
Кометы	1 км	$\sim 5 \times 10^5$	~ 20	глобальная катастрофа конец цивилизации
	10 км	$\sim 10^8$	~ 200	

Табл. 2 описывает в общей форме последствия столкновений. Стратегия противодействия любой угрозе (в нашем случае АКО) обязательно должна включать элемент надежной и заблаговременной оценки риска, здесь — степени угрозы конкретного столкновения, чтобы оптимизировать меры противодействия. Ясно, что меры противодействия нужно активизировать только для тех достаточно крупных тел, вероятность столкновения с которыми значительна. Обычно их называют опасными небесными телами (ОНТ). Это общее поясняющее определение в практическом плане недостаточно конкретно. Существует общепринятые количественные определения некоторых классов ОНТ. Так, под объектами, сближающимися с Землей (ОСЗ, в англоязычной литературе NEO — Near Earth Objects), понимают астероиды (астероиды, сближающиеся с Землей АСЗ, в англоязычной литературе NEAs) и кометы (NECs) с орбитами, для которых перигелийное расстояние $q < 1.3$ а. е. Из их числа выделяют потенциально опасные объекты (ПОО, в англоязычной литературе PHO — potentially hazardous objects, в том числе РНА — potentially hazardous asteroids), под которыми понимают тела, чьи орбиты сближаются с орбитой Земли до минимального расстояния (MOID), не превышающего 0.05 а. е., то есть 7.5 млн км. Основанием для того, чтобы считать такие тела опасными, является то обстоятельство, что в таких пределах можно ожидать изменения расстояний между орбитами малого тела и Земли в обозримом

будущем (100–200 лет) под влиянием планетных возмущений, а также то, что 0.05 а. е. — характерный масштаб области неопределенности орбиты малого тела (при прогнозировании примерно на 100 лет вперед) вследствие неточного знания параметров движения тела в настоящую эпоху. К этому (динамическому) определению ПОО в мировой литературе добавляют требование, чтобы абсолютная астероидная звездная величина тела не превосходила 22.0 (см. например, <http://neo.jpl.nasa.gov/neo/groups.html>). Для некоторой (средней для астероидов) величины альbedo 0.15 размер сферического тела, имеющего $H = 22$, оценивается примерно в 140 м. В современных условиях эта критическая граница размеров пересматривается и со 140 м снижается как минимум до 50 м (размер Тунгусского тела), и даже до 10–20 м (практический нижний предел, подтвержденный Челябинским событием).

Прогресс в обнаружении АСЗ принято иллюстрировать хорошо известной и постоянно обновляющейся диаграммой (см. <https://cneos.jpl.nasa.gov/stats/totals.html>). На рис. 5, взятом с этого сайта, показан рост числа обнаруженных АСЗ за период 1980–2022 гг. На врезке также показано количество потенциально опасных астероидов и комет, сближающихся с Землей. Очевидно, что доля комет в общем числе ОСЗ очень мала, и статистика обнаруженных АСЗ хорошо представляет полную статистику ОСЗ. На рис. 5 хорошо видно, что кривая обнаружения, соответствующая астероидам размером более 1 км, вышла на насыщение (пологий участок). Это означает, что достигнута полнота обнаружения. Для более мелких АСЗ полнота обнаружения сильно уменьшается с уменьшением размера АСЗ. Это проиллюстрировано в табл. 3.

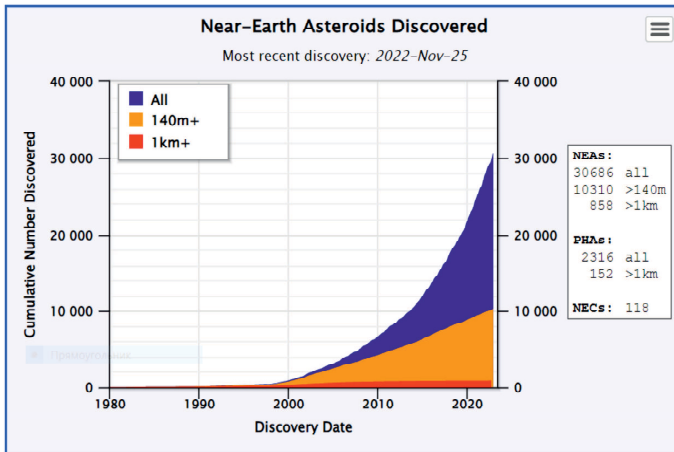


Рис. 5. Статистика обнаружения астероидов, сближающихся с Землей, по состоянию на 25.11.2022

Выделим общие характеристики проблемы АКО:

- для АКО практически нет верхнего предела опасного воздействия;
- как показывают оценки, усредненный уровень угрозы мал (например, вероятность погибнуть от столкновения с астероидом или кометой для жителя Земли оценена в [13]

Таблица 3. Зависимость полноты обнаружения АСЗ от размера астероида

Размер АСЗ, м	1	4	25	140	1 000	10 000
Полнота обнаружения, %	< 0.0001	< 0.1	0.4	43	> 95	100

как сравнимая с вероятностью гибели в авиакатастрофе), но при угрозе конкретного события (столкновения), оно может оказаться главным не только для отдельной страны, но и для всего человечества;

- АКО имеет глобальный характер;
- угроза столкновения может быть достаточно уверенно прогнозируема при условии, что будут решены задачи заблаговременного обнаружения и оценки риска;
- практический интерес представляют столкновения с телами размерами в диапазоне 20–500 м, поскольку они достаточно опасны и могут происходить на шкале времени, сравнимой с возрастом человечества.

По своей структуре проблема АКО комплексная. Выделяют три ее основные составляющие:

- Проблема обнаружения (выявления) всех опасных тел и определения их свойств.
- Проблема оценки риска и принятия соответствующих решений.
- Проблема противодействия и уменьшения ущерба.

Естественно, что глобальность проблемы определяет необходимость международного сотрудничества для ее решения. Поэтому, как и в любой подобной задаче, важно уделять внимание проблеме международной кооперации в подходе к проблеме АКО.

В объеме краткой вводной лекции невозможно осветить все аспекты проблемы АКО. Более полную и глубокую информацию по проблеме АКО можно найти в [14, 15].

Перечислим некоторые направления работ, в которых, по мнению автора, роль астрономов при выполнении проекта «Млечный путь» должна быть весьма высокой или даже определяющей (список, конечно, неполон!):

- разработка эффективных астрономических технологий обнаружения и мониторинга ОСЗ и особенно ПОО;
- поиск ОСЗ и снижение остроты проблемы полноты обнаружения ОСЗ дециметровых размеров;
- выявление механизмов воспроизведения популяции АСЗ из астероидов Главного пояса;
- эволюция орбит малых тел Солнечной системы, приводящая к появлению ПОО;
- исследование физико-химических свойств ОСЗ, и особенно ПОО;
- разработка эффективных методов прогнозирования движения ОСЗ и оценки рисков столкновений;
- фундаментальные аспекты изучения возможных мер предотвращения столкновения ОСЗ с Землей и уменьшения ущерба;

- развитие международного сотрудничества (например, в рамках сети IAWN — International asteroid Warning Network <https://iawn.net/>).

Проблема темного и спокойного неба

В последние годы большое внимание в мире уделяется проблеме влияния технологий на земную биоту и на перспективы развития астрономических наблюдений с поверхности Земли и из околоземного космического пространства. Эта проблема, получившая название проблемы темного и спокойного неба (Dark and Quiet Skies, D&QS), имеет глобальный характер. Ей было посвящено несколько недавних крупных международных конференций и совещаний. По результатам этих конференций опубликовано и находится в открытом доступе несколько сборников [16–19]. Краткое описание современного состояния проблемы дано также в обзоре [20].

Тема стала одной из регулярно обсуждаемых на трибуне ООН. Международный астрономический союз учредил Центр по защите темного и спокойного неба от воздействия спутниковых группировок (IAU Centre for the Protection of the Dark and Quiet Sky from Satellite Constellation Interference), который приступил к работе на базе исследовательской лаборатории NOIRLab и обсерватории SKAO с 1 апреля 2022 г. Основная работа центра будет включать разработку программных инструментов для помощи астрономам, работу над национальной и международной политикой в сфере спутниковых группировок, работу с общественностью и промышленностью над технологиями для устранения воздействий спутников на астрономические наблюдения.

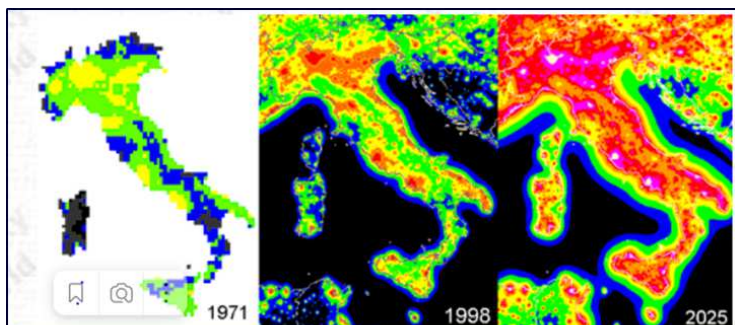
Выделяют три категории искусственных помех, отрицательно влияющих на астрономические наблюдения (в рамках данной лекции мы остановимся лишь на этой, астрономической составляющей проблемы):

- а) искусственное освещение в ночное время;
- б) оптические/инфракрасные следы на астрономических приемниках излучения от спутников на низких околоземных орбитах;
- в) передача радиосигналов космическими излучателями, особенно со спутников на низкой околоземной орбите.

Помехи астрономическим наблюдениям от искусственного освещения в ночное время (в англоязычной литературе обычно используется аббревиатура ALAN — Artificial Light At Night) обсуждается мировым астрономическим сообществом уже не менее двух десятков лет, а на локальном уровне гораздо дольше. Международный астрономический союз установил рекомендуемый максимально допустимый порог светового загрязнения для мест расположения астрономических объектов на 10 % выше естественного фонового уровня. Однако уровень светового загрязнения во всем мире ежегодно возрастает на 2–6 % (см. документ ООН A/АС.105/С.1/L.396 V.21-09743 З/6), и многие места расположения обсерваторий уже находятся в зонах неприемлемо высокого светового загрязнения.

На рис. 6 проиллюстрировано нарастание уровня искусственной засветки в Италии, по данным с сайта <http://www.lightpollution.it/dmsp/predictions.html>. Данные относятся к 1971 и 1998 гг., также показан прогнозируемый уровень засветки в 2025 г.

Проблемы б) и в) из вышеприведенного списка помех все более обостряются в связи с интенсификацией запусков мегасозвездий ИСЗ. Крупные группировки спутников (мегасозвездия) представляют собой новую проблему для астрономии ввиду большого количества ИСЗ, их высокой яркости (поскольку спутники запускаются на низкие орбиты), расположения повсюду в небе (по сравнению со спутниками на геостационарной орбите, находящихся



map 1971 (Bertiau et al.)		Our map 1998, 2025	
<5%	black	<11%	black
6-15%	grey		
16-35%	blue	11-33%	blue
36-110%	green	33-100%	green
>1.1	yellow	1-3	yellow
		3-9	orange
		9-27	red
		27-81	violet
		>81	hot white

Рис. 6. Нарастание уровня искусственной засветки в Италии: данные наблюдений плюс прогноз

ся в пределах одного «пояса»). Примеры таких спутниковых созвездий, реализация которых идет полным ходом, широко известны. Это уже вовсю разворачиваемые мегасозвездия Starlink, OneWeb, Amazon, Samsung и др., а также недавно начатый отечественный проект «Сфера». В табл. 4 перечислены некоторые часто упоминаемые мегасозвездия ИСЗ и приведены их основные параметры: количество ИСЗ, диапазон высот, диапазон наклонений. Согласно данным Международного союза электросвязи (международное название — ITU, International Telecommunication Union) и другим источникам, например [21], в ближайшее десятилетие на низкую околоземную орбиту могут быть выведены около 100 000 спутников.

Таблица 4. Параметры некоторых мегасозвездий ИСЗ

Название группировки	Диапазон высот	Диапазон наклонений,	Количество ИСЗ
	км	градусы	
Starlink Generation 1	335–560	42–97	11 926
Starlink Generation 2	328–614	30–148	30 000
Amazon Kuiper	590–360	33–52	3 236
OneWeb Phase 1	1 200	88	1 980
OneWeb Phase 2 revised	1 200	40–88	6 372
GuoWang GW-A59	508–1 145	30–85	12 992
Total			66 506

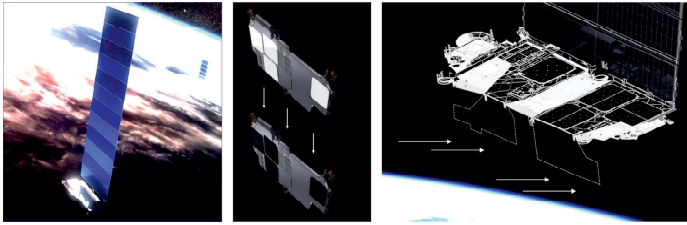


Рис. 7. Слева — общий вид КА Starlink. В центре — корпус КА в двух вариантах: обычный (вверху) и Darksat (внизу). Справа — вариант КА Vizorsat

Основная цель этих спутниковых созвездий — обеспечить связь с низкой задержкой в любом населенном регионе земного шара. Хотя эти усилия могут принести пользу обществу, влияние полностью развернутых созвездий на видимость ночного неба и на профессиональные астрономические наблюдения пока что не было должным образом изучено и учтено. Из-за низких орбит значительное число спутников может быть видно даже невооруженным глазом, особенно на малых высотах над горизонтом в сумерках и на рассвете. Новые спутники будут ярче, чем 99 % объектов, находящихся сейчас на орбите!

Типичные размеры спутников измеряются несколькими метрам, а типичное альbedo ~ 0.25 . На рис. 7 технический облик космического аппарата (КА) Starlink. Согласно [22], КА Starlink — это тонкая прямоугольная шина $3.0 \times 1.5 \times 0.2$ м, изготовленная в основном из алюминия со многими конструктивными особенностями, такими как двигатели и плоские антенны, обращенные к надиру, и большая (длинная) солнечная панель, состоящая из 12 сегментов 3.0×0.8 м каждый. Доступная информация о массе дает оценку ~ 260 кг. На средней панели рис. 7 основной корпус КА показан в двух вариантах: обычный (вверху) и Darksat (внизу). Модификация Darksat была реализована корпорацией SpaceX в ответ на обращения астрономов с просьбой уменьшить отражательную способность КА в оптическом диапазоне. Darksat отличается темным покрытием на панелях антенн, обращенных к надиру, которые ранее были белыми. Для Darksat альbedo ~ 0.08 . Однако в последнее время большее предпочтение отдано показанному на правой панели варианту Vizorsat (КА со светоблокирующими козырьками). Согласно [22], введение козырьков позволило существенно снизить блеск КА.

На рис. 8 (взят из [22]) показаны гистограммы наблюдаемого блеска стандартного КА Starlink, варианта Vizorsat и КА OneWeb.

Количество следов ИСЗ в кадре зависит от параметров камеры, длительности экспозиции, параметров группировки ИСЗ и условий видимости. Условия видимости зависят, естественно, от конфигурации группировки ИСЗ, от даты и времени наблюдений и от географической широты обсерватории. Для оптических наблюдений важно не вообще количество ИСЗ над горизонтом, а количество освещенных Солнцем ИСЗ. ИСЗ, не освещенные Солнцем, не создают оптических помех. Условия освещения зависят от времени года и широты места наблюдения. На рис. 9 (из <https://www.eso.org/~ohainaut/satellites/>) показано, как на момент равноденствия в течение ночи в географическом пункте с широтой 50° (Благовещенск, Брюссель и т. д.) изменяется количество освещенных ИСЗ группировок Starlink и OneWeb (промоделирован вариант с 48 тыс. КА). Особо выделена динамика количества ярких ИСЗ (звездная величина $< 5^m$ или $< 6^m$). Хорошо видно, что наибольшее количество ИСЗ будет видно в часы близ астрономических сумерек, а посередине ночи оно будет минимальным.

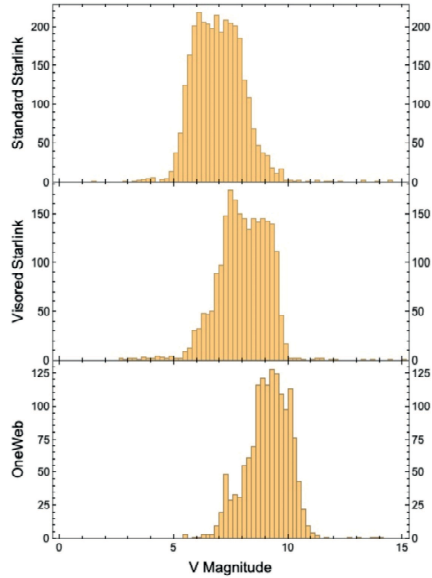


Рис. 8. Гистограммы наблюдаемого блеска стандартного КА Starlink, варианта и Vizorsat и КА OneWeb согласно [22]

Для большинства классических узкопольных астрономических телескопов проблема светового загрязнения мегасозвездиями не столь остра. Мешающее воздействие гораздо существеннее для телескопов с большим полем зрения. По оценкам [23, 24], до 30–40 % снимков, сделанных с помощью самого крупного доступного ученым на данный момент обзорного оптического телескопа Pan-STARRS (США) или такого широкоугольного телескопа, как обзорный телескоп LSST, может оказаться непригодным для использования. LSST — это 8-м обзорный телескоп с очень большим полем зрения, который находится в обсерватории имени Веры Рубин (США) и должен заработать в 2023 г. На рис. 10 (из [23]) приведена проекционная карта Моллвейде всего неба, показывающая полосы, которые ИСЗ созвездия Starlink могло бы сделать за 10-минутную экспозицию в случайно выбранную дату (11 октября 2022 г.) сразу после вечерних сумерек при наблюдениях на телескопе LSST. Zenit находится в центре, север вверху, а восток слева. Изображения следов сгруппированы, потому что группы ИСЗ заполняют орбитальные плоскости. Область, свободная от следов, обусловлена тенью Земли. Серые области находятся ниже горизонта.

Проведенное выше обсуждение факторов а) и б) из списка в начале этого раздела относится к понятию «темное небо», а фактор в) — к понятию «спокойное» (небо). Как известно, весь радиодиапазон поделен в частотном отношении между различными группами пользователей. Например, в StarLink и OneWeb предполагается использовать Ку-диапазон (10.7–12.7 и 14–14.5 ГГц) и Ка-диапазон (17.8–19.3 и 27.5–30.0 ГГц). За радиоастрономами зарезервировано несколько участков. Формально участки для связи с ИСЗ и радиоастрономии разнесены. Однако самые амбициозные радиоастрономические проекты связаны с наблюдениями в широком диапазоне частот. Поэтому такие мегапроекты, как SKA,

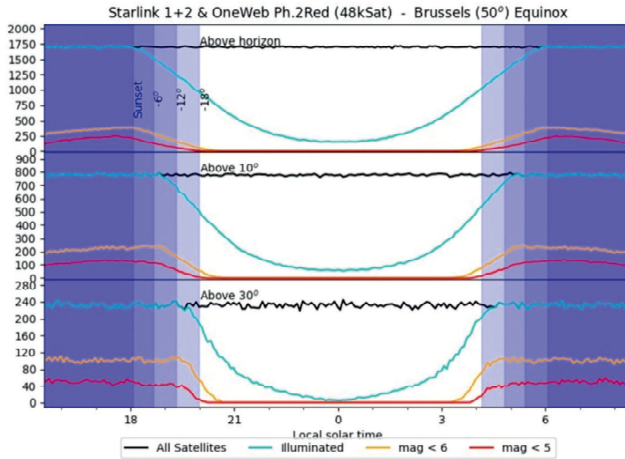


Рис. 9. Изменение количества освещенных ИСЗ группировок Starlink и OneWeb в течение ночи в географическом пункте с широтой 50° на момент равноденствия

реализуются в так называемых радиоспокойных зонах (Radio Quiet Zone — RQZ). Такие зоны есть в наименее населенных регионах планеты, но с появлением мегасозвездий ИСЗ радиоспокойных зон не будет нигде на земном шаре. Радиоастрономы в других проектах также ведут наблюдения в незащищенных диапазонах в RQZ и уже сталкиваются с проблемами. Излучение со спутников создает, например, проблемы для всех радиотелескопов и телескопов СМВ в Чили и на Южном полюсе.

Проблемой могут стать внеполосные и паразитные излучения от передающих антенн спутников в защищенных радиоастрономических диапазонах. Боковые лепестки диаграмм направленности также будут создавать заметный фон. С 50 000 спутниками на орбите в среднем один ИСЗ будет находиться (и излучать на Землю) в пределах градуса от линии наведения наземного радиотелескопа, где бы этот телескоп ни находился и куда бы он ни наводился.

Как принято в этой лекции, в конце раздела логично поместить список тем (вопросов), которым, по мнению автора, российские астрономы должны уделять внимание:

- Более глубокое изучение проблемы ТСН.
- Организация общей поддержки мер, предпринимаемых отдельными руководителями астрономических центров за сохранение охранных зон обсерваторий. Для этого можно, например, принять обращение Всероссийской астрономической конференции, организовать группу по данной теме в рамках Научного совета по астрономии и т. д.
- Участие в международных конференциях, совещаниях и т. д. по проблеме ТСН. К сожалению, до сих пор участие российских астрономов и специалистов на них было незаметным.
- Постановка вопроса (например, на Совете РАН по космосу) о необходимости организации взаимодействия астрономов России с разработчиками отечественного проекта «Сфера».

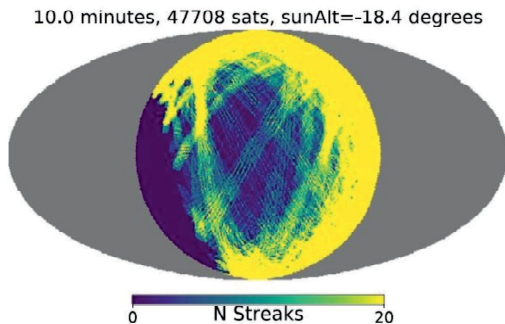


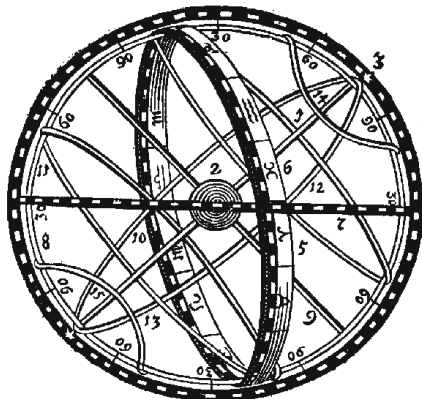
Рис. 10. Количество полос (следов ИСЗ), которые созвездие Starlink могло бы оставить в кадре на телескопе LSST за 10-минутную экспозицию в случайно выбранную дату (11 октября 2022 г.) сразу после вечерних сумерек ([23])

Библиографические ссылки

- [1] *Шустов Б. М.* О роли науки в изучении и парировании космических угроз // Вестн. РАН. — 2119. — Т. 89, № 8. — С. 777–799.
- [2] *Коблов С. В., Макаров Ю. Н., Ступняк Г. Г.* Пути развития российской автоматизированной системы предупреждения об опасных ситуациях в околоземном космическом пространстве // Труды Военно-космической академии имени А. Ф. Можайского. — 2022. — № 683. — С. 232–237.
- [3] *Klinkrad H.* SpaceDebris. Models and Risk Analysis. — Springer, 2006. — 430 p.
- [4] *Вениаминов С., Червонов А.* Космический мусор — угроза человечеству. — М. : ИКИ РАН, 2012. — 208 с.
- [5] Космический мусор / ред. Г. Г. Райкунов. — Кн. 1. Методы наблюдений и модели космического мусора. — 244 с.; Кн. 2. Предупреждение образования космического мусора. — 236 с. — М. : Физматлит, 2014.
- [6] *Назаренко А. И.* Моделирование космического мусора. — М. : ИКИ РАН, 2013. — 216 с.
- [7] *Kessler Donald J.* Collisional cascading: The limits of population growth in low earth orbit // Advances in Space Research. — 1991. — Vol. 11, № 12. — P. 63–66.
- [8] *Drolshagen Gerhard, Koschny Detlef, Drolshagen Sandra et al.* Mass accumulation of earth from interplanetary dust, meteoroids, asteroids and comets // Planetary and Space Science. — 2017. — Vol. 143. — P. 21–27.
- [9] *Shustov B. M.* On the mass spectrum of asteroids, meteoroids and space debris // INASAN Science Reports. — 2019. — Vol. 4. — P. 356–364.
- [10] *Bothmer Volker.* The Solar Atmosphere and Space Weather // Solar System Update / ed. by Philippe Blondel, John W. Mason. — Springer, Berlin, 2006. — P. 1.
- [11] *Петрукович А. А.* Солнечно-земные связи и космическая погода // Плазменная гелиогеофизика. Гл. 8. — М. : Наука., 2013. — 83 с.

- [12] *Emel'yanenko V. V., Popova O. P., Chugai N. N. et al.* Astronomical and physical aspects of the Chelyabinsk event (February 15, 2013) // *Solar System Research*. — 2013. — Vol. 47, № 4. — P. 240–254.
- [13] *Morrison D., Harris A. W., Sommer G. et al.* Dealing with the Impact Hazard // *Asteroids III*. — 2002. — P. 739–754.
- [14] Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра, ред. Б. М. Шустов, Л. В. Рыхлова. — М. : Физматлит, 2010. — 372 с.
- [15] Астероидно-кометная опасность: стратегия противодействия / ред. В. А. Пучков. — М. : Физматлит, 2010. — 272 с.
- [16] *Walker Connie, Di Pippo Simona, Aubé Martin et al.* Dark & Quiet Skies I (2020) // *Dark & Quiet Skies I (2020)* : Report of the conference held 5–9 October, 2020. — 2020.
- [17] *Walker Connie, Di Pippo Simonetta, Aubé Martin et al.* Dark & Quiet Skies II (2021) // *Dark & Quiet Skies I (2021)* : Report of the conference held 3–7 October, 2021. — 2021.
- [18] *Walker C.* Outcome of the SATCON1 Online Workshop // *The NOIRLab Mirror*. — 2021. — Vol. 2. — P. 74.
- [19] *Hall Jeffrey, Walker Constance, Rawls Meredith et al.* SATCON2: Executive Summary // *Bulletin of the American Astronomical Society*. — 2021. — P. 2.205.
- [20] *Shustov B. M.* Satellite Mega-Constellations and the Dark and Quiet Sky Problem // *Astronomy Reports*. — 2022. — Vol. 66, № 8. — P. 725–735.
- [21] *Williams Andrew, Hainaut Olivier, Otarola Angel et al.* A Report to ESO Council on the Impact of Satellite Constellations // arXiv e-prints. — 2021. — P. arXiv:2108.03999. 2108.03999.
- [22] *Krantz Harrison, Pearce Eric C., Block Adam.* Characterizing the All-Sky Brightness of Satellite Mega-Constellations and the Impact on Astronomy Research // arXiv e-prints. — 2021. — P. arXiv:2110.10578. 2110.10578.
- [23] *Tyson J. Anthony, Ivezić Željko, Bradshaw Andrew et al.* Mitigation of LEO Satellite Brightness and Trail Effects on the Rubin Observatory LSST // *Astron. J.* — 2020. — Vol. 160, № 5. — P. 226. 2006.12417.
- [24] *Rawls Meredith L., Thiemann Heidi B., Chemin Victor et al.* Satellite Constellation Internet Affordability and Need // *Research Notes of the American Astronomical Society*. — 2020. — Vol. 4, № 10. — P. 189. 2011.05168.

Студенческие доклады



ПУЛЬСАРНЫЙ ТАЙМИНГ. ОБРАБОТКА НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

С. А. Андрианов

Санкт-Петербургский государственный университет

В данной работе представлен улучшенный алгоритм получения интегрального, эталонного профилей импульса и остаточных уклонений моментов прихода импульсов радиопульсаров. Алгоритм протестирован на основании наблюдательных данных пульсара PSR B0329+54, полученных на телескопе БСА АКЦ ФИАН. Результаты тестирования подтверждают работоспособность и надежность представленного алгоритма.

PULSAR TIMING. PROCESSING OF OBSERVATIONAL DATA

S. A. Andrianov

St. Petersburg State University

In this paper we present an improved algorithm for obtaining the integral and template profiles of the pulse and the timing residuals of radiopulsars. The algorithm has been tested on the basis of observational data of the PSR B0329+54, collected with telescope BSA LPI RAS. The test results confirm the reliability and effectiveness of the presented algorithm.

Введение

Пульсар — нейтронная звезда, обладающая малым периодом вращения вокруг своей оси, источник радиоизлучения. Вследствие вращения излучение пульсара модулируется и наблюдается на Земле в виде последовательности строго периодических сигналов. Пульсарный тайминг — процесс определения моментов прихода импульсов, излучаемых пульсаром, на телескоп и последующей интерпретации результатов. Процесс тайминга состоит из двух этапов: определение момента прихода импульса данного сеанса наблюдений и моделирование вращения пульсара на основании ряда моментов прихода импульсов.

Определение момента прихода импульса включает в себя офлайн-фильтрацию сигнала антенны, сборку интегрального профиля импульса и выделения на нем реперной точки путем сравнения с эталонным профилем импульса. Для моделирования вращения пульсара вычисляются остаточные уклонения — разность моментов прихода импульсов найденных на основании наблюдательных данных и вычисленных с помощью текущей модели. Путем введения в модель дополнительных параметров остаточные уклонения минимизируются. Введенные в модель параметры описывают физические свойства пульсара и среды распространения его сигнала на Землю.

Пульсарный тайминг нашел большое применение в современной астрономии. В настоящее время он используется для построения шкалы времени, не зависящей от стандартов частоты, находящихся на Земле, исследования движения тел в сильных гравитационных полях, тестов теории относительности, основанных на измерении эффектов Шаapiro и Ремера, обнаружения гравитационных волн [1].

Определение момента прихода импульса

Фильтрация шума в частотных каналах

Наблюдательные данные поступают с телескопа и хранятся в архиве в виде последовательности дискретизированных амплитуд сигнала в каждом из частотных каналов. Учет в обработке каналов с избыточным количеством шума приводит к ухудшению точности определения момента прихода импульса (МПИ) [2]. Обнаружение таких каналов основано на анализе амплитудно-частотной характеристики системы (АЧХ) — суммы амплитуд сигнала для каждого частотного канала, вычисляемой для каждого сеанса наблюдений. АЧХ предполагается гладкой функцией. Для выделения зашумленных каналов используется грубая и тонкая фильтрация. На первом этапе производится поиск выбросов функции АЧХ больших амплитуд, затрагивающих несколько каналов. На втором этапе фильтрации выявляются выбросы меньших амплитуд. Результатом фильтрации сигнала является маска частотных каналов: маске канала присваивается значение 0, если значение АЧХ в канале удовлетворяет условию хотя бы одного из фильтров, и 1 в обратном случае.

Грубая фильтрация является проверкой условия непрерывности производной функции АЧХ: разность значений АЧХ в соседних каналах, нормированная на медиану выборки АЧХ сравнивается с некоторым числовым параметром p_1 , задающим чувствительность фильтра. Нормировка разности здесь необходима для устранения зависимости параметра p_1 от мощности сигнала, принятого в данном сеансе. Тонкая фильтрация представляет из себя медианный фильтр функции АЧХ. Чувствительность фильтра задается числовым параметром p_2 . После применения вышеописанных фильтров на основании маски частотных каналов производится сборка интегрального профиля импульса.

Сборка интегрального профиля импульса

Интегральный профиль импульса представляет из себя профиль, усредненный по времени наблюдательной сессии и по частотным каналам. Усреднение сигнала по времени в каждом из частотных каналов происходит с учетом периода пульсара P на средний момент времени сеанса наблюдений: каждый элемент усредненного профиля импульса канала есть среднее значение элементов, отстоящих от него на целое число величин P/τ , где τ — время между соседними отсчетами АЦП, т. н. временной дискрет. Усреднение по частотным каналам включает в себя устранение дисперсионной задержки сигнала в межзвездной среде. Дисперсионная задержка выражается как [1]

$$\Delta t_i = 4,15 DM (f_0^{-2} - f_i^{-2}) \cdot 10^6 \text{ мс}, \quad (1)$$

где DM — мера дисперсии, известная из независимых двухчастотных наблюдений; f_i [МГц] — значение частоты канала номер i ; f_0 [МГц] — значение частоты опорного канала выравнивания. Процесс устранения дисперсионной задержки канала представляет из себя циклическое смещение профиля канала, усредненного по времени, на величину $\Delta t_i/\tau$. Ввиду дискретности представления профилей в памяти компьютера, непосредственное смещение профиля возможно только на целое число элементов $[\Delta t_i/\tau]$. Уточнение смещения на величину $\delta_i = \Delta t_i/\tau - [\Delta t_i/\tau]$ производится с помощью линейной интерполяции.

Важно отметить, что ширина окна наблюдений $W\tau$ не совпадает с периодом пульсара P . Поэтому при циклическом сдвиге, если конечное значение положения элемента в профиле превышает значения ширины окна и периода, задержка Δt_i переопределяется как $\Delta t_i \rightarrow \Delta t_i + W\tau - P$. Элементы, конечное положение которых превышает значение $W\tau$, но не превышает P , игнорируются путем приравнивания их к уровню шума в канале.

Полученный интегральный профиль импульса используется для определения МПИ путем сравнения с эталонным профилем. Эталонный профиль импульса составляется на основании серии интегральных профилей с высоким отношением «сигнал/шум».

Сборка эталонного профиля импульса

Эталонный профиль импульса представляет из себя интегральный профиль, усредненный по ряду наблюдательных сессий. Эталонный профиль отражает характерную форму импульса отдельно взятого пульсара.

Для нахождения эталонного профиля импульса выбирается, вообще говоря произвольно, один из интегральных профилей данного ряда. Выбранный интегральный профиль принимается за приближение эталонного профиля импульса. Второй интегральный профиль, также выбираемый произвольно, путем циклического смещения, описанного ранее, смещается в точку максимального совпадения профилей — точку максимума кросс-корреляционной функции интегрального и текущего приближения эталонного профилей импульса. Профили усредняются, образуя новое приближение эталонного профиля импульса. Процесс повторяется итеративно по всем данным интегральным профилям.

Нахождение момента прихода импульса

МПИ — это сумма интервала времени, отсчитываемого от момента начала наблюдательной сессии до некоторой реперной точки импульса, и момента начала наблюдательной сессии. Реперная точка определяется как положение максимума кросс-корреляционной функции (ККФ) интегрального и эталонного профилей импульса.

Дискретность представления профилей в памяти компьютера ограничивает точность определения реперной точки временным дискретом принимающей аппаратуры. Для повышения точности корреляционной процедуры значения дискретной ККФ вокруг максимума интерполируются полиномом четвертой степени. Полученный полином приближенно описывает непрерывную ККФ профилей. Точка максимума интерполяционного полинома принимается за точку максимума ККФ — реперную точку импульса.

Моделирование ряда остаточных уклонений

Анализ ряда МПИ, полученного в ходе обработки данных серии наблюдательных сессий, основан на использовании модели вращения нейтронной звезды. Подбором оптимальных значений параметров модели — значений, при которых модель наилучшим образом описывает наблюдаемые МПИ, — и введением в модель новых параметров исследователь добивается случая, когда разность МПИ, вычисленных с помощью модели и полученных из наблюдательных данных, представляет из себя белый шум. Найденные значения параметров дают информацию о физических явлениях, происходящих в пульсаре и недоступных для посредственных наблюдений (например, присутствие орбитального компаньона).

Простейшей моделью вращения пульсара является разложение наблюдаемой фазы звезды по частоте вращения и времени излучения импульса в барицентрической системе отсчета в полином Тейлора третьей степени [1], описывающая увеличение значения периода вращения со временем за счет магнитодипольного излучения. Определение параметров модели производится на основании минимизации остаточных уклонений (ОУ) — разности МПИ, найденных при помощи модели вращения, и МПИ определенных на основании наблюдательных данных. Моделируемый МПИ есть ближайший к наблюдаемому момент, когда моделируемая фаза вращения пульсара равна нулю [3].

Каждый из параметров модели вращения вносит в ряд ОУ особую структуру: тренд, периодическую или случайную компоненты. Подбором оптимальных значений параметров модели из ОУ удаляются все неслучайные компоненты. Если это невозможно с использованием текущего набора параметров, на основании анализа остаточной структуры ряда уклонений — временного шума — в модель вводятся новые параметры, и подбираются их оптимальные значения. Процесс повторяется итеративно [4].

Результаты

В результате тестирования алгоритма нами был обработан массив наблюдательных данных пульсара PSR B0329+54, полученных на телескопе БСА В. А. Потаповым в период с августа 2014 по июль 2022 г. Полученный ряд был объединен с рядами МПИ, полученными в лаборатории JPL в период с сентября 1968 по февраль 1983 г. и Т. В. Шабановой в период с июля 1976 по февраль 2012 г. [5]. Итоговый ряд остаточных уклонений содержит более 50 лет наблюдений. На его основании мы выдвигаем предположение о более сложной модели вращения, нежели предложенная в работе [6] модель двойного пульсара.

Заключение

Описанный алгоритм показал надежность и работоспособность в обработке наблюдательных данных секундных пульсаров. Программная реализация алгоритма позволяет быстро обрабатывать большие массивы сырых данных, что в перспективе позволит проанализировать большой массив наблюдательных данных секундных пульсаров ПРАО АКЦ ФИАН и объяснить наблюдаемые нестабильности их вращения.

Автор выражает благодарность В. А. Потапову за предоставление наблюдательных данных и поддержку на всех этапах исследования и улучшения существующих алгоритмов и С. М. Копейкину за чуткое руководство и ценные замечания в ходе написания данной работы.

Библиографические ссылки

- [1] *Lorimer Duncan R.* Binary and Millisecond Pulsars // Living Reviews in Relativity. — 2005. — Vol. 8, № 1. — P. 7.
- [2] *Илясов Ю. П., Кузьмин А. Д., Шабанова Т. В., Шитов Ю. П.* Пульсарная шкала времени // Труды ФИАН. — 1989. — Vol. 199. — P. 149–159.
- [3] *Hobbs G. B., Edwards R. T., Manchester R. N.* TEMPO2, a new pulsar-timing package - I. An overview // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2006. — Vol. 369, № 2. — P. 655–672. astro-ph/0603381.
- [4] *Doroshenko O. V., Kopeikin S. M.* High Precision Pulse Timing for Single Pulsars // Sov. Astron. — 1990. — Vol. 34. — P. 496.
- [5] *Shabanova T. V., Pugachev V. D., Lapaev K. A.* Timing Observations of 27 Pulsars at the Pushchino Observatory from 1978 to 2012 // Astrophys. J. — 2013. — Vol. 775, № 1. — P. 2. 1307.0297.
- [6] *Starovoit E. D., Rodin A. E.* On the existence of planets around the pulsar PSR B0329+54 // Astronomy Reports. — 2017. — Vol. 61, № 11. — P. 948–953. 1710.01153.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ РАДИКАЛЬНОГО ЗАМЕЩЕНИЯ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СРЕДЕ

А. В. Асташова

Самарский национальный исследовательский университет

В данной работе рассматриваются реакции радикального замещения, протекающие между CH_3 и H_2O , CH_4 и CH_3 , C_2H_5 и CH_4 , C_2H_5 и $\text{CH}_3\text{-OH}$, C_3H_7 и H_2O в газовой фазе, ведущие к образованию 1- и 2-пропанола. Для всех реакций были получены оптимизированные геометрии реагентов, продуктов и переходных состояний и колебательные частоты на уровне теории функционала плотности $B3LYP/6-311G(d,p)$ и относительные энергии на уровне теории $G3(MP2,CC)//B3LYP/6-311G(d,p)$ с химической точностью, рассчитаны константы скорости.

INVESTIGATION OF RADICAL SUBSTITUTION REACTIONS IN A LOW-TEMPERATURE ENVIRONMENT

A. V. Astashova

Samara National Research University

In this paper, we consider radical substitution reactions occurring between CH_3 and H_2O , CH_4 and CH_3 , C_2H_5 and CH_4 , C_2H_5 and $\text{CH}_3\text{-OH}$, C_3H_7 and H_2O in the gas phase, leading to the formation of 1- and 2-propanol. For all reactions, optimized geometries and vibrational frequencies for reactants, products, and transition states were obtained at the $B3LYP/6-311G(d,p)$ level of theory. The calculations of the energies were carried out at the $G3(MP2,CC)//B3LYP/6-311G(d,p)$ level of theory. The rate constants also were obtained.

Введение

Сложные органические молекулы (СОМ) — молекулы, содержащие шесть или более атомов водорода, углерода, азота или кислорода, — составляют порядка трети от всех обнаруженных молекул в межзвездной среде [1]. Установление путей их образования является критически важным не только для объяснения фундаментальных процессов, управляющих пока плохо изученной химией межзвездной среды, но и для определения органических молекул, способных формироваться в космических условиях. Современные астрохимические модели полагают, что СОМ образуются в холодных молекулярных облаках на пылинках — силикатных или углеродистых наночастицах, покрытых тонким слоем льда, состоящего из воды, метанола, монооксида углерода, диоксида углерода, аммиака, формальдегида и метана [2] вследствие воздействия космического излучения при температурах, доходящих до 10 К [3]. При гравитационном коллапсе молекулярного облака молекулы с пылинок могут сублимироваться в газовую фазу, поскольку температура пылинок растет вследствие неизотермической фазы коллапса, а затем и из-за нагрева от горячего ядра [1]. Эти молекулы затем попадают в протопланетный диск и, наконец, в планеты и другие тела (луны, астероиды, кометы) в звездных системах [4]. Как показывает недавний анализ данных Rosetta, полученных с кометы 67P/Чурюмова — Герасименко, обнаруживший множество органических веществ, гораздо более разнообразных и сложных, чем предполагалось на основе

принятых в настоящее время химических моделей [5], до сих пор отсутствует фундаментальное понимание уровня молекулярной сложности СОМ, который может быть достигнут в дальнем космосе, наряду со знанием основных путей образования СОМ.

В рамках настоящей работы рассматриваются реакции радикального замещения с участием компонентов космических льдов в условиях газовой фазы. Хотя современные астрохимические модели предполагают образование СОМ во льдах, механизмы синтеза в газовой фазе также могут представлять интерес, так как реакции между нейтральными реагентами и радикалами, которые могут формироваться в процессе фотоллиза космическим излучением или в результате взаимодействия с частицами космических лучей, могут протекать без барьера и константы скоростей подобных процессов могут достигать значений порядка 10^{-16} м³/с при температуре порядка 10 К [1]. Также в газофазных реакциях могут участвовать молекулы, образовавшиеся на ледяных пылинках и выброшенные в газовую фазу при гравитационном коллапсе молекулярного облака [1].

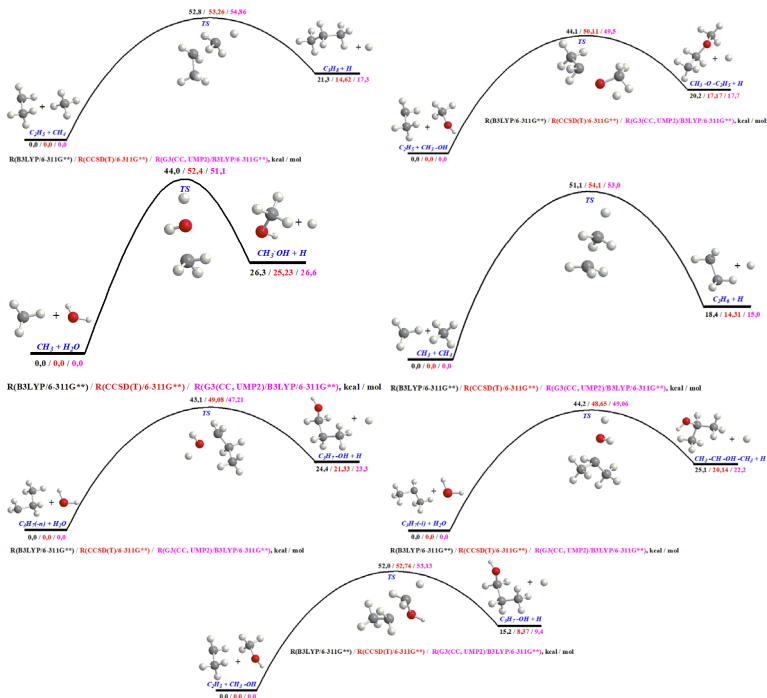


Рис. 1. Поверхности потенциальных энергий реакций

Теоретический расчет характеристик реакций

Исследование реакций радикального замещения велось для следующих реакций: $\text{CH}_3 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{CH}_3\text{OH} + \text{H}$, $\text{CH}_3 + \text{CH}_4 \rightarrow \text{C}_2\text{H}_6 + \text{H}$, $\text{C}_3\text{H}_7 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow 1 - \text{propanol} + \text{H}$, $\text{C}_3\text{H}_7 + \text{H}_2\text{O} \rightarrow 2 - \text{propanol} + \text{H}$, $\text{C}_2\text{H}_5 + \text{CH}_4 \rightarrow \text{C}_3\text{H}_8 + \text{H}$, $\text{C}_2\text{H}_5 + \text{CH}_3\text{OH} \rightarrow 1 - \text{propanol} + \text{H}$, $\text{C}_2\text{H}_5 + \text{CH}_3\text{OH} \rightarrow \text{CH}_3\text{OC}_2\text{H}_5 + \text{H}$. Были проведены оптимизация геометрии реагентов,

продуктов и переходных состояний; определение колебательных частот, энергий нулевых колебаний и электронные энергии; уточнение полученных значений различными по степени точности методами; расчет констант скоростей; определение особенностей протекания исследуемых реакций.

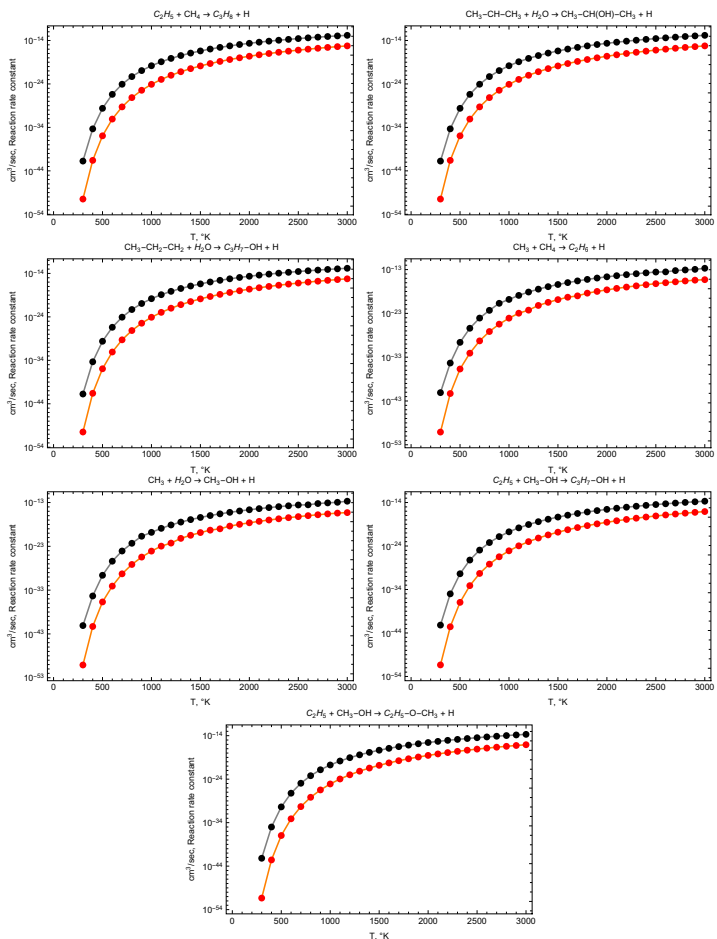


Рис. 2. Константы скоростей прямой (красная линия) и обратной (черная линия) реакций

В программном пакете **GaussView 5.0** строились реагенты, продукты и переходные состояния. После в компьютерной программе **GAUSSIAN 09** оптимизировались геометрии основных и переходных состояний, осуществлялся расчет колебательных частот. Геометрии реагентов, продуктов и переходных состояний оптимизировались на уровне теории функционала плотности **DFT** с использованием гибридного функционала **B3LYP** с базисным набором валентно расщепленных функций **6-311G(p, d)**.

Расчет энергий нулевых колебаний (**ZPE**) и электронных энергий производился мето-

дом *B3LYP* с базисом $6-311G(d,p)$. Для повышения точности значений энергии рассчитывались методом теории возмущений Moller — Plesset второго порядка (*MP2*) с двумя базисными наборами *G3Large* и $6-311G(d,p)$ и методом связанных кластеров *CCSD(T)* с базисным набором $6-311G(d,p)$. Результирующие значения энергии рассчитывались композитным методом по следующей схеме:

$$E_{G3/6-311G(d,p)} = E_{CCSD(T)/6-311G(d,p)} + E_{MP2/G3Large} - E_{MP2/6-311G(d,p)} + E_{ZPE/6-311G(d,p)}. \quad (1)$$

Конечные значения энергий показаны на рис. 1 в виде поверхностей потенциальных энергий.

После уточнения значений электронных энергий определялись константы скоростей реакций. Феноменологические константы скорости, зависящие от температуры, вычислялись в подпрограмме Abstraction пакета MESS [6]. Результаты вычислений предоставлены в виде графиков на рис. 2, анализируя которые можно утверждать, что взаимодействия исследуемых газов радикалов с компонентами космического льда маловероятны. Необходимо дальнейшее изучение данных реакций.

Заключение

В ходе работы найдены оптимизированные геометрии реагентов, продуктов и переходных состояний в рамках *DFT* с использованием *B3LYP* с базисом $6-311G(d,p)$; для переходных состояний, реагентов и продуктов рассчитаны конечные значения электронных энергий композитным методом G3; определены зависимости констант скоростей прямых и обратных реакций в газовой фазе от температур; построены соответствующие графики зависимостей; показано, что вероятности взаимодействия исследуемых нейтральных радикалов и компонентов космических аналогов льдов в условиях космоса в газовой фазе малы.

Работа выполнена при поддержке мегагранта Министерства науки и высшего образования РФ № 075-15-2021-597 «Происхождение и эволюция органических молекул в нашей Галактике».

Библиографические ссылки

- [1] *Herbst Eric*. The synthesis of large interstellar molecules // International Reviews in Physical Chemistry. — 2017. — Vol. 36, № 2. — P. 287–331. <https://doi.org/10.1080/0144235X.2017.1293974>.
- [2] *Boogert A. C. Adwin, Gerakines Perry A., Whittet Douglas C. B.* Observations of the icy universe. // Ann. Rev. Astron. Astrophys. — 2015. — Vol. 53. — P. 541–581. 1501.05317.
- [3] *Abplanalp Matthew J., Gozem Samer, Krylov Anna I. et al.* A study of interstellar aldehydes and enols as tracers of a cosmic ray-driven nonequilibrium synthesis of complex organic molecules // Proceedings of the National Academy of Science. — 2016. — Vol. 113, № 28. — P. 7727–7732.
- [4] *Tielens A. G. G. M.* The molecular universe // Reviews of Modern Physics. — 2013. — Vol. 85, № 3. — P. 1021–1081.
- [5] *Altwegg Kathrin, Balsiger H., Berthelier J. J. et al.* Organics in comet 67P - a first comparative analysis of mass spectra from ROSINA-DFMS, COSAC and Ptolemy // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2017. — Vol. 469. — P. S130–S141.
- [6] *Georgievskii Yuri, Miller James A., Burke Michael P., Klippenstein Stephen J.* Reformulation and Solution of the Master Equation for Multiple-Well Chemical Reactions // Journal of Physical Chemistry A. — 2013. — Vol. 117, № 46. — P. 12146–12154.

МАГНИТО-ВРАЩАТЕЛЬНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ОДИНОЧНЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

М. Д. Афонина

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга

Эволюция одиночной нейтронной звезды может привести к аккреции на поздних стадиях. Такие объекты могут быть обнаружены как слабые источники рентгеновского излучения, например с помощью приборов спутника «Спектр-РГ». Эволюция нейтронной звезды зависит от ряда процессов и параметров, описание которых остается задачей астрофизики. В частности, не проанализирована роль возвратной аккреции и явления гистерезиса при переходе звезды на стадию эжекции со стадии пропеллера. В работе представлена простая популяционная модель, учитывающая стадию возвратной аккреции и гистерезис. В результате расчетов мы получили значительно увеличение числа нейтронных звезд, находящихся на стадии аккреции, в малом диапазоне параметров по сравнению с их количеством без учета гистерезиса.

MAGNETO-ROTATIONAL EVOLUTION OF ISOLATED NEUTRON STARS

M. D. Afonina

Sternberg Astronomical Institute

The evolution of an isolated neutron star can lead to accretion in the late stages. Such objects can be detected as faint X-ray sources, for instance, using the instruments of the Spektr-RG satellite. The evolution of a neutron star depends on a number of phenomena and parameters, many of which are of great interest for astrophysics. In particular, the role of fallback and the hysteresis phenomenon during the transition of a neutron star to the Ejector stage from the Propeller stage has not been analyzed. The paper presents a simple population model that takes into account the fallback stage and hysteresis. As a result of the calculations, we obtained a significant increase in the number of neutron stars on the Accretor stage compared to the number without hysteresis within a low range of parameters.

Введение

Одиночная аккрецирующая нейтронная звезда может наблюдаться как слабый рентгеновский источник, потенциально доступный для наблюдения, поэтому представляет интерес оценка количества таких объектов. Кроме того, эволюция одиночной нейтронной звезды зависит от многих эффектов. В частности, учет возвратной аккреции и эффекта гистерезиса при переходе нейтронной звезды со стадии пропеллера на стадию эжектора может увеличить количество аккректоров. Поэтому задача получения зависимости количества одиночных аккрецирующих нейтронных звезд от учитываемых явлений также представляет интерес.

Модель одиночной нейтронной звезды

Рассмотрим эволюцию нейтронной звезды в терминах критических радиусов подобно тому, как было подробно описано в статье [1]. Для изучения эволюции нейтронных звезд была построена простейшая модель эволюции, включающая три параметра: начальный период вращения p_0 , напряженность магнитного поля на экваторе B и аккрецируемая масса ΔM на стадии возвратной аккреции.

Возвратная аккреция

В начале своей эволюции нейтронная звезда может испытывать короткую стадию аккреции. Существование этой стадии было предложено в работе [2]. Согласно этому описанию при взрыве сверхновой на нейтронную звезду аккрецируют внутренние оболочки сверхновой и после достижения ядра отраженной ударной волной темп аккреции достигает пика, а затем снижается пропорционально времени $t^{-5/3}$. Мы считаем, что темп аккреции \dot{M} убывает до тех пор, пока он не достигнет темпа аккреции межзвездной среды, а после этого остается постоянным. Параметр ΔM в таком случае считается за время от начального момента t_0 до момента равенства темпов аккреции t_{fb} . Согласно статье [3], мы выбрали t_0 равным пяти секундам. При достижении темпа аккреции постоянного значения в момент времени t_{fb} стадия возвратной аккреции заканчивается.

Гистерезис

Рассмотрим прямой и обратный переход между стадиями эжектора и пропеллера. Согласно [4], прямой переход Е-Р происходит, когда НЗ замедляется. При этом давление релятивистских частиц и эжектируемого излучения уменьшается и далее сравнивается с давлением внешнего вещества на радиусе гравитационного захвата. Тогда период НЗ увеличивается до

$$p_G = \frac{2\pi}{c} \left(\frac{2k_t \mu^2}{3v_{\text{inf}} M} \right)^{1/4},$$

где μ — магнитный момент; $v_{\text{inf}} = 10$ км/с — скорость НЗ относительно среды; k_t — безразмерный параметр.

Обратный переход с пропеллера на эжектор соответствует уменьшению периода до p_G .

Теперь рассмотрим гистерезис. При прямом переходе нейтронной звезды с эжектора на пропеллер и обратном с пропеллера на эжектор существует асимметрия, впервые отмеченная Шварцманом в работе [5]. Прямой переход происходит при равенстве давлений релятивистского ветра и давления окружающего вещества на радиусе гравитационного захвата. Давление гравитационно захваченного вещества растет в направлении к звезде с расстоянием как $r^{-5/2}$, быстрее, чем давление ветра r^{-2} , поэтому происходит переход на стадию пропеллера. Но для обратного перехода с пропеллера на эжектор давлению магнитного поля нужно преодолеть давление внешнего вещества на радиусе светового цилиндра, большее, чем на радиусе гравитационного захвата. В этом случае предыдущее условие не является достаточным, и для перехода пропеллер-эжектор с учетом гистерезиса период должен быть равен

$$p_t = \frac{2\pi}{c} \left(\frac{\mu^4}{8GM_x M^2} \right)^{1/7}.$$

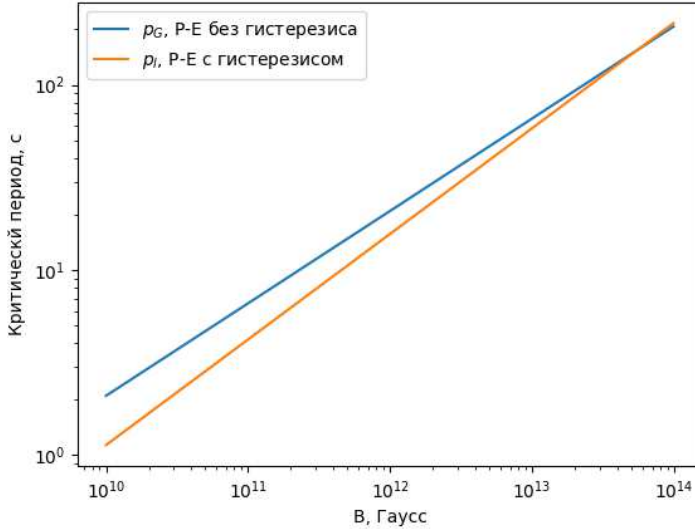
Обратный переход Р-Е может быть только если в начале эволюции была стадия возвратной аккреции.

Получение результатов

В результате возвратной аккреции с учетом гистерезиса НЗ может пропустить стадию эжектора и стать аккретором. Таким образом, учет гистерезиса увеличивает общее количество аккреторов по сравнению с моделью без гистерезиса. Параметры, при которых пропуск эжектора возможен, изображены на рисунке.

Если период НЗ с магнитным полем B на момент окончания короткой стадии возвратной аккреции будет меньше критического периода, произойдет переход Р-Е. Для массы

Зависимость критических периодов от магнитного поля НЗ



НЗ с параметрами выше линии критического периода после пропеллера переходит на аккректор, ниже — на эжектор

аккрецируемого вещества $\Delta M < 10^{-5} M_{\odot}$ время окончания стадии возвратной аккреции $t_{fb} < 10^6$ лет. За это время период и напряженность магнитного поля меняются незначительно, поэтому начальные значения периода и напряженности можно считать равными значениям при окончании стадии возвратной аккреции. Поэтому их можно нанести на график для критических периодов (см. рисунок). Тогда для нейтронных звезд, родившихся с параметрами, лежащими выше p_G и ниже p_l , эволюция с учетом и без учета гистерезиса отличаться будет незначительно и учет эффекта гистерезиса почти не повлияет на количество нейтронных звезд, находящихся на каждой стадии. Так, звезда со значениями $p_0 = 0.1$ с и $B_0 = 10^{13}$ Гс находится на стадии пропеллера в случае с учетом гистерезиса на порядок дольше, однако стадия эжектора в обоих случаях занимает $> 99\%$ времени. Но для НЗ, начальные значения которой находятся между p_G и p_l , учет гистерезиса значительно меняет эволюцию. Без учета гистерезиса звезда переходит на эжектор после пропеллера, а с учетом — на аккректор, и в одном случае большую часть времени проводит на стадии эжектора, а во втором — на стадии аккректора.

Благодаря известным распределениям НЗ по параметрам (табл. 1) магнитному полю $lg(B)$ [6] и начальному периоду $lg(p_0)$ [7], мы можем рассчитать количество НЗ, находящихся на каждой стадии.

Результаты моделирования эволюции нейтронных звезд в течение 10^{17} с с разными параметрами в заданном диапазоне с учетом распределений представлены в табл. 2.

Результаты для двух случаев практически совпадают. Это связано с тем, что диапазон параметров для существенного влияния эффекта гистерезиса небольшой, а вероятность рождения нейтронных звезд с таким набором параметров очень мала.

Таблица 1. Распределения НЗ по параметрам

	$lg(p_0(s))$	$lg(B(Gauss))$	$lg(\Delta M(M_\odot))$
распределение	нормальное	нормальное	равномерное
среднее	-1.04	13.25	—
σ	0.53	0.6	—
диапазон параметров	-2—1	10—14	-11—-3

Таблица 2. Рассчитанная доля нейтронных звезд на каждой стадии из всех нейтронных звезд в галактике, магнитное поле которых не погружалось под поверхность звезды. Темп звездообразования считается постоянным. Первая НЗ образовалась 10^{17} с назад

	Аккректор	Пропеллер	Эжектор
Без гистерезиса	0.822025	0.00021	0.177765
С гистерезисом	0.822245	0.00021	0.177545

Заключение

В данной работе было рассмотрено построение модели эволюции одиночной нейтронной звезды с учетом гистерезиса и возвратной аккреции. Оказалось, что совместный учет двух явлений ведет к увеличению количества аккрецирующих нейтронных звезд только для узкого диапазона параметров. Кроме того, благодаря существующей модели и известным распределениям рождающихся нейтронных звезд по основным параметрам, рассмотренным в работе [6], получена оценка доли одиночных аккрецирующих нейтронных звезд в галактике через 10^{17} с после рождения первой нейтронной звезды.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (номер гранта 21-12-00141).

Библиографические ссылки

- [1] *Khokhriakova A. D., Popov S. B.* Origin of young accreting neutron stars in high-mass X-ray binaries in supernova remnants // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2022. — Vol. 511, № 3. — P. 4447—4453. 2201.03602.
- [2] *Chevalier Roger A.* Neutron Star Accretion in a Supernova // *Astrophys. J.* — 1989. — Vol. 346. — P. 847.
- [3] *Janka Hans-Thomas, Wongwathanarat Annap, Kramer Michael.* Supernova fallback as Origin of Neutron Star Spins and Spin-kick Alignment // *Astrophys. J.* — 2022. — Vol. 926, № 1. — P. 9. 2104.07493.
- [4] *Vladimir M. Lipunov.* *Astrophysics of Neutron Stars.*, ed. by G. Börner. — Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 1992. — 335 p.
- [5] *Shwartzman V. F.* The Influence of Stellar Wind on Accretion. // *Sov. Ast.* — 1970. — Vol. 14. — P. 527.
- [6] *Popov S. B., Pons J. A., Miralles J. A. et al.* Population synthesis studies of isolated neutron stars with magnetic field decay // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2010. — Vol. 401, № 4. — P. 2675—2686. 0910.2190.
- [7] *Igoshev Andrei P., Frantsuzova Anastasia, Gourgouliatos Konstantinos N. et al.* Initial periods and magnetic fields of neutron stars // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2022. — Vol. 514, № 3. — P. 4606—4619. 2205.06823.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ ЧИСЛЕННОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ ГАУССА — ЭВЕРХАРТА И LOBBIE

Д. Л. Басхаев

Томский государственный университет

В работе представлен сравнительный анализ эффективности методов численного интегрирования Гаусса — Эверхарта и Lobbie в условиях моделирования орбитального движения астероидов. Исследовалась возмущенная и невозмущенная задача двух тел. Кроме того, проанализировано поведение методов при решении смешанных систем дифференциальных уравнений. В результате выявлена хорошая пригодность обоих методов для решения задач астероидной динамики. Однако более универсальным и эффективным является интегратор Lobbie.

COMPARATIVE ANALYSIS OF NUMERICAL INTEGRATION METHODS OF GAUSS — EVERHART AND LOBBIE

D. L. Baskhaev

Tomsk State University

The paper presents a comparative analysis of the numerical integration methods of Gauss — Everhart and Lobbie in the conditions of simulating the orbital motion of asteroids. The perturbed and unperturbed two-body problem was studied. The behavior of the methods in solving mixed systems of differential equations was also analyzed. As a result, the good suitability of both methods for solving the asteroid dynamics problems was revealed. However, the Lobbie integrator is more versatile and efficient.

Введение

Для решения большинства задач орбитальной динамики необходимо решать дифференциальные уравнения (ДУ), которые невозможно проинтегрировать аналитически. Чтобы получить результат, зачастую прибегают к их численному решению. Уже разработано множество методов, однако есть риск, что их использование будет нерентабельным, и результаты будут недостаточно точны либо же вовсе окажутся недостоверными. Поэтому важно разрабатывать высокоточные и эффективные численные методы интегрирования, которые позволяли бы исследовать интересующие нас задачи.

Данное исследование посвящено сравнительному анализу двух методов численного интегрирования ДУ: интегратору Гаусса — Эверхарта [1] и коллокационному интегратору Lobbie [2]. Моделировалось орбитальное движение астероидов с различными эксцентриситетами в рамках возмущенной и невозмущенной задачи двух тел, и изучалась эффективность данных алгоритмов. Была также изучена новая возможность интегратора Lobbie решать смешанные системы ДУ без перевода их к уравнениям первого порядка.

Описание методики

Объектами исследования в работе являлись интегратор Гаусса — Эверхарта и новый коллокационный интегратор Lobbie, их прототипом стал широко известный интегратор Эверхарта [3]. Но в интеграторе Lobbie в отличие от интегратора Гаусса — Эверхарта используются не канонические полиномы, а полиномы Ньютона. В Lobbie также задействованы разбиения гауссовых квадратур Лобатто, что является причиной наличия только четных порядков и появления геометрических свойств [4]. Более подробно с интеграторами можно ознакомиться в [1, 2].

Для моделирования орбитального движения с сайта Центра Малых Планет были выбраны орбиты астероидов с различными эксцентриситетами: (4964) Kourouka, (3753) Cruithne, (3200) Phaethon. В табл. 1 перечислены их орбитальные характеристики. Данные получены на момент времени t .

Таблица 1. Орбитальные характеристики астероидов

Объекты	Phaethon	Cruithne	Kourouka
a , а. е.	1.271348	0.997716	2.2624391
e	0.889789	0.514934	0.1233911
i , °	22.2571	19.80691	4.91924
Ω , °	265.22	126.22	167.40334
ω , °	322.1801	43.84422	204.864
M , °	143.9764	66.34177	66.341774
T , гг	1.43	1	3.4
t , JD	2459400.5	2459400.5	2459400.5

В качестве реализации интеграторов были взяты их схемы 10-го порядка. Моделирование велось на интервале 100 орбитальных периодов. Для интегратора Lobbie имеются две реализации, соответствующие уравнениям первого (lobbie(I)) и второго (lobbie(II)) порядков. В качестве изменяемого параметра выступала локальная точность на шаге, которая варьировалась от 10^{-2} до 10^{-20} . Итогом анализа является график «точность — быстродействие», в котором оси абсцисс соответствуют значения параметра быстродействия nf — число обращений к процедуре правых частей, а оси ординат — точности интегрирования Δt . Оценка точности интегрирования определялась путем сравнения с эталонными орбитами, которые были посчитаны схемами более высоких порядков.

Изложение результатов

В качестве примера на рис. 1а представлены результаты для астероида Kourouka. На графике видно, что интегратор Lobbie обладает преимуществом в силу возможности интегрировать уравнения второго порядка. Но при высокой точности он уступает интегратору Гаусса — Эверхарта. В диапазоне значений от 10^{-2} до 10^{-15} а. е. явное преимущество у схемы Lobbie второго порядка.

Особенностью данного моделирования является использование в обоих интеграторах трех итераций для вычисления нелинейных уравнений на шаге. При таком значении в схемах интегрирования могут проявляться геометрические свойства [4]. Это можно явно наблюдать при исследовании поведения интегралов задачи двух тел. На рис. 1б приведены результаты отклонения интеграла энергии от начального значения. Эксперимент проводился с постоянным шагом $h = T/16$ для интеграторов 8-го порядка. Наглядно видно, что при

использовании в Lobbie двух итераций идет линейное накопление ошибки, а при трех итерациях ошибка ведет себя устойчиво. Для интегратора Гаусса — Эверхарта геометрические свойства проявляются при использовании 5 итераций. Это свойство позволяет удерживать решение вблизи его орбиты и обеспечивает в данном случае сохранность значений периода и большой полуоси [4]. Данное исследование показывает, что итерационная сходимость в случае Lobbie лучше.

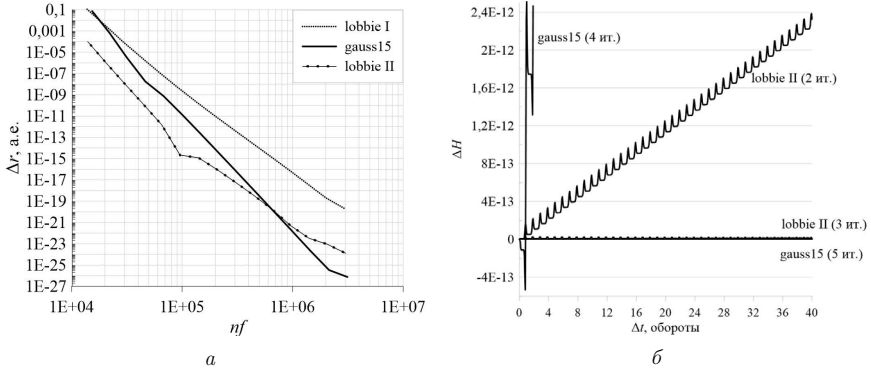


Рис. 1. График «точность — быстродействие» интеграторов Lobbie (I,II) и Гаусса — Эверхарта для астероида Kourvka ($e = 0.12$) на примере решения задачи двух тел (а), отклонение в вычисляемой энергии H для астероида Kourvka ($e = 0.12$) (б)

Следующим этапом является исследование поведения интеграторов в рамках возмущенной задачи двух тел. Результаты исследования представлены на рис. 2а.

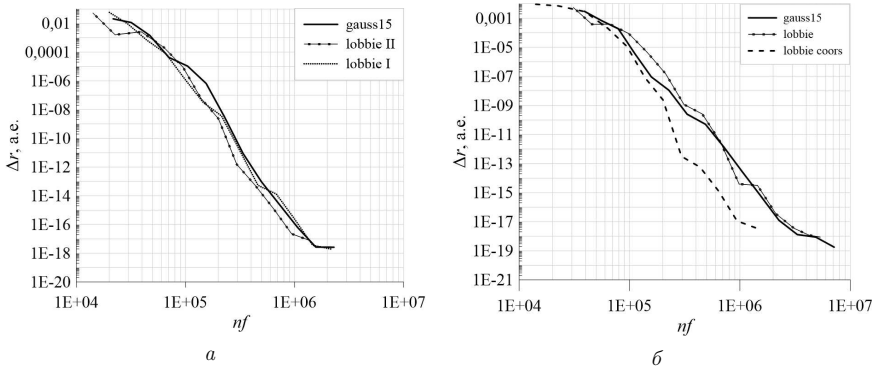


Рис. 2. График «точность — быстродействие» интеграторов Lobbie (I,II) и Гаусса — Эверхарта для астероида Kourvka ($e = 0.12$) на примере решения возмущенной задачи двух тел (а) и на примере решения смешанных систем (б)

Заметно явное ухудшение эффективности всех трех схем. Графики стали менее гладкими, угол наклона уменьшился, что тоже говорит о снижении эффективности. Явного преимущества какого-либо интегратора не выявлено. Все три ломаные линии показывают приблизительно одинаковую эффективность, находятся вблизи друга и достигают

своего предела точности при 10^{-18} – 10^{-19} а. е. Такое поведение обусловлено влиянием ошибок, накапливаемых в координатах планет. Значения этих величин считывались из фонда координат DE431. Ограничения в нашем исследовании обусловлены двойной точностью фонда.

При исследовании решения смешанных систем было обнаружено, что, несмотря на результаты работы [2], ожидаемой повышенной эффективности интегратора Lobbie не удалось получить (графики *lobbie* и *gauss15*). Пониженная эффективность обуславливается самим видом добавочных уравнений в вариациях для параметра *MEGNO*. Вклад от вычисления добавочных переменных стал существенным, и шаг интегрирования начал быстро дробиться. Для решения этой проблемы были решено определять шаг только по координатам. Из рис. 2б (*lobbie coor*) можно заметить, что удалось повысить быстродействие более чем в два раза.

Заключение

Таким образом, в ходе данного исследования изучена эффективность и поведение интеграторов Гаусса — Эверхарта и Lobbie. Были получены следующие результаты:

1. Обнаружено значительное преимущество интегратора Lobbie для решения задачи двух тел в силу возможности интегрировать уравнения второго порядка.
2. Выявлено наличие геометрических свойств в обоих интеграторах, а также условия их возникновения. Более эффективным в числе итераций является интегратор Lobbie.
3. Не было обнаружено существенного преимущества какого-либо из интеграторов при решении возмущенной задачи двух тел.
4. Интегратор Lobbie показал более высокую эффективность в решении смешанных систем ДУ нежели интегратор Гаусса — Эверхарта.

Обобщая, можно сделать вывод о том, что оба интегратора хорошо подходят для решения задач астероидной динамики. Однако более универсальным и эффективным является интегратор Lobbie.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-72-10022, <https://rscf.ru/project/19-72-10022/>

Библиографические ссылки

- [1] *Avdushev V. A.* Интегратор Гаусса-Эверхарта // Вычислительные технологии. — 2010. — Vol. 15. — P. 31–46.
- [2] *Avdushev V. A.* Коллокационный интегратор Lobbie в задачах орбитальной динамики // *Астрономический вестник*. — 2021. — Vol. 56. — P. 36–46.
- [3] *Everhart E.* Implicit Single Sequence Methods for Integrating Orbits // *Celest. Mech.* — 1974. — Vol. 10. — P. 35–55.
- [4] *Hairer E., Lubich C., Wanner G.* Geometric Numerical Integration: Structure-Preserving Algorithms for Ordinary Differential Equations // Springer. — 2002. — P. 659.

ПРИМЕНЕНИЕ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ В АНАЛИЗЕ РЕЗУЛЬТАТОВ АСТРОХИМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

А. В. Воронова¹, Д. З. Виебе²

¹Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), ²Институт астрономии РАН

Представлен алгоритм ранжирования физических параметров в зависимости от их влияния на кинетику данной молекулы в процессе химических реакций в молекулярном облаке. С помощью математической статистики и машинного обучения «с учителем» удалось оценить важность каждого из заданных параметров для каждой молекулы, присутствующей в сетке реакций.

USING MACHINE LEARNING TO ANALYZE RESULTS OF ASTROCHEMICAL MODELLING

A. V. Voronova¹, D. S. Wiebe²

¹Moscow Institute of Physics and Technology, ²Institute of Astronomy of the RAS

We present an algorithm to rank physical parameters according to their influence to the kinetics of a certain molecule in chemical reactions occurring in molecular clouds. Using mathematical statistics and supervised machine learning, we succeeded in estimating an importance of each of the studied parameters for each molecule in the chemical network.

Введение

Одним из важнейших методов диагностики физико-химических условий в областях звездообразования является астрохимическое моделирование. Оно состоит в решении уравнений химической кинетики и позволяет воспроизводить молекулярный состав, соответствующий конкретным стационарным или меняющимся физическим условиям. Сопоставление расчетного и наблюдаемого молекулярного состава позволяет оценить адекватность принятой физической модели.

Рассматриваемыми уравнениями описываются химические реакции в газовой фазе, реакции в конденсированном веществе (в ледяных мантиях пылинок) и процессы обмена между этими фазами. Проблема астрохимических моделей состоит в большом количестве плохо ограниченных или неизвестных параметров. При этом варьировать их все для исследования чувствительности к ним получаемых результатов невозможно. Поэтому на практике для некоторых параметров задаются «общепринятые» значения, не обладающие при этом достаточным экспериментальным или теоретическим обоснованием.

В особенной степени это относится к параметрам реакций, происходящих в ледяных мантиях космических пылинок. Для описания этих реакций широко используется подход, предложенный в работах [1, 2]. В рамках этого подхода предполагается, что поверхность пылинки разделена на отдельные активные центры (потенциальные ямы) и что реакция между двумя реагентами происходит при их попадании в один и тот же центр. Поверхностная плотность активных центров n_s имеет значение порядка 10^{15} см^{-2} . Скорость реакции зависит от скорости тепловых блужданий молекул по поверхности пылинки, а эта последняя зависит от высоты потенциального барьера, разделяющего соседние активные центры, E_b . Обычно предполагается, что для данной молекулы величина E_b составляет фиксированную долю f энергии десорбции, E_D . Для f обычно принимается значение 0.3–0.5.

Сами энергии десорбции обычно более обоснованы, однако и с ними связаны существенные неопределенности, обусловленные, например, тем, что энергия десорбции молекулы с поверхности пылинки зависит от состава мантии, который меняется со временем.

Естественный способ исследовать чувствительность модели к этим и другим подобным параметрам состоит в том, чтобы варьировать их в определенных пределах и анализировать связанные с этим варьированием изменения конечных результатов, выявляя либо параметры, наиболее сильно влияющие на теоретическое содержание определенной молекулы, либо молекулы, теоретическое содержание которых наиболее чувствительно к изменениям определенного параметра. Однако число даже базовых параметров превышает десяток, при этом чувствительность модели к одному параметру может зависеть от другого параметра. Поэтому прямолинейное исследование этой проблемы весьма ресурсоемко. В данной работе мы рассматриваем возможность выявления параметров, наиболее сильно влияющих на результаты астрохимического моделирования, при помощи методов машинного обучения. Для проведения расчетов мы использовали астрохимический комплекс Presta [3], позволяющий моделировать эволюцию содержаний молекул в межзвездном веществе с учетом реакций в газовой и твердой фазах, а также процессов обмена между этими фазами.

Постановка задачи и используемые методы

Классическое машинное обучение строится на статистических алгоритмах, самостоятельно находящих решение путем комплексного использования данных, из которых выводятся закономерности и на основе которых делаются прогнозы. Для запуска процесса машинного обучения необходим обучающий набор данных (некоторое количество исходных данных), на которых алгоритм будет учиться. В обучающем наборе есть признаки и целевая переменная (например, признаками могут являться характеристики излучения звезды, а целевой переменной — ее спектральный класс). Для оценки качества построенной модели необходимо проверить ее предсказание на ранее не использовавшихся данных, которые называются тестовой выборкой. Сравнивая целевые переменные тестовой выборки со значениями, предсказанными моделью по тестовым признакам, можно определить, насколько хорошо она работает.

Чтобы понять, как изменение параметров влияет на изменение результатов моделирования, необходимо перевести рассматриваемую задачу на математический язык. Результатом химического моделирования можно назвать набор кинетических кривых, которые меняют свое поведение при варьировании параметров (см. рис. 1). Изменение результата моделирования при переходе от одного набора к другому можно выразить как площадь между соответствующими двумя кривыми, объявив ее целевой переменной. Задача предсказания действительных целевых переменных может решаться моделями разной сложности. Можно выделить три основные группы моделей: линейная регрессия, решающее дерево и ансамбли.

Мы используем как базовые, так и более усовершенствованные алгоритмы машинного обучения. Самым простым является решающее дерево (Tree). Построение дерева происходит итеративно, начиная с корневой вершины. Вершину дерева нужно разбить на две ветки. Обозначим через R_m множество объектов, попавших в вершину, разбиваемую на данном шаге, а R_r и R_l — объекты, попадающие в правое и левое дерево, соответственно. Разбиение происходит с помощью максимизации функционала

$$Q(R_m, j, s) = H(R_m) - \frac{|R_l|}{|R_m|} H(R_l) - \frac{|R_r|}{|R_m|} H(R_r), \quad (1)$$

где $H(R)$ — критерий информативности, оценивающий качество распределения целевой переменной среди объектов множества R . Чем меньше разнообразие целевой переменной, тем

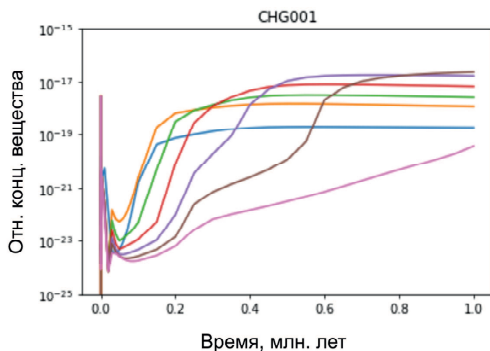


Рис. 1. Зависимость кинетики молекулы s-CH от энергии десорбции CO

меньше критерий информативности. В данной работе используется энтропийный критерий

$$H_{\text{ent}}(R) = - \sum_{k=1}^K p_k \log p_k, \quad (2)$$

где p_k — доля объектов класса k , попавших в вершину R . Энтропийный критерий позволяет определить параметр и порог, который разделяет данные на две группы, несущие внутри себя наименьший хаос из всех возможных разбиений.

Деревья склонны к переобучению, то есть, практически идеально описывая обучающий набор, могут сильно ошибаться в предсказаниях на тестовых данных. Для устранения этой проблемы используются ансамбли из нескольких разных алгоритмов. Первым способом создания такого ансамбля является усреднение предсказаний нескольких глубоких деревьев, каждое из которых обучается по произвольно выбранному набору из исходных данных (модель Forest). Вторым способом улучшения качества деревьев является бустинг (модель Boosting). Первое дерево обучается и предсказывает целевую переменную, затем вычисляется среднеквадратичная ошибка предсказания первого дерева. Второе дерево будет предсказывать ошибку первого, тем самым уменьшая общую ошибку ансамбля.

С помощью таких алгоритмов решаются задачи регрессии и классификации, однако нам важнее другое свойство — определение самых важных признаков, сильнее всего влияющих на поведение целевой переменной, то есть величины, которую мы хотим предсказать. Изменение предсказываемого содержания молекулы в зависимости от одного параметра можно изобразить на двумерном графике (рис. 1). Однако нам важно увидеть изменения в поведении молекулы при варьировании нескольких параметров одновременно. Были выбраны четыре варьируемых параметра: энергия десорбции CO, энергия десорбции H, отношение f и плотность активных центров n_s . Работа проводилась на сокращенной сетке реакций, включающей только H, H₂, C⁺, CO, CO⁺, HCO⁺, OH, HCO, s-H, s-CO, s-HCO (префикс «s-» обозначает компоненты в твердой фазе). Эта сетка содержит набор реакций, описывающих химию CO. Гидроксил включен в нее в качестве контрольного соединения.

Объект в выборке создавался так: выбирались два набора параметров (8 признаков), для каждого из них проводилось моделирование, затем подсчитывалась разница между двумя полученными линиями, и эта разница объявлялась целевой переменной. Алгоритм обучается предсказывать изменение кинетики молекулы по двум наборам параметров — начальному и конечному.

Результаты

Результаты работы алгоритма определения наиболее важных параметров представлены на рис. 2. По оси x отложены названия варьируемых параметров, по оси y — названия молекул. На пересечениях находятся значения, показывающие относительную важность параметров для каждой молекулы. Как видно на графиках, результаты работы моделей различаются. Как и ожидалось, никакие из рассмотренных параметров не влияют на изменение кинетики молекулы OH. Энергия десорбции CO является самым важным параметром для молекулы CO, на остальные молекулы изменение этого параметра практически не влияет. Можно отметить, что бустинг сработал не совсем верно — практически для всех молекул модель определила самым важным параметром энергию десорбции водорода, что выглядит некорректно. В дальнейших исследованиях стоит использовать переобученные модели, так как нам важно не генерализовать структуру данных, а уловить любые взаимосвязи.

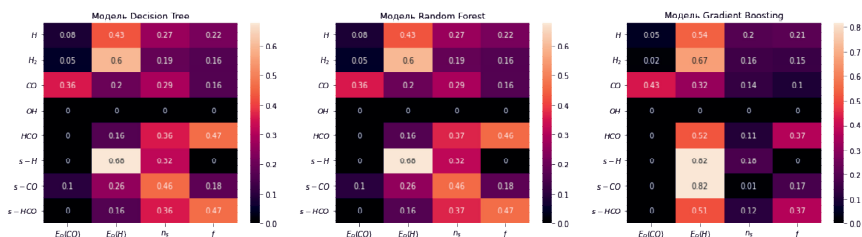


Рис. 2. Относительная важность параметров для молекул сокращенной сетки

Заключение

По результатам работы удалось определить наиболее важные параметры для молекул короткой сетки химической реакции. Также можно сделать вывод о необходимости усовершенствования алгоритма под специфику задач астрохимии: изменяя один параметр, мы можем изменить только его (например, энергия десорбции) или же большое количество параметров внутри моделирования (например, f — доля энергии десорбции, описывающая высоты потенциальных барьеров для всех молекул).

Библиографические ссылки

- [1] Hasegawa Tatsuhiro I., Herbst Eric, Leung Chun M. Models of Gas-Grain Chemistry in Dense Interstellar Clouds with Complex Organic Molecules // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1992. — Vol. 82. — P. 167.
- [2] Hasegawa Tatsuhiro I., Herbst Eric. New gas-grain chemical models of quiescent dense interstellar clouds :the effects of H2 tunnelling reactions and cosmic ray induced desorption // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1993. — Vol. 261. — P. 83–102.
- [3] Kochina O. V., Wiebe D. S., Kalenskii S. V., Vasyunin A. I. Modeling of the formation of complex molecules in protostellar objects // *Astronomy Reports.* — 2013. — Vol. 57, № 11. — P. 818–832.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ПАДЕНИЙ МЕТЕОРИТОВ И БОЛИДОВ ПО ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Е. Р. Высоких

Челябинский государственный университет

Проведен анализ зависимости числа зарегистрированных падений метеоритов на единицу площади от численности населения стран Европы и Азии. Использовалась выборка 964 падений метеоритов с 1860 по 2021 г. Показано, что имеется корреляция плотности падений метеоритов с плотностью населения, а также с уровнем развития населения и неоднородностью распределения населения по территории. Болиды регистрируют с помощью приборов, распределение числа болидов по географической долготе близко к равномерному. У полюсов число регистраций болидов на единицу площади падает в ~ 1.42 раза в Северном и в ~ 1.53 — в Южном полушарии.

THE DISTRIBUTION OF THE NUMBER OF METEORITES AND BOLIDES OVER THE EARTH'S SURFACE

E. R. Vysokikh

Chelyabinsk State University

The analysis of the dependence of the number of recorded meteorites per unit in area on the population of Europe and Asia countries is carried out. A sample of 964 meteorites from 1860 to 2021 was used. It is shown there is a correlation between the density of meteorite and the population density, as well as the level of the population development and the heterogeneity of the distribution of the population across the territory. The bolides are registered by the instruments, and the distribution of the registered bolides number of along geographical longitude is close to uniform. At the poles, the number of bolide registrations per unit area drops by ~ 1.42 times in the Northern Hemisphere and by ~ 1.53 in the Southern Hemisphere.

Введение

Ежегодно на поверхность Земли выпадает несколько десятков тысяч тонн космического вещества [1]. Не все вошедшие в атмосферу Земли метеороиды регистрируются как метеориты, часть из них полностью сгорает в атмосфере, часть попадает в моря и океаны, которые занимают $\sim 70\%$ поверхности Земли. Лишь малая часть упавших на сушу метеоритов может быть найдена.

По способу обнаружения все метеориты делятся на падения и находки. Падениями называют метеориты, найденные сразу же после наблюдавшегося торможения метеороида в земной атмосфере. Если метеороид разрушился на множество фрагментов, дополнительные экземпляры могут находить и после падения. Метеориты, падение которых не наблюдалось, называют находками (<https://www.meteorites.ru>). Таким образом, регистрация падений метеоритов происходит там, где есть наблюдатели.

Регистрация болидов осуществляется с помощью инфразвуковых станций международной сети по отслеживанию ядерных испытаний, болидных сетей и спутников и не зависит от наличия наблюдателя. Среднее число ежегодно регистрируемых болидов почти в 5 раз превышает число метеоритов [2].

Представляет интерес исследовать и сравнить распределение числа зарегистрированных падений метеоритов и болидов по поверхности Земли.

Распределение числа падений метеоритов по странам

Информация о падениях метеоритов на Землю приведена в Meteoritical Bulletin Database (<http://www.lpi.usra.edu/meteor/>). С 1860 по 2021 г. зарегистрировано 964 падения. Мы провели анализ зависимости числа зарегистрированных падений метеоритов на единицу площади (плотность падений метеоритов) от численности населения стран Европы и Азии (<https://www.worldometers.info/>). В Европе, за исключением Восточной и Северной Европы, плотность падений метеоритов составила ~ 0.33 шт./млн км²·год). В Северной Европе плотность населения меньше и плотность падений метеоритов равна ~ 0.13 , на европейской части территории России она составляет ~ 0.044 шт./млн км²·год).

В Азии самая большая плотность падений метеоритов наблюдается в Японии, ~ 0.56 шт./млн км²·год), что согласуется с высокой плотностью населения страны. Далее в порядке уменьшения плотности падений следует Бангладеш и Индия — 0.35 и 0.20 шт./млн км²·год), хотя плотность населения в этих странах выше, чем в Японии. В азиатских странах с небольшой плотностью населения: Пакистан, Индонезия, Турция, Казахстан, азиатская часть России — плотность зарегистрированных падений метеоритов существенно ниже по сравнению с Японией, но зависимости от плотности населения четко не прослеживается. Это указывает на влияние других факторов: уровня культуры населения, неравномерности распределения населения по территории страны.

В статье Хьюза [3], где исследована статистика падения метеоритов с 1700 по 1975 г., для Японии (исключая Хоккайдо), найдено значение ~ 0.66 метеоритов в год на 1 млн км². Для Европы, исключая Норвегию, Швецию и Россию, Хьюз получил ~ 0.3 метеоритов в год на 1 млн км². Это согласуется с результатами нашей работы.

Распределение числа регистраций болидов по географической широте и долготе

Данные о 880 болидах с энергией больше 0.07 кт в ТНТ, зарегистрированных с 1995 по 2021 г., представлены на сайте NASA (<https://cneos.jpl.nasa.gov/fireballs/>). Для изучения зависимости числа регистраций болидов от географической широты были выделены участки с интервалом широт в 15°, по которым отсортированы болиды. Поскольку площади этих участков разные и к полюсам уменьшаются, было рассчитано число болидов на 1 млн км² (плотность регистраций болидов). На рис. 1 представлена зависимость числа зарегистрированных болидов на единицу площади от географической широты. На рисунке видно, что число зарегистрированных болидов на 1 млн км² примерно одинаково на широте от 0 до 75°. У полюсов, на интервале широт 75–90°, плотность регистраций болидов падает в ~ 1.42 раза в Северном и в ~ 1.53 в Южном полушарии. В Северном полушарии есть «провал» плотности болидов на широте 60–75°. Одна из причин уменьшения плотности болидов к полюсам может быть связана с особенностями движения тел Солнечной системы. Орбиты планет Солнечной системы и астероидов лежат практически в одной плоскости, называется плоскость эклиптики. Наклон оси вращения Земли по отношению к плоскости, перпендикулярной плоскости ее движения, составляет 23.5°. Поэтому число метеороидов, ходящих в атмосферу Земли, должно уменьшаться к полюсам. Второй возможной причиной является отягощенность используемой выборки эффектами наблюдательной селекции. Данные о болидах, которые мы использовали, получены по наблюдениям со специальных спутников и на сайте NASA (<https://cneos.jpl.nasa.gov/fireballs/>), нет утверждений о их полноте. Полнота данных зависит от покрытия земной атмосферы наблюдениями, по широте спутниковые наблюдения скорее всего нельзя считать равномерными.

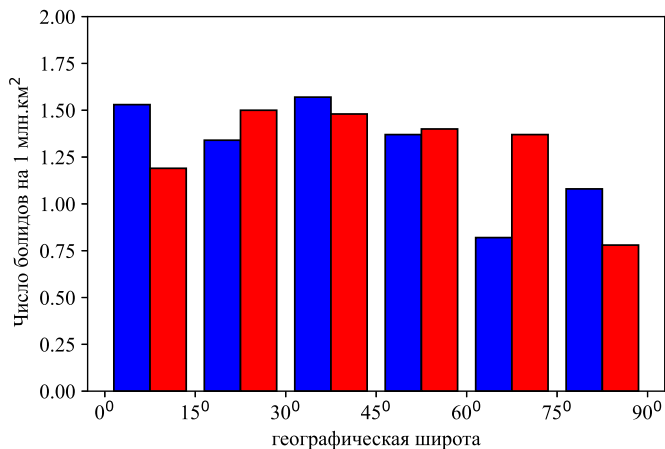


Рис. 1. Зависимость числа зарегистрированных болидов от географической широты. Синим цветом выделено Северное полушарие, красным — Южное полушарие

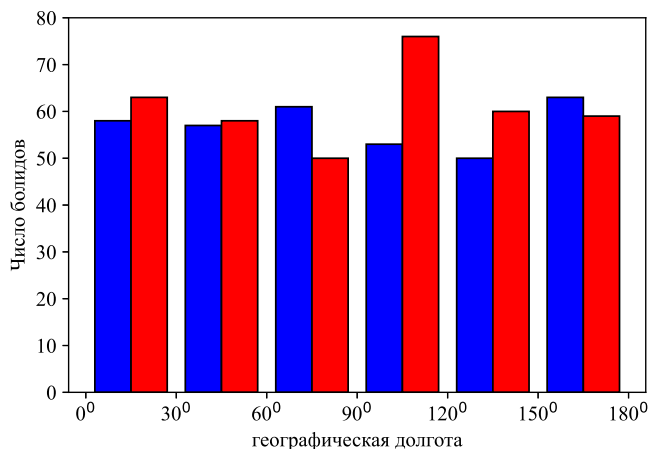


Рис. 2. Зависимость числа зарегистрированных болидов от географической долготы. Синим цветом выделено Западное полушарие, красным — Восточное полушарие

При исследовании зависимости числа падений болидов от долготы земной шар был разбит на 12 секторов с интервалом в 30°, по которым отсортированы болиды. Площади секторов земного шара при таком разбиении равны. На рис. 2 видно, что число регистраций болидов практически не зависит от географической долготы. Небольшой избыток числа болидов имеется только на интервале 90—120° восточной долготы.

В работе [4] авторы исследовали распределение по широте и долготе для 33 суперболидов с энергией взрыва в диапазоне от 1 до ~ 500 кт, зарегистрированных с 2000 по 2014 г. инфразвуковыми датчиками международной системой мониторинга. Они показали, что распределение плотности регистраций болидов по широте не является равномерным, наблюдается ее уменьшение на широтах выше 50° . Распределение числа регистраций болидов по долготе близко к равномерному. Некоторое отличие от результатов, полученных в нашей работе, может быть связано с используемыми выборками. Мы использовали выборку болидов с энергией больше 0.07 кт, а в [4] исследовали выборку суперболидов с энергией больше 1 кт.

Заключение

В работе исследовано распределение числа падений метеоритов и болидов по поверхности Земли на основе данных о 964 метеоритах, зарегистрированных с 1860 по 2021 г., и о 880 болидах с энергией больше 0.07 кт в ТНТ, зарегистрированных с 1995 по 2021 г.. Анализ полученных распределений позволяет сделать следующие выводы:

- имеется корреляция числа падений метеоритов на 1 млн км^2 в год с плотностью населения стран Европы и Азии, а также с уровнем развития населения и неоднородностью распределения населения по территории;
- болиды регистрируют с помощью приборов, число регистрируемых болидов не зависит от географической долготы. У полюсов число регистраций болидов на единицу площади падает в ~ 1.42 раза в Северном и в ~ 1.53 в Южном полушарии. Возможными причинами этого могут являться как неполнота данных о регистрации падений метеороидов вблизи полюсов с помощью спутниковых наблюдений, так и анизотропность падений метеороидов на Землю.

Полученные результаты не противоречат результатам других авторов.

Библиографические ссылки

- [1] Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра / ред. Б. М. Шустов, Л. В. Рыхлова. — М. : Физматлит, 2010. — 384 с.
- [2] Дудоров А. Е., Еретнова О. В. Частота падений метеоритов и болидов // *Астрон. вестн.* — 2020. — Т. 54. — С. 247–259.
- [3] Hughes D. W. Meteorite Falls and Finds: Some Statistics // *Meteorities.* — 1981. — Vol. 16. — P. 269–281.
- [4] de La Fuente Marcos C., de La Fuente Marcos R. Recent multi-kiloton impact events: are they truly random? // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 446. — P. L31–L35.

МОЛЕКУЛЫ ВОКРУГ V645 CYG

А. Д. Гималиева¹, С. В. Салий¹, М. С. Кирсанова^{1,2}

¹Уральский федеральный университет, ²Институт астрономии РАН

В работе исследовалось излучение линий молекул на длинах волн 3–4 мкм в направлении молодой звезды типа Ae/Be Хербига V645 Cyg. Получены карты интегральных интенсивностей линий переходов молекул ^{13}CO , C^{18}O , CS, C^{34}S , HCO^+ , HNC, HCN , CH_3OH , N_2H^+ и HCN и исследована кинематика облака вокруг звезды. Проведены оценки лучевых концентраций и обилий 23 молекул. Показано, что астрохимические особенности в V645 Cyg соответствуют смеси двух сред на луче зрения: темного плотного облака и области фотодиссоциации.

MOLECULES AROUND V645 CYG

A. D. Gimalieva¹, S. V. Salii¹, M. S. Kirsanova^{1,2}

¹Ural Federal University, ²Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences

In this work we studied the 3–4 μm radiation of a clump around young Ae/Be star V645 Cyg. We built molecular line emission maps for ^{13}CO , C^{18}O , CS, C^{34}S , HCO^+ , HNC, HCN, N_2H^+ and CH_3OH . We estimated column densities and abundances of 23 molecules and found that we observe a mixture of dark cloud and photodissociation region towards V645 Cyg.

Введение

Звезды типа Ae/Be Хербига — это молодые (≤ 10 млн лет) звезды до главной последовательности промежуточной массы ($2\text{--}10 M_{\odot}$). В оптическом диапазоне звезды данного типа имеют спектры, характерные для звезд спектральных классов A и B, но с эмиссионными линиями, чаще всего в линиях серий водорода. В ИК-области у таких звезд наблюдается избыток излучения, что указывает на наличие околозвездного вещества и остатков родительского молекулярного облака вокруг них. Изучение молекулярного газа, окружающего объекты этого типа, дает возможность связать между собой представления о химической эволюции массивных и маломассивных протозвезд.

Наблюдения и методы исследования

Наблюдения проводились в декабре 2016 г., феврале 2017 г. и марте 2019 г. на 20-м телескопе Онсала (Швеция). Обработка данных наблюдений проводилась в пакете GILDAS (<https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>).

Для определения характеристик молекулярного газа было использовано предположение о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР), поскольку сложные молекулы образуются и излучают в молекулярных облаках с высокой плотностью. Оценка температуры возбуждения газа проводилась методом вращательных диаграмм, подробно описанном, например, в работе [1].

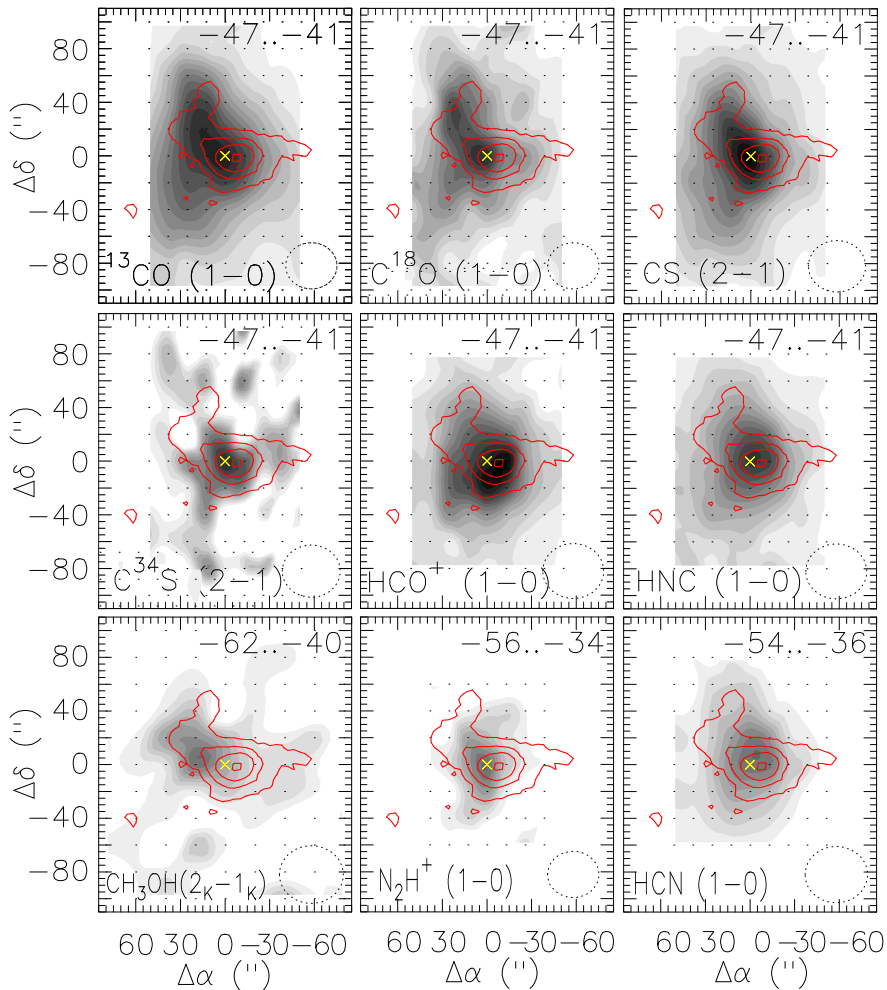


Рис. 1. Карты интегральных интенсивностей линий излучения молекул ^{13}CO (1–0), C^{18}O (1–0), CS (2–1), C^{34}S (2–1), HCO^+ (1–0), HNC (1–0), CH_3OH ($2_K - 1_K$), N_2H^+ (1–0), HCN (1–0). Градации серого — интегральные интенсивности в интервалах скоростей (приведены в верхнем правом углу); красные контуры — излучение пыли на 850 мкм [2]; желтым крестиком отмечено положение звезды

Результаты и обсуждение

Были построены карты распределения интегральных интенсивностей в линиях переходов молекул: ^{13}CO (1–0), C^{18}O (1–0), $\text{CS}(2-1)$, C^{34}S (2–1), HCO^+ (1–0), HNC (1–0), HCN (1–0), N_2H^+ (1–0) и CH_3OH ($2_K - 1_K$) (рис. 1).

На картах излучения абсолютного большинства молекул, за исключением CH_3OH , пик излучения совпадает с положением звезды и пиком излучения в пыли. Пик излучения в квартете линий CH_3OH смещен к северо-востоку. Излучение в N_2H^+ распределено наиболее компактно, граница излучения этой молекулы лежит внутри более широких границ излучения изотопологов CO , молекулы CS и иона HCO^+ . Согласно [3], N_2H^+ считается индикатором внутренних областей облаков, что подтверждается и в нашем случае.

Для молекулы CH_3CCH было отождествлено 4 линии из серии $6_K - 5_K$ и 2 линии из серии $5_K - 4_K$. По этим линиям была построена вращательная диаграмма, представленная на рис. 2.

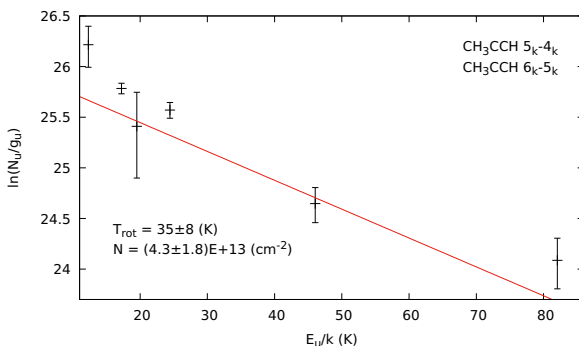


Рис. 2. Вращательная диаграмма по сериям линии $6_K - 5_K$ и $5_K - 4_K$ молекулы CH_3CCH

Оценка вращательной температуры $T_{rot} = 35 \pm 8$ K, полученная по диаграмме 2, в пределах погрешности совпадает с оценкой температуры пыли, 38 K, приведенной в работе [2]. Тепловое излучение CH_3CCH наблюдается при плотностях $n \approx 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ [4, 5]. При таких плотностях можем считать адекватным использование предположения об ЛТР и надежность полученного значения T_{rot} в качестве оценки кинетической температуры газа.

Полученная оценка температуры возбуждения газа $T_{rot} = 35 \pm 8$ K использовалась при расчете лучевых концентраций молекул, для которых отождествлены только одиночные линии. По данным ИК-обзора SASSY [6], оценена лучевая концентрация молекулярного водорода, $N_{\text{H}_2} = 2.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, что позволило рассчитать значения обилий для 23 молекул $x = \frac{N_{\text{mol}}}{N_{\text{H}_2}}$. Полученные значения лучевых концентраций и обилий приведены в таблице.

Основываясь на сравнении полученных значений обилий молекул со значениями обилий молекул в облаках разных типов, мы пришли к выводу, что сгусток, окружающий V645 Cyg, имеет признаки как темного плотного облака, так и ФДО. Не исключено, что ФДО присутствует во внутренней области сгустка, поскольку V645 Cyg, будучи звездой типа Ae/Be Херbiga, может являться мощным источником УФ-излучения. Признаки плотного облака могут наблюдаться из-за наличия в спектре излучения сложных молекул, которые не были разрушены УФ-излучением звезды. Скорее всего излучение сложных молекул было получено либо из остатков родительского молекулярного облака звезды, либо из внешней части интересующего нас сгустка.

Лучевые концентрации N и обилия $x = \frac{N_{mol}}{N_{H_2}}$ молекул

Молекула	N , (см ⁻²)	x
CO	$(4.4 \pm 0.1) \times 10^{18}$	2.1×10^{-4}
H ₂ CO	$(1.3 \pm 0.1) \times 10^{14}$	6.3×10^{-9}
CCH	$(1.2 \pm 0.1) \times 10^{14}$	5.7×10^{-9}
HCO ⁺	$(1.0 \pm 0.1) \times 10^{14}$	4.8×10^{-9}
CS	$(9.1 \pm 0.6) \times 10^{13}$	4.3×10^{-9}
CH ₃ OH	$(9.0 \pm 7.0) \times 10^{13}$	4.2×10^{-9}
HCN	$(6.6 \pm 0.4) \times 10^{13}$	3.1×10^{-9}
N ₂ H ⁺	$(6.1 \pm 0.1) \times 10^{13}$	2.9×10^{-9}
CH ₃ CCH	$(6.0 \pm 2.0) \times 10^{13}$	2.9×10^{-9}
SO	$(3.7 \pm 0.1) \times 10^{13}$	1.8×10^{-9}
HNC	$(2.7 \pm 0.1) \times 10^{13}$	1.3×10^{-9}
H ₂ CS	$(7.0 \pm 0.7) \times 10^{12}$	3.3×10^{-10}
CH ₃ CHO	$(4.4 \pm 1.4) \times 10^{12}$	2.1×10^{-10}
HC ₃ N	$(3.8 \pm 0.1) \times 10^{12}$	1.8×10^{-10}
SO ₂	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{12}$	1.5×10^{-10}
CCS	$(2.6 \pm 0.2) \times 10^{12}$	1.2×10^{-10}
c-C ₃ H ₂	$(2.1 \pm 0.3) \times 10^{12}$	1.0×10^{-10}
HCO	$(2.1 \pm 0.6) \times 10^{12}$	1.0×10^{-10}
HNCO	$(1.6 \pm 0.1) \times 10^{12}$	7.6×10^{-11}
CH ₃ CN	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^{12}$	5.2×10^{-11}
DCO ⁺	$(1.7 \pm 0.2) \times 10^{12}$	8.1×10^{-11}
DNC	$(4.4 \pm 0.9) \times 10^{11}$	2.1×10^{-11}
SiO	$(3.5 \pm 0.7) \times 10^{11}$	1.7×10^{-11}

Благодарности

Работа С. В. Салий (построение карт распределения интегральных интенсивностей, обсуждение результатов) выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

Библиографические ссылки

- [1] *Kalenskii S. V., Kurtz S.* Analytical methods for measuring the parameters of interstellar gas using methanol observations // *Astronomy Reports.* — 2016. — Vol. 60, № 8. — P. 702–717. 1710.07605.
- [2] *Sandell Göran, Weintraub David A., Hamidouche Murad.* A Submillimeter Mapping Survey of Herbig AeBe Stars // *Astrophys. J.* — 2011. — Vol. 727, № 1. — P. 26. 1011.3747.
- [3] *Bergin Edwin A., Alves João, Huard Tracy, Lada Charles J.* N₂H⁺ and C¹⁸O Depletion in a Cold Dark Cloud // *Astrophys. J. Lett.* — 2002. — Vol. 570, № 2. — P. L101–L104. astro-ph/0204016.
- [4] *Askne J., Hoglund B., Hjalmarsen A., Irvine W. M.* Methyl acetylene as a temperature probe in molecular clouds // *Astron. Astrophys.* — 1984. — Vol. 130. — P. 311–318.
- [5] *Bergin Edwin A., Goldsmith Paul F., Snell Ronald L., Ungerechts Hans.* CH 3C 2H as a Temperature Probe in Dense Giant Molecular Cloud Cores // *Astrophys. J.* — 1994. — Vol. 431. — P. 674.
- [6] *Thompson M. A., Serjeant S., Jenness T. et al.* The SCUBA-2 “All-Sky” Survey // arXiv e-prints. — 2007. — P. arXiv:0704.3202. 0704.3202.

ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ, СТРАНСТВУЮЩИЕ В МЛЕЧНОМ ПУТИ

А. А. Запорожец¹, Е. А. Васильев², В. А. Белокуров²

¹*Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, МГУ,*

²*Institute of Astronomy, Cambridge, UK*

Благодаря новым данным о нашей галактике, полученным от Gaia и других обзоров, мы знаем, что Млечный Путь возник в результате слияния двух галактик около 8–11 млрд лет назад. Предполагая, что в центре обеих из них находились сверхмассивные черные дыры, мы моделируем эти системы, чтобы исследовать возможные сценарии эволюции этих черных дыр (ЧД). Оказывается, динамическое трение, являющееся самым сильным сопротивлением при движении черной дыры сквозь среду звезд, всегда меньше гравитационного притяжения к центру на несколько порядков и не является достаточно мощным, чтобы заставить меньшую черную дыру упасть на большую. Этот результат означает, что, возможно, в Млечном Пути есть сверхмассивная черная дыра, которая движется по некоторой стабильной орбите вокруг центра. Следующий интересный шаг — поиск наблюдательных особенностей такой черной дыры для дальнейшего нахождения ее на небе.

WANDERING BLACK HOLES IN MILKY WAY HALO

A. A. Zaporozhets¹, E. A. Vasiliev², V. A. Belokurov²

¹*Sternberg Astronomical Institute, MSU,*

²*Institute of Astronomy, Cambridge, UK*

Thanks to the new data about our galaxy from Gaia and other surveys, we know that Milky Way originated from the merger of two galaxies about 8–11 billion years ago. Assuming that both of them had supermassive black holes in their centre, we model these systems over time to explore what might have happened to said black holes. Turns out that dynamical friction, which is the strongest drag force for the black hole that is moving through the medium of stars, is always smaller than gravitational pull towards the centre by several orders of magnitude and is not powerful enough to make the smaller black hole to fall onto the bigger one. This outcome means that there possibly is an SMBH in the Milky Way that is moving on some stable orbit around the centre. The next interesting step to take would be to look for some observational signatures of such black hole and try to find it on the sky.

Мотивация

Одним из интересных вопросов астрономии является набор массы черными дырами. Есть несколько способов для них увеличить ее: поглощение газа или звезд вокруг себя или слияние с другими черными дырами. Мы исследуем последний из этих вариантов и обсуждаем вероятность слияния двух таких ЧД.

Первый вопрос, который возникает: откуда могут взяться две черные дыры в окрестности друг друга? Одним из возможных ответов будет являться столкновение двух галактик. Если две такие звездные системы сравнимой массы оказываются близко друг к другу, они могут слиться и образовать новую галактику, в которой будут две сверхмассивные черные дыры внутри. Используя численное решение задачи N -тел, мы пытаемся ответить на вопрос, где эти две черные дыры могут оказаться и может ли возникнуть ситуация, при которой они начнут процесс слияния.

К счастью, этот вопрос не полностью теоретический. Благодаря новым обзорам неба (таким, как SDSS и GAIA), мы имеем хорошее представление о типичных скоростях, массах и свойствах объектов внутри Млечного Пути. Используя эти данные, был сделан вывод [1, 2] о том, что Млечный Путь испытал большое слияние 8–11 млрд лет назад. Предок Млечного Пути и объект, названный Gaia-Enceladus, образовали систему, которую мы сейчас называем нашей Галактикой. Предполагая, что внутри Gaia-Enceladus была своя сверхмассивная черная дыра, давайте исследуем ее эволюцию и сделаем предположения, где она может быть сейчас.

Моделирование

Процесс эволюции заключается в следующем:

1. Рассматривается система из двух галактик, каждая из которых есть набор материальных точек, определяемых тремя компонентами скорости, тремя компонентами положения и массой. Далее эти точки интегрируются в рамках задачи N -тел [3]. Внутри этих моделей нет черной дыры как отдельной точки — в каждый момент времени подразумевается, что черная дыра соответствующей галактики находится в центре потенциальной ямы этой галактики. Черные дыры как отдельные точки появятся после разрушения галактик при интегрировании их уравнений движения в стационарном потенциале новой галактики.

Далее эти галактики начинают движение на встречу друг другу с разными углами и поворотами.

2. С движением времени меньшая галактика («галактика-спутник») начинает постепенно терять массу и в конце концов оказывается разрушена. В этот момент черная дыра этой галактики оказывается выброшена в среду новообразовавшейся галактики и начинает путешествовать сама по себе.

После этого у черной дыры есть три возможные судьбы:

- *Она может быть выброшена за пределы системы.* Если черная дыра каким-то образом наберет много кинетической энергии, она может вылететь за пределы галактики и перестать быть связанной с системой.
- *Она может остаться внутри новой галактики где-то в ее рукавах или гало.* Если сила динамического трения [4] окажется недостаточно большой, черная дыра галактики-спутника не сможет упасть на центр за Хабловское время.
- *Она может слиться с черной дырой большей галактики.* Если же черная дыра окажется выброшена после разрушения спутника достаточно близко к центру большей галактики, она может слиться с другой черной дырой.

Важно понимать, что конкретный исход критически зависит от того, где именно окажется черная дыра после разрушения галактики-спутника. К примеру, если черная дыра будет выброшена близко к центру новой галактики, то она окажется в области заведомо большей плотности, в которой больше динамическое трение и, соответственно, больше торможение в результате чего существует гораздо большая вероятность того, что две черные дыры смогут провзаимодействовать.

Задача заключается в определении орбиты черной дыры меньшей галактики после слияния двух галактик.

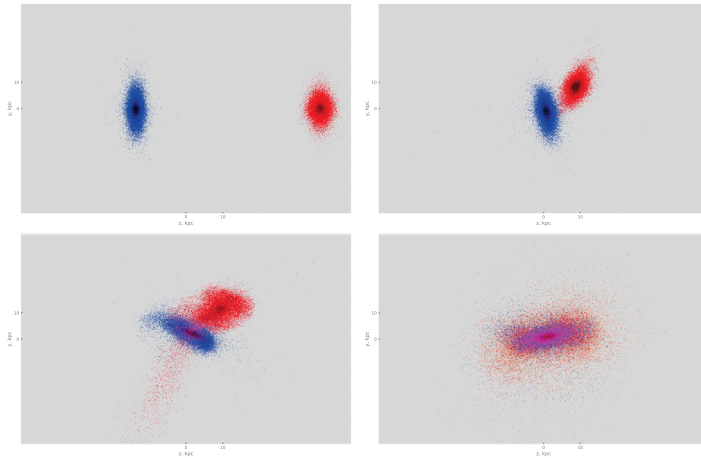


Рис. 1. Пример эволюции модели со временем. Синим цветом обозначена галактика-хост, красным — галактика-спутник

Численное моделирование происходит с двумя моделями спиральных галактик. Модель меньшей галактики содержит 200 тыс. частиц, модель большей — 400 тыс. Частицы галактик построены при помощи программного пакета *Agama*. Внутренняя часть каждой модели — это диск спиральной галактики, вокруг него есть сферический слой частиц темной материи, используемых для учета «скрытой» массы.

Само моделирование проводилось при помощи решения задачи N -тел усовершенствованным алгоритмом Барнса — Хута *FalCON* [3], решающим каждый шаг по времени за количество операций $O(N \log N)$, где N — число частиц модели.

После разрушения галактик проводилось численное решение уравнений движения одной точки в стационарном потенциале при помощи модуля *Scipy* языка программирования *Python*.

Результаты

Пример эволюции одной из моделей со временем представлен на рис. 1.

Существует достаточно большое количество различных степеней свободы при столкновении двух галактик: повороты галактики-спутника и галактики-хоста, расстояние между ними и направление начальной скорости галактики-спутника. Но не все из них одинаково влияют на конечную орбиту черной дыры после разрушения спутника. Как видно на рис. 2, главным фактором, влияющим на положение черной дыры, является направление начальной скорости (обозначено цветом точки). Остальные факторы вторичны.

Похоже, что даже для небольших орбит динамическое трение всегда на несколько порядков меньше гравитационного притяжения к центру галактики. Как видно на рис. 2, единственная черная дыра, у которой есть шансы упасть в центр новой галактики, — это та, которая имеет нереалистичную массу в 10^8 масс Солнца. Аналогичные графики для черных дыр реальной массы являются полностью белыми.

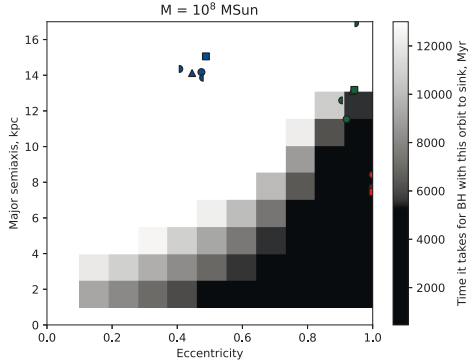


Рис. 2. Эксцентриситет черной дыры галактики-спутника по отношению к его большой полуоси.

Цвет точки обозначает направление вектора скорости (синий — полностью тангенциальная; красный — полностью радиальная; зеленый — наполовину радиальная, наполовину тангенциальная). Форма обозначает поворот галактики-спутника вокруг радиальной оси (круг — в плоскости хоста; треугольник — 45° ; квадрат — 90°). Стиль заполнения обозначает поворот хоста вокруг оси, перпендикулярной радиальной (полная форма — в той же плоскости; правая половина — 45° ; левая половина — 90°). Оттенки серого — это время, необходимое черной дыре-спутнику на заданной орбите, чтобы упасть в центр новой галактики. Белый цвет означает, что на это требуется времени больше, чем 13 млрд лет

Заключение

Исходя из исследования можно сделать вывод, что с высокой вероятностью внутри Млечного Пути до сих пор находится черная дыра от столкновения со звездной системой Gaia-Enceladus. Есть некоторое количество факторов, неучтенных в работе, которые могли бы увеличить динамическое трение: наличие скопления звезд вокруг черной дыры галактики-спутника, ее попадание в заведомо более плотную область (в диск или перемычку новой галактики). И хотя это немаловажные факторы, они имеют второй порядок значимости и вряд ли способны изменить результат.

Учитывая, что типичные расстояния от центра галактики до черной дыры — это около 8–10 кпк, возникает интересный вопрос: насколько эта черная дыра может быть близка к Солнцу и можем ли мы ее увидеть? Для этого необходимо исследовать возможные наблюдательные особенности такой системы, что и планируется сделать в дальнейшем.

Библиографические ссылки

- [1] *V. Belokurov, D. Erkal, N.W. Evans et al.* Co-formation of the disc and the stellar halo // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2018. — Vol. 478. — P. 611–619.
- [2] *Helmi A. Koppelman H., Babusiaux C.* Streams, Substructures, and the Early History of the Milky Way // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 58. — P. 205–256.
- [3] *W. Dehnen.* A Very Fast and Momentum-conserving Tree Code // *Astron. J.* — 2000. — Vol. 536. — P. L39–L42.
- [4] *Chandrasekhar S.* Dynamical Friction. I. General Considerations: the Coefficient of Dynamical Friction // *Astron. J.* — 1943. — Vol. 97. — P. 255–262.

ВЕКОВАЯ ЭВОЛЮЦИЯ БАРА В ПРОСТРАНСТВЕ ПЕРЕМЕННЫХ ДЕЙСТВИЯ

В. Д. Зозуля¹, Н. Я. Сотникова¹, А. А. Смирнов²

¹*Санкт-Петербургский государственный университет,*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

Проанализированы изменения со временем переменных действия J_R , J_z и L_z в N -body модели галактики с баром. Рассмотрены распределения разности действий между двумя моментами времени на плоскости xy и в пространстве частот. Показано, что для частиц бара (связанных с внутренним резонансом Линдблада) действия меняются с сохранением инварианта $J_f = J_R + L_z/2 + J_z$, при этом на концах бара растет J_R и J_z , а L_z уменьшается. В диске изменение действий происходит на различных резонансах, а на плоскости xy наблюдаются области, напоминающие спирали, на которых происходит увеличение L_z .

THE SECULAR EVOLUTION OF A BAR IN THE ACTION VARIABLES SPACE

V. D. Zozulia¹, N. Y. Sotnikova¹, A. A. Smirnov²

¹*Saint Petersburg State University,*

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS*

The time variations of the action variables J_R , J_z , and L_z were analyzed in the N -body model of the galaxy with a bar. The distributions of the actions difference between two moments of time were considered on the xy plane and in the frequency space. It was shown that the actions of bar's particles (associated with an internal Lindblad resonance) change, while the invariant $J_f = J_R + L_z/2 + J_z$ remains constant. At the same time, J_R and J_z increase at the ends of the bar, while L_z decreases. As for the disk, actions change at different resonances, and areas, where L_z is increasing, have spiral-like shape on the xy plane.

Введение

Около половины дисковых галактик в Локальной Вселенной содержат бар. Так что для полного понимания физики галактик необходимо знать, как устроены бары и какова их динамическая эволюция. Подробное исследование динамики баров проводилось в статье Атанасулы 2002 г. [1]. В цитируемой работе рассматривались N -body модели галактик с различными темными гало. Было показано, что в моделях со стационарным (“rigid”) гало создаются слабые бары, которые практически не растут и не меняют свою угловую скорость. В симуляциях с живым (“live”) гало, в которых частицы гало, как и частицы диска, движутся под действием самосогласованного гравитационного поля, бар растет, уменьшая свою скорость вращения. Атанасула объяснила это явление обменом угловым моментом между частицами на внутреннем резонансе Линдблада (ILR), расположенных в баре, и частицами на радиусе коротации (CR), большая часть из которых находится в гало. На внутреннем резонансе Линдблада и на радиусе коротации угловая скорость бара равна угловой скорости прецессии орбит и угловой скорости вращения звезд, соответственно.

Момент импульса входит в число так называемых переменных действия, являющихся особым видом интегралов движения, которые полностью описывают орбиту звезды в потенциале галактики. Если потенциал является осесимметричным, то его можно локально

приблизить потенциалом Штеккелевского вида. В этом случае переменные действия напрямую вычисляются из мгновенных координат и скоростей частицы. При этом каждой орбите ставится в соответствие три интеграла движения: радиальное действие J_R , азимутальное действие J_φ (или L_z в осесимметричном случае) и вертикальное действие J_z . Благодаря появлению нового численного метода нахождения действий, так называемой «Штеккелевской подгонки» [2], появилась возможность провести детальное исследование изменений во всех переменных действия при формировании и эволюции бара.

Расчеты

Для изучения эволюции бара была взята N -body модель из статьи [3], состоящая из экспоненциального диска (радиальный масштаб R_d) и темного гало, профиль которого близок к профилю Наварро — Френка — Вайта. Для создания начальных условий применялась утилита `mkgalaxy` [4].

Расчеты велись в естественной системе единиц: радиальный масштаб диска $R_d = 1$, масса диска $M_d = 1$ и гравитационная постоянная $G = 1$. Полагая $R_d = 3.5$ кпк и $M_d = 5 \cdot 10^{10} M_\odot$, получим единицу времени — $t_u \approx 14$ млн лет. Параметры темного гало были подобраны таким образом, чтобы в пределах $4R_d$ его относительная масса $M_h(r < 4R_d)/M_d \approx 1.5$. Суммарное количество частиц в модели 8.5 млн, при этом 4 млн частиц принадлежит диску, а 4.5 млн — гало. С помощью кода `gyrfalcON` [4] была прослежена эволюция системы примерно до 8 млрд лет ($t = 600$).

К моменту времени $t = 100$ в системе образуется бар, амплитуда которого растет со временем, а скорость вращения постепенно уменьшается. К моменту $t = 200$ бар испытывает быструю потерю симметрии в вертикальном направлении (buckling), после чего симметрия восстанавливается, а у самого бара выделяется толстая внутренняя часть. При взгляде с ребра сформировавшаяся структура напоминает арахис. Подобные структуры в литературе принято называть В/PS балджами. Подробные параметры модели и описание ее эволюции можно найти в статье [3].

При исследовании эволюции бара были прослежены изменения всех переменных действия J_R , L_z и J_z , а также связанных с ними частот κ , Ω и ω_z . Для их вычисления в осесимметричном потенциале методом Штеккелевской подгонки был использован пакет `AGAMA` [5]. Потенциал модельной галактики с баром не является осесимметричным. Чтобы компенсировать этот эффект, потенциал был разложен на сферические гармоники и оставлены только те члены, которые отвечают за осевую симметрию ($l_{\max} = 6$). Таким образом, были вычислены действия и частоты каждой частицы модели на каждый момент времени с $t = 400$ до $t = 500$ с шагом $\Delta t = 5$. Рассчитанные таким образом величины усреднялись в треугольном окне с шириной 20 временных единиц для повышения точности расчетов. Для нахождения Ω использовался метод из статьи [6], так как он давал более точный результат, чем метод описанный выше. В итоге получилось точно вычислить действия и проследить их эволюцию на временном масштабе примерно в 100 единиц.

Изучение модели в пространстве частот требует разделение галактики на бар и диск. В качестве критерия для выделения частиц бара может служить так называемая Линден-Белловская производная $(\partial(\Omega - \kappa/2)/\partial L_z)_{J_f}$. Если она отрицательна, то частицы не могут быть захвачены в овалоподобное возмущение, они называются нормальными, в противном случае, если производная положительна, то частицы захватываются в бар и называются аномальными. Далее для простоты будем называть аномальные и нормальные частицы, частицами бара и диска соответственно.

Результаты

Для изучения вековой эволюции уже сформированного бара были построены карты изменения действий и инварианта $J_f = J_R + L_z/2 + J_z$ на плоскости xy (рис. 1) за время с $t = 415$ по $t = 485$. Помимо пространственного изменения этих величин, исследовалась их эволюцию на разных частотах, и в частности вблизи резонансов. Для этого отдельно для частиц бара и диска были построены гистограммы «действие — отношение частот $(\Omega - \Omega_p)/\kappa$ », где Ω_p — угловая скорость бара. На рис. 2 зеленой линией указано среднее изменение действия на данном отношении частот (ось справа).

Как известно, бароподобное возмущение поддерживается частицами с определенной размерностью частот $\Omega - \Omega_p = \kappa/2$ (внутренний резонанс Линблада — ILR). Еще давно было показано, что на ILR существует инвариант $J_f = J_R + L_z/2$. При анализе изменения действий вдоль орбит пробных частиц было получено, что эта величина сохраняется не всегда, и необходимо также учитывать изменение вертикального действия J_z . В итоге получено, что у частиц бара с хорошей точностью сохраняется величина $J_f = J_R + L_z/2 + J_z$, это хорошо видно как на плоскости xy , так и в пространстве частот. При этом интересно следующее: бар в среднем теряет угловой момент, происходит «перекачка» момента в J_R и J_z . Это приводит к вытягиванию орбит вдоль большой оси бара и выходу их из плоскости диска.

Куда уходит угловой момент? На рис. 1 видно, что он переходит область, очерченную спиралью, отходящим от концов бара. Удивительно, что в самой модели спирали не образуются или почти незаметны, однако перекачка углового момента все равно происходит. Если посмотреть на изменение L_z в зависимости от отношения частот, то можно заметить, что большую часть углового момента забирают частицы вблизи радиуса коротации, где $\Omega \approx \Omega_p$ (для $t = 485 R_{cr} \approx 5$). При этом отдают угловой момент не только частицы бара (ILR), но и частицы диска на резонансе 1 : 4 и 1 : 8.

J_R в диске также меняется. Как и для углового момента области изменения J_R в диске образуют спиральные структуры, природа которых пока не совсем понятна. Если посмотреть на частоты (рис. 2), то можно увидеть заметный рост радиального действия вблизи ILR и незначительный вблизи резонанса 1 : 4. В целом J_R во внешних частях диска вблизи радиуса коротации практически не меняется, как и предсказывает теория.

Интересно посмотреть на изменение вертикального действия. На рис. 1 справа видны области, где происходит увеличение J_z , они очерчивают В/PS балдж, который в процессе вековой эволюции продолжает расти.

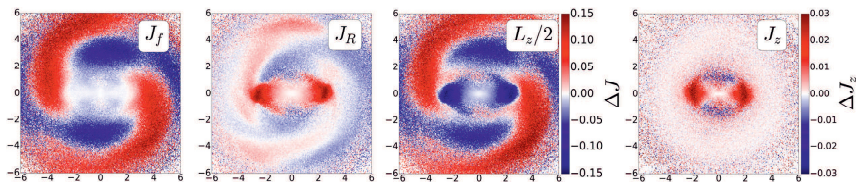


Рис. 1. Изменение действий в модели (слева направо $J_f = J_R + L_z/2 + J_z$, J_R , $L_z/2$ и J_z) на плоскости xy за время с $t = 415$ по $t = 485$

Заключение

В данном исследовании был проведен анализ изменения действий как на плоскости xy , так и в пространстве частот. Оказалось, что картина эволюции бара существенно слож-

нее, чем было показано Атанассулой. Продемонстрировано, что в баре переходит изменение углового момента, радиального и вертикального действия с сохранением инварианта $J_f = J_R + L_z/2 + J_z$. Области в диске, напоминающие спирали, отходящие от концов бара, наоборот, увеличивают свой момент вращения. В целом в диске видна довольно сложная резонансная структура, связанная с изменением переменных действий.

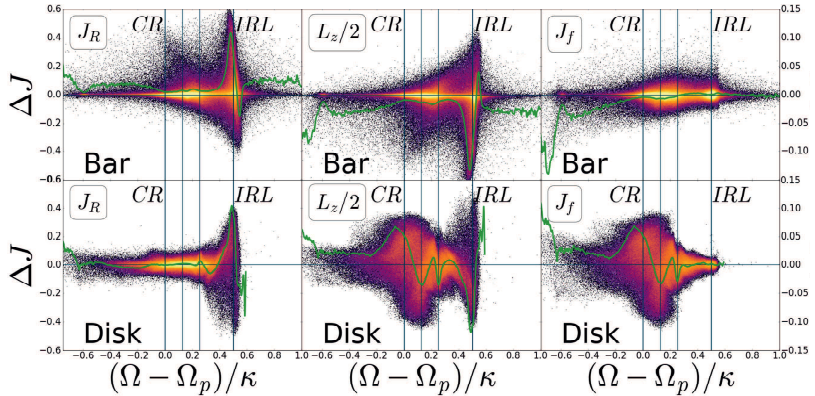


Рис. 2. Отдельно для частиц бара (сверху) и диска (снизу) гистограмма изменение действия (слева направо J_R , $L_z/2$ и $J_f = J_R + L_z/2 + J_z$) — отношение частот $(\Omega - \Omega_p)/\kappa$. Зеленой линией показано среднее изменение действия на данной частоте, для нее ось значений — справа

Библиографические ссылки

- [1] *Athanassoula E.* Formation and Evolution of Bars in Disc Galaxies / ed. by E. Athanassoula, A. Bosma, R. Mujica // *Astronomical Society of the Pacific Conference Series.* — 2002. — Vol. 275. — P. 141–152. [astro-ph/0209438](#).
- [2] *Binney James.* Actions for axisymmetric potentials // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 426, № 2. — P. 1324–1327. [1207.4910](#).
- [3] *Smirnov Anton A., Sotnikova Natalia Ya.* What determines the flatness of X-shaped structures in edge-on galaxies? // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2018. — Vol. 481, № 3. — P. 4058–4076. [1809.06167](#).
- [4] *Dehnen W.* A Hierarchical $O(N)$ Force Calculation Algorithm // *Journal of Computational Physics.* — 2002. — Vol. 179. — P. 27–42. [astro-ph/0202512](#).
- [5] *Vasiliev Eugene.* AGAMA: action-based galaxy modelling architecture // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 482, № 2. — P. 1525–1544. [1802.08239](#).
- [6] *Ceverino D., Klypin A.* Resonances in barred galaxies // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2007. — Vol. 379. — P. 1155–1168. [astro-ph/0703544](#).

ОЦЕНКИ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ РАССЕЯННЫХ СКОПЛЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА ТОЧКИ СХОЖДЕНИЯ

А. Д. Калинин^{1,2}, Н. Е. Кондратьев^{1,2}, К. А. Лызенко^{1,2}

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,

²Институт астрономии РАН

В работе проводятся оценки средних лучевых скоростей для выборки звездных скоплений, полученные двумя независимыми методами. Прямые оценки проводятся по данным Gaia DR3 о лучевых скоростях. Косвенные оценки проводятся самосогласованным методом, основанным на методе точки схождения. Проводятся сравнение полученных значений и анализируются причины отклонений. Уточняются критерии применимости метода точки схождения для оценки средней лучевой скорости скопления.

OPEN CLUSTERS RADIAL VELOCITY ESTIMATIONS USING CONVERGENCE POINT METHOD

A. D. Kalinkin^{1,2}, N. E. Kondratev^{1,2}, K. A. Lysenko^{1,2}

¹Lomonosov Moscow State University, ²Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences

Estimations of open clusters average radial velocities are performed using two independent methods. Direct estimations are based on Gaia DR3 data on radial velocities. Indirect estimations are carried using self-consistent method based on convergence point method. Comparison of the results is performed as well as the deviations analysis. Criteria of the convergence point method applicability for cluster average radial velocity estimations are specified.

Введение

Кинематические параметры, в том числе средние лучевые скорости звездных скоплений, важны для понимания их эволюции в Галактике. Однако их прямое определение по лучевым скоростям звезд-членов до сих пор может быть сопряжено со значительными трудностями. Связаны они с недостатком данных и с их низкой точностью для ряда скоплений. Поэтому важную роль играют косвенные методы. В работе [1] авторами предложен метод независимой самосогласованной ее оценки, основанный на методе точки схождения.

Описание метода

Для скопления по известным координатам α, δ , собственным движениям μ_α, μ_δ , параллаксу ϖ и лучевой скорости V_r определяется пространственная скорость скопления:

$$\begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix} = V_r \cdot \begin{bmatrix} \cos \alpha \cos \delta \\ \sin \alpha \cos \delta \\ \sin \delta \end{bmatrix} + \frac{\kappa \mu_\alpha}{\varpi} \cdot \begin{bmatrix} -\sin \alpha \\ \cos \alpha \\ 0 \end{bmatrix} + \frac{\kappa \mu_\delta}{\varpi} \cdot \begin{bmatrix} -\cos \alpha \sin \delta \\ -\sin \alpha \sin \delta \\ \cos \delta \end{bmatrix}, \quad (1)$$

здесь $\kappa = 4.74047$ — параметр перевода из угловых единиц к линейным. С учетом эффекта перспективы, собственные движения i -й звезды скопления, основанные на вычисленном векторе пространственной скорости, можно получить по формулам:

$$\begin{cases} \mu_{\alpha}^{exp,i} = (-\sin \alpha_i \cdot V_x + \cos \alpha_i \cdot V_y) / (\kappa / \varpi_i), \\ \mu_{\delta}^{exp,i} = (-\cos \alpha_i \cdot \sin \delta_i \cdot V_x - \sin \alpha_i \cdot \sin \delta_i \cdot V_y + \cos \delta_i \cdot V_z) / (\kappa / \varpi_i). \end{cases} \quad (2)$$

Исходя из этого, можно определить вероятности членства звезд в скоплениях в предположении нормального распределения по собственным движениям и параллаксам:

$$P^i = \min(P_{kin}^i, P_{plx}^i), \quad (3)$$

$$P_{kin}^i = \exp \left\{ -\frac{1}{4} \left[\left(\frac{\mu_{\alpha}^i - \mu_{\alpha}^{i,exp}}{\epsilon_{\alpha}} \right)^2 + \left(\frac{\mu_{\delta}^i - \mu_{\delta}^{i,exp}}{\epsilon_{\delta}} \right)^2 \right] \right\}, \quad (4)$$

$$P_{plx}^i = \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\varpi_i - \overline{\varpi}}{\epsilon_{\varpi}} \right)^2 \right\}. \quad (5)$$

Этот подход называют методом точки схождения выделения членов скоплений. В нашем случае процедура проводится для звезд в круге некоторого радиуса вокруг центра скопления.

Если средняя лучевая скорость скопления неизвестна, выделить члены скопления таким образом невозможно. Однако можно перебирать значения лучевой скорости в широких пределах и определить число вероятных членов для каждого значения скорости. Тогда по максимуму зависимости этого числа от используемой в расчетах лучевой скорости можно оценить последнюю. В работе [1] предложено использовать не максимум, а середину пика на определенной высоте от максимума, что позволяет уменьшить вклад случайных флуктуаций плотности и оценить ошибку как ошибку среднего на этой высоте.

При Монте-Карло исследовании применимости метода, проведенном в [1], получено, что метод дает несмещенную оценку при угловом радиусе более 20 угловых минут, а ошибки растут с уменьшением числа звезд скопления. При этом использовалась сферически симметричная модель скопления с однородным фоном.

В работе [1] проведено сравнение с результатами других работ [2] и со средними значениями, полученными самими авторами (в качестве входного каталога параметров скоплений, считающимися при расчетах известными, использовалась работа [3]), которое показало, что все оценки в среднем хорошо согласуются между собой. Однако пробная выборка мала, и распределение звезд скопления по лучевым скоростям не исследовалось.

Определение лучевых скоростей

Предложенный ранее метод был применен к ряду скоплений с угловым радиусом более 20 угловых минут. Параллельно для этих скоплений исследовалось распределение лучевых скоростей звезд-членов по данным Gaia DR3 [4]. Процедура определения вероятности членства при этом проводилась с использованием значения средней лучевой скорости из [2] по формулам 3–5. Показано, что предложенный метод позволяет внести определенность при неоднозначности оценки лучевой скорости. На рис. 1 приведен пример распределения лучевых скоростей звезд по данным Gaia DR3 и зависимости, используемой для оценки средней лучевой скорости методом точки схождения, для одного из рассмотренных в [1] скоплений. В текущей работе рассмотрены скопления с числом членов по [3] более 400. Для них сравнение с результатами [2] представлено на рис. 2. Среди выбросов отождествлен ряд скоплений, для которых необходимо индивидуально подбирать параметры $(\epsilon_{\alpha}, \epsilon_{\delta}$ в (4) и ϵ_{ϖ} в (5)) при выделении членов, без чего выделенных звезд слишком мало для точного результата. Одно из значений сильно искажено по причине существенно неоднородного фона.

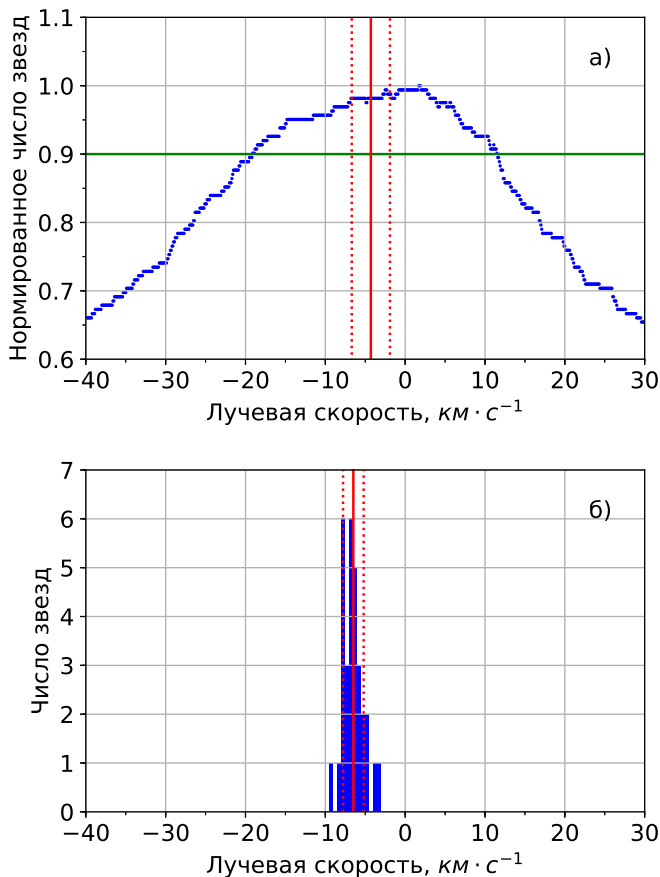


Рис. 1. Оценки лучевой скорости для скопления Alessi 9: *a* — Зависимость нормированного на максимум числа выделенных членов скопления от средней лучевой скорости; *b* — Распределение членов скопления по лучевым скоростям по данным Gaia. На обоих графиках полученная оценка указана сплошной красной линией, коридор ошибок — пунктирной. Зеленой линией отмечена прямая, соответствующая срезу по высоте 0.9, на которой получалось среднее значение и ошибка лучевой скорости

Заключение

Проведены оценки средних лучевых скоростей ряда звездных скоплений двумя различными методами, а также сравнение их между собой и с результатами других авторов. Для большей части отклонений сделаны предположения об их вероятных причинах. Одной из причин является несоответствие входных параметров скопления истинным, что можно исправить более точным их подбором, что в работе не проводится.

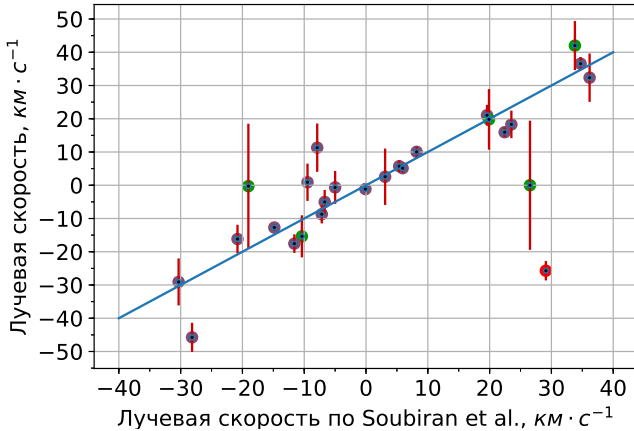


Рис. 2. Сравнение лучевых скоростей по данным [2] и полученных описанным методом. Красным отмечено скопление, в котором ошибку вносит неоднородность фона. Зеленые точки отвечают скоплениям с малым числом отобранных звезд

В статье использованы данные миссии Европейского космического агентства (ESA) *Gaia* (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), представленные *Gaia*-консорциумом по обработке и анализу данных (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>), а также интерактивный инструмент анализа данных TOPCAT [5].

Библиографические ссылки

- [1] *Kalinkin A. D., Kondratev N. E., Lysenko K. A., Kovaleva D. A.* Method of evaluation of the most probable mean radial velocities of open star clusters // *INASAN Science Reports*. — 2022. — Vol. 7. — P. 219–227.
- [2] *Soubiran C., Cantat-Gaudin T., Romero-Gómez M. et al.* Open cluster kinematics with Gaia DR2 // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 619. — P. A155. 1808.01613.
- [3] *Cantat-Gaudin T., Anders F., Castro-Ginard A. et al.* Painting a portrait of the Galactic disc with its stellar clusters // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 640. — P. A1. 2004.07274.
- [4] *Gaia Collaboration, Vallenari A., Brown A. G. A. et al.* Gaia Data Release 3. Summary of the content and survey properties // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 674. — P. A1.
- [5] *Taylor M. B.* TOPCAT & STIL: Starlink Table/VOTable Processing Software // *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV* : Astronomical Society of the Pacific Conference Series / ed. by P. Shopbell, M. Britton, R. Ebert. — 2005. — Vol. 347. — P. 29.

**ВЛИЯНИЕ ЗАКОНОВ РОЖДЕНИЯ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД
ПО ОТНОШЕНИЮ МАСС КОМПОНЕНТ
НА ИХ ПОЛОЖЕНИЕ НА ДИАГРАММЕ «ЦВЕТ — ЗВЕЗДНАЯ
ВЕЛИЧИНА»**

Н. Е. Кондратьев^{1,2}, А. Д. Калинин^{1,2}, К. А. Лызенко^{1,2}
¹*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,*
²*Институт астрономии РАН*

В работе исследуется зависимость количества звезд от их удаления от изохроны одиночных звезд на диаграмме «цвет — звездная величина». Рассматривались разные законы распределения двойных звезд по отношению масс компонент. Были получены распределения как сильно несогласующиеся с наблюдаемыми данными для *Alessi 9*, так и требующие дальнейшего рассмотрения.

**THE IMPACT OF DOUBLE STARS FORMATION LAWS
RELATED TO THE COMPONENTS MASSES
ON THEIR POSITION ON A CMD**

N. E. Kondratev^{1,2}, A. D. Kalinkin^{1,2}, K. A. Lyzenko^{1,2}
¹*Lomonosov Moscow State University,*
²*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences*

In this work dependence of stars quantity on their distance from single stars isochrone on a color magnitude diagram was investigated. Different double stars distribution laws in relation to the components masses were considered. Distributions both highly inconsistent with observed *Alessi 9* data and requiring further consideration were received.

Введение

Скопление — это связанная группа звезд, имеющих общее происхождение и, следовательно, один возраст. Если бы все звезды разрешались как одиночные, то на диаграмме «цвет — звездная величина» они легли бы на одну изохрону, и все погрешности были бы связаны только с неточностью определения абсолютных звездных величин. Однако это не так, и неразрешенные двойные поднимаются над изохроной. В зависимости от разности блесков компонент их подъем будет разным. Кроме того, этот подъем идет не вертикально вверх: цвет такой звезды также будет отличаться от цвета главной компоненты.

Пренебрежем звездами кратностей выше 2. Пусть q — отношение массы менее массивной компоненты к более массивной. Тогда $0 \leq q \leq 1$; для одиночных звезд $q = 0$. Распределение двойных звезд по q определяется законами рождения звезд, которые для двойных звезд пока неизвестны. Обсуждение различных распределений проводилось, например, в статьях [1, 2].

В данной работе исследуется распределение звезд на диаграмме «цвет — звездная величина» в зависимости от выбранного закона распределения двойных звезд по q .

Описание методики

Для моделирования звезд равного возраста использовались Падуанские изохроны [3] в фотометрической системе *Gaia* [4]. Масса главной компоненты выбиралась на основании начальной функции масс, полученной *Kroupa* [5, 6]. Масса менее массивной компоненты определялась из заложенного в модель распределения по q . Для того чтобы изучать именно распределение и не отвлекаться на случайные отклонения, на данном этапе исследования были исключены флуктуации распределений. Обычно для моделирования используют метод Монте-Карло, где характеристики объектов определяются случайным образом с учетом распределений. В данном случае характеристики звезд брались как узлы сетки в пространстве параметров, но все так же с учетом необходимых распределений. Рассматривались только звезды с показателем цвета от 0.15 до 2. Для звезд с большим показателем цвета возрастают ошибки определения параллакса, уменьшаются наши знания о формировании звезд (из-за чего изохрона неточно описывает одиночные звезды), а также применяются белые карлики. Для звезд с меньшим показателем цвета изохрона начинает крутой подъем, из-за чего положение звезды относительно изохроны становится неоднозначным, и некоторые двойные звезды даже поднимаются над изохрой двойных, состоящих из одинаковых компонент. Однако это же верно, пусть и в меньших масштабах, и для выбранного диапазона показателей цвета, что приводит к появлению небольшого количества звезд выше изохроны двойных. В диапазон, описанный выше, попадают звезды с массами более массивной компоненты от $0.55M_{\odot}$ до $1.96M_{\odot}$. Строились распределения количества звезд в зависимости от удаления по абсолютной звездной величине от изохроны одиночных звезд.

Звездная величина двойной звезды считалась через формулу Погсона, где абсолютные звездные величины компонент получались из изохроны.

$$m = -2.5 \lg (10^{-0.4m_1} + 10^{-0.4m_2}), \quad (1)$$

где m_1 и m_2 — блески компонент двойной звезды; m — суммарный блеск, а вместо m поочередно подставляются G , BP или RP — блески звезды в разных фотометрических полосах *Gaia*. При $m_1 = m_2$

$$m = m_1 - 2.5 \lg 2.$$

Удаление от изохроны ζ нормировано на расстояние между изохрой одиночных звезд и изохрой двойных (то есть изохрой двойных звезд, состоящих из одинаковых компонент; на диаграмме «цвет — звездная величина» она лежит выше изохроны одиночных звезд на $\Delta m = 2.5 \lg 2$):

$$\zeta = \frac{G - G_0(BP - RP)}{2.5 \lg 2}, \quad (2)$$

где G , BP , RP — блеск двойной звезды в разных фотометрических полосах *Gaia*, полученные в формуле 1; $G_0(x)$ — изохрона одиночных звезд, взятая из Падуанских изохрон [3]. Таким образом, для одиночных звезд $\zeta = 0$; для двойных, состоящих из одинаковых компонент, $\zeta = 1$.

В качестве теоретических законов зависимости количества звезд N от отношения масс q использовались:

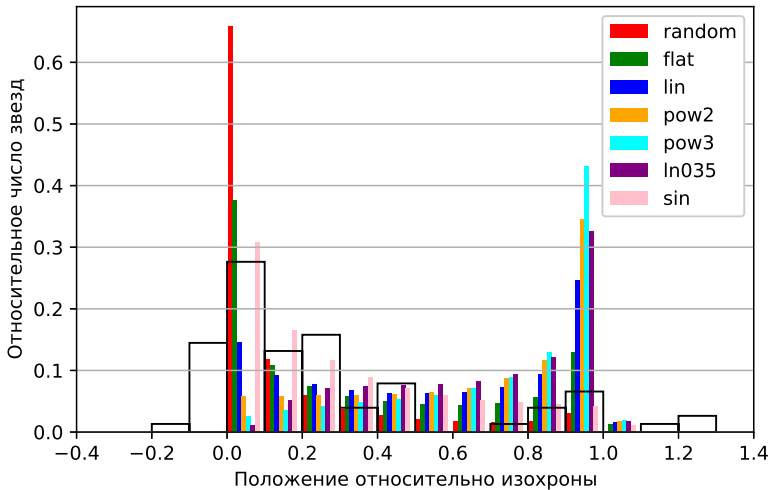
- *random* — компоненты двойных звезд моделируются независимо друг от друга. Явный вид $N(q)$ зависит от изохроны и массы главной компоненты;
- *flat*, *lin*, *pow2*, *pow3* — степенные зависимости вида $N \sim q^A$, где $A = 0, 1, 2, 3$ соответственно;

- *sin* — зависимость вида $N \sim \sin(\pi q)$. При q , близких к 0 или 1, N близко к 0. В данной зависимости максимум наблюдается при $q = 0.5$, тогда как в остальных зависимостях (кроме *random* и *flat*) N монотонно растет с ростом q ;
- *ln035* — логарифмическое распределение $N \sim \ln(q/0.35)$. При $q < 0.35$ $N = 0$. Число 0.35 подобрано так, чтобы примерно отсекал звезды, неотличимые от одиночных.

Гауссово распределение, упоминаемое, например, в работе [2], не рассматривалось. С какой-то стороны на гауссово распределение похоже предлагаемое в этой работе синусоидальное, однако оно содержит 0 параметров вместо двух, и максимум распределения находится на фиксированном $q = 0.5$.

Изложение результатов

Полученные относительные количества звезд для разных законов приведены на рисунке. На этом же рисунке приведен график для реально существующего скопления *Alessi 9*, возраст смоделированных звезд выбирался по нему. Для построения этого графика использовались данные из каталога скоплений Cantat-Gaudin et al. [7].



Теоретические зависимости для различных законов $N(q)$: *random* — независимое распределение масс компонент между собой (*random pairing*); *flat* — плоское распределение (N не зависит от q);

lin — линейное ($N \sim q$), *pow2* и *pow3* — степенные распределения ($N \sim q^2$ и $N \sim q^3$ соответственно); *ln035* — логарифмическое распределение ($N \sim \ln(q/0.35)$); *sin* — синусоидальное распределение ($N \sim \sin(\pi q)$). Поверх наложена зависимость относительного количества звезд от их положения на диаграмме «цвет — звездная величина» для рассеянного скопления *Alessi 9*

Для распределения *random* наблюдается очень резкий пик у изохроны одиночных звезд, при этом пик у изохроны двойных пусть и есть, но мал по сравнению с остальными распределениями. Для степенных зависимостей с ростом показателя степени прослеживается

рост пика вблизи $\zeta = 1$ и уменьшение пика вблизи $\zeta = 0$. Для квадратичной зависимости *pow2* пик у изохроны одиночных полностью исчезает. Логарифмическая зависимость *ln035* близка к кубической зависимости *pow3*, однако дает меньше звезд у 0 и 1 и больше — в середине. Синусоидальная зависимость *sin* не имеет пика у изохроны двойных звезд, а около $\zeta = 0$ ведет себя как линейная зависимость *lin*.

Методика численного анализа должна учитывать не только расхождения в отдельных бинах, но и общий характер распределения, особенно учитывая, что на данном этапе не рассматривались погрешности, приводящие к неточности определения абсолютных звездных величин. А добавление одиночных звезд приведет к уменьшению значений в бинах, далеких от 0. Поэтому пока мы ограничиваемся глазомерным анализом качественного согласия.

Независимое формирование компонент двойной звезды (*random*) приводит к сильному завышению количества звезд около изохроны одиночных звезд по сравнению с существующими скоплениями, даже если учитывать погрешность определения параллакса для звезд скопления *Alessi 9*. Зависимости, представленные на рисунке, строились в предположении, что все звезды двойные, добавление некоторого количества одиночных звезд только увеличит пик около 0. Можно также отбросить синусоидальное распределение (*sin*), так как у него отсутствует пик около 1, однако это верно только для данного скопления и, возможно, в дальнейшем этот вывод изменится. Остальные зависимости требуют дальнейшего рассмотрения.

Заключение

Таким образом, были предложены различные законы распределения количества двойных звезд от отношения масс компонент, проведено сравнение теоретически полученных зависимостей со скоплением *Alessi 9*. В дальнейшем ожидается увеличение количества сравниваемых скоплений, а также учет влияния погрешности измерения параллакса.

Библиографические ссылки

- [1] *Malofeeva Alina A., Seleznev Anton F., Carraro Giovanni*. Unresolved Binaries in the Intermediate Mass Range in the Pleiades Star Cluster // *Astron. J.* — 2022. — Vol. 163, № 3. — P. 113. 2201.05146.
- [2] *Kouwenhoven M. B. N., Brown A. G. A., Goodwin S. P. et al.* Exploring the consequences of pairing algorithms for binary stars // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 493, № 3. — P. 979–1016. 0811.2859.
- [3] *Bressan Alessandro, Marigo Paola, Girardi Léo. et al.* PARSEC: stellar tracks and isochrones with the Padova and TRieste Stellar Evolution Code // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 427, № 1. — P. 127–145. 1208.4498.
- [4] *Gaia Collaboration, Prusti T., de Bruijne J. H. J. et al.* The Gaia mission // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 595. — P. A1. 1609.04153.
- [5] *Kroupa Pavel*. On the variation of the initial mass function // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2001. — Vol. 322, № 2. — P. 231–246. astro-ph/0009005.
- [6] *Kroupa Pavel*. The Initial Mass Function of Stars: Evidence for Uniformity in Variable Systems // *Science.* — 2002. — Vol. 295, № 5552. — P. 82–91. astro-ph/0201098.
- [7] *Cantat-Gaudin, T., Anders, F., Castro-Ginard, A. et al.* Painting a portrait of the Galactic disc with its stellar clusters // *A&A.* — 2020. — Vol. 640. — P. A1.

АНАЛИЗ РАДИУСОВ КОРОТАЦИИ В СПИРАЛЯХ ГАЛАКТИК

В. С. Костюк¹, А. А. Марчук^{1,2}

¹ *Санкт-Петербургский государственный университет,*

² *Главная астрономическая обсерватория РАН*

Радиус коротации — важная характеристика дисковых галактик с хорошо развитым спиральным узором. Для его определения имеется несколько методов, но согласуются ли они между собой? В данной работе собраны и проанализированы результаты по 549 галактикам, из которых для 313 было найдено хотя бы два значения радиуса коротации. Оказалось, что в большинстве случаев положения радиусов коротации слабо согласуются. Ошибка определения растет в зависимости от расстояния до последней измеренной точки и покрывает в среднем около трети галактического диска. Ошибка не зависит от расстояния до галактики, ее морфологического типа и типа спирального узора, что, возможно, связано с доминированием транзитных спиральных рукавов в галактиках.

ANALYSIS OF CO-ROTATION RADII OF SPIRAL ARMS IN GALAXIES

V. S. Kostiuk¹, A. A. Marchuk^{1,2}

¹ *Saint-Petersburg State University,* ² *Central Astronomical Observatory*

A co-rotation radius is an important characteristic of disk galaxies with a well-defined spiral pattern. There are plenty of methods of its determination. But have those measurements met any agreement? In this work, the database of co-rotation radii for 549 galaxies was collected, and 313 of them have at least two values measured. The initial analysis revealed that radii are not consistent for most objects. Thus, a total error budget increases with the distance to the farthest measured co-rotation radii, and covers on average about a third part of the galactic disc. There is no dependence on distance, morphological and spiral types detected. Obtained results indicate that the transient mechanism may be dominant for the formation of spiral arms.

Введение

Одним из первых теоретических объяснений существования стационарной спиральной структуры в галактиках является теория волн плотности [1]. Согласно этой теории, спирали поддерживаются гравитационными возмущениями в диске и вращаются с постоянной угловой скоростью Ω_r . Радиус коротации R_c , на котором угловые скорости вращения узора и диска совпадают, является важной величиной для понимания эволюции и динамических свойств спиральной структуры.

Методы и данные

Радиус коротации разделяет галактический диск на две части. В центральной области газовый диск движется быстрее спирали, и на его внутренней стороне гравитационная ударная волна индуцирует звездообразование. Для периферийных областей происходит обратное — спираль обгоняет диск, и молодые звезды образуются на внешней кромке рукава. Таким образом должен возникать азимутальный градиент возрастов (offset) звезд поперек рукава, который и является одним из способов определения положения радиуса коротации.

В литературе существуют и другие методы его определения. Так, например, в работе [2] предполагается, что в окрестности R_c происходит изменение радиальной составляющей скорости газа вследствие динамического резонанса (метод F-B). Определение этой величины по морфологическим признакам также является распространенным методом (morph) [3]. Кроме того, значение R_c можно получить из прямого измерения скорости вращения спиральной структуры [4]. В основе метода potential-density лежит определение положения фазового сдвига потенциала и плотности (см. [5]). Есть и другие методы, связанные с кинематикой, градиентом металличности и так далее.

Все вышеперечисленные методы основываются на различных доводах и предположениях, но насколько хорошо согласуются значения R_c , определенные с их помощью?

В этой работе была собрана база данных радиусов коротации для 549 галактик, взятых из литературы. Для 313 объектов было найдено более одного значения этой величины, что дает возможность их сравнивать. При построении распределения радиусов коротации для каждой галактики оказалось, что для подавляющего числа рассмотренных объектов эти значения не согласуются. Так, отличие величин, измеренных разными методами, может достигать в среднем пятой части оптического радиуса r_{25} (взятого из [6]). Пример такой рассогласованности для галактики NGC 0864 представлен на рис. 1. В частности, как для NGC 0864, так и для других объектов, может наблюдаться несколько характерных пиков в распределении R_c . Стоит отметить, что гипотетическое существование нескольких радиусов коротации в галактике было показано как в численных расчетах [7], так и в наблюдениях [2, 5].

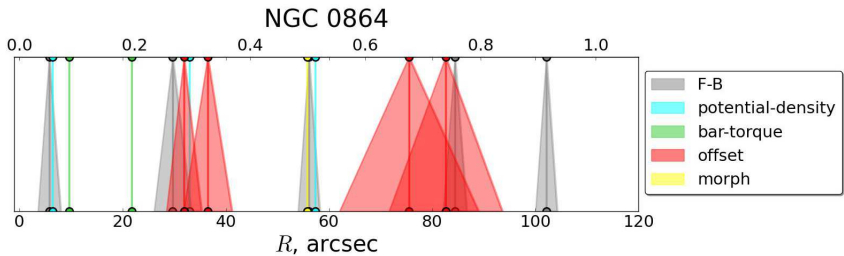


Рис. 1. Распределение радиусов коротации (вертикальные линии) для галактики NGC 0864. Закрашенные области показывают ошибку определения каждого значения (основание конуса). Их цвет определяет метод (см. легенду справа). Нижняя шкала указывает на их положения в угловых секундах, а верхняя — в долях оптического радиуса

Анализ

На основе собранной базы были построены зависимости суммарного покрытия диска галактик ошибками определения радиусов коротации Σ_{err} от самого далекого измеренного радиуса R_c^{max} (левый рис. 2). Для корректного сравнения объектов между собой обе эти величины были нормированы на оптический радиус галактики r_{25} . Как результат для большинства объектов суммарное покрытие ошибкой оказалось в среднем равно трети оптического радиуса галактики. При этом величина Σ_{err}/r_{25} растет при приближении самого дальнего измерения к краю диска. Почему может появиться такая большая ошибка?

Во-первых, неточности в определении радиуса коротации могут увеличиваться с расстоянием до объекта. Но, как показывает центральное изображение на рис. 2, исследуемая

ошибка не зависит от расстояния.

Во-вторых, считается, что галактики с хорошо прослеживаемым узором (чаще это «гранд-дизайн» галактики) лучше описываются теорией волн плотности, чем галактики без регулярного узора (флюккулентные), для которых точное значение R_c разработанными методами определить сложнее. Однако, оказалось, что доля Σ_{err} не зависит от типа (рис. 2 слева). Типы спирального узора галактик, использованные в исследовании, были определены в [8].

Как известно, в классической теории стационарной волны плотности рассматривались только туго закрученные спирали. Возможно, суммарная ошибка определения радиуса коротации может зависеть от степени закрученности рукава. Чтобы исследовать данный вопрос, было рассмотрено распределение галактик по Хаббловскому типу (данные были взяты из [6]). Заметим, что при такой постановке вопроса, наличие бара у галактики можно не учитывать, поэтому в обозначениях на рис. 2 (справа), к примеру, тип SBa и Sa это одно и то же. Тем не менее зависимость осталась прежней, и как для туго закрученных спиралей могут быть большие ошибки определения R_c , так и для раскрытых — совсем маленькие.

Другое возможное объяснение может заключаться в отсутствии долгоживущей волны плотности в заметной доле этих галактик, что ведет к таким ошибкам и рассогласованности. В литературе есть ряд моделей, демонстрирующих образование спиралей в галактике под действием приливных сил со стороны ее спутников или из-за влияния бара [9]. Кроме того, есть галактики, у которых отсутствует градиент возрастов поперек спиральных рукавов [10], что может быть свидетельством доминирующей роли стохастического звездообразования. Наконец, как было показано [11] и в других работах, спирали также могут быть транзитными и рекуррентными явлениями, вращающимися с той же скоростью, что и диск. В этом случае радиусы коротации по определению находятся практически в каждой точке диска, что может служить объяснением наблюдаемой зависимости на рис. 2.

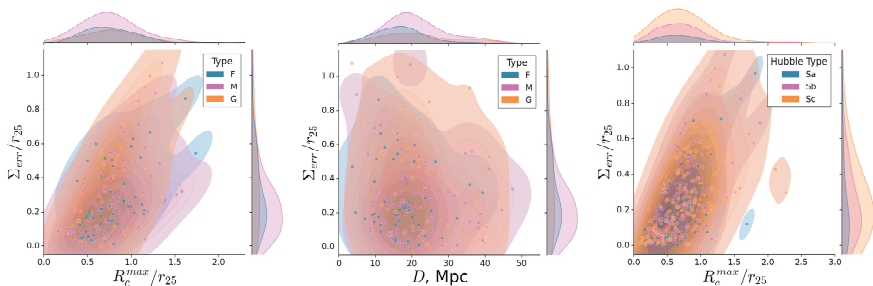


Рис. 2. Зависимости доли покрытия диска галактик ошибкой определения радиуса коротации (ось ординат) от самого дальнего значения R_c (слева и справа) и от расстояния до объектов (в центре). Цвет точек на левом и центральном изображении указывает тип спиралей: F — флюккулентная; M — многорукавная и G — «гранд-дизайн». Цвет точек на правом рисунке определяется Хаббловским типом. Сверху и справа над каждым из рисунков находятся плотности распределения точек соответствующих величин. Отметим, что количество точек на диаграммах зависит от числа объектов, для которых известны типы, к которым их относят

Заключение

Существование четко локализованного радиуса коротации является одним из главных свидетельств, подтверждающих теорию волн плотности. В этой работе была собрана база радиусов коротации для 549 галактик. Анализ собранных данных показал, что суммарная ошибка определения этой величины составляет в среднем около трети оптического радиуса r_{25} этих объектов, и имеет тенденцию к увеличению с ростом максимального R_c . Также было обнаружено рассогласование между значениями R_c , определенными разными методами. Результат данной работы показывает, что, вероятно, во многих галактиках механизм, при котором существует долгоживущая стационарная волна плотности, не является доминирующим при формировании спиральной структуры. Для дальнейшего исследования этого вопроса необходимо как статистическое исследование совокупности собранных данных, так и более подробное рассмотрение отдельных галактик на основании полученной базы данных.

Библиографические ссылки

- [1] *Lin C. C., Shu Frank H.* On the Spiral Structure of Disk Galaxies // *Astrophys. J.* — 1964. — Vol. 140. — P. 646.
- [2] *Font J., Beckman J. E., Querejeta M. et al.* Interlocking Resonance Patterns in Galaxy Disks // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2014. — Vol. 210, № 1. — P. 2.
- [3] *Elmegreen Bruce G., Elmegreen Debra Meloy.* Optical Tracers of Spiral Wave Resonances in Galaxies: Applications to NGC 1566 // *Astrophys. J.* — 1990. — Vol. 355. — P. 52.
- [4] *Tremaine S., Weinberg M. D.* A kinematic method for measuring the pattern speed of barred galaxies // *Astrophys. J. Lett.* — 1984. — Vol. 282. — P. L5–L7.
- [5] *Buta Ronald J., Zhang Xiaolei.* Pattern corotation radii from potential-density phase shifts // *Astronomical and Astrophysical Transactions.* — 2012. — Vol. 27, № 2. — P. 211–214.
- [6] *Makarov Dmitry, Prugniel Philippe, Terekhova Nataliya et al.* HyperLEDA. III. The catalogue of extragalactic distances // *Astron. Astrophys.* — 2014. — Vol. 570. — P. A13.
- [7] *Roškar Rok, Debattista Victor P., Quinn Thomas R., Wadsley James.* Radial migration in disc galaxies - I. Transient spiral structure and dynamics // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 426, № 3. — P. 2089–2106.
- [8] *Buta Ronald J., Sheth Kartik, Athanassoula E. et al.* A Classical Morphological Analysis of Galaxies in the Spitzer Survey of Stellar Structure in Galaxies (S4G) // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2015. — Vol. 217, № 2. — P. 32.
- [9] *Dobbs Clare, Baba Junichi.* Dawes Review 4: Spiral Structures in Disc Galaxies // *Publications of the Astron. Soc. of Australia.* — 2014. — Vol. 31. — P. e035.
- [10] *Shabani F., Grebel E. K., Pasquali A. et al.* Search for star cluster age gradients across spiral arms of three LEGUS disc galaxies // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2018. — Vol. 478, № 3. — P. 3590–3604.
- [11] *Sellwood J. A., Carlberg R. G.* Transient Spirals as Superposed Instabilities // *Astrophys. J.* — 2014. — Vol. 785, № 2. — P. 137. 1403. 1135.

СТРУКТУРА АККРЕЦИОННОГО ДИСКА С ПРОНИКАЮЩИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

А. В. Кузин, Д. Д. Лисицин

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, МГУ

В работе рассматривается влияние магнитного поля центральной звезды на стационарный аккреционный диск в предположении, что магнитное поле проникает в диск. Мы строим аналитическую модель взаимодействия магнитного поля с веществом в диске и исследуем, как вертикальная и радиальная структура диска зависит от магнитного поля. Для этого мы решаем модифицированную систему уравнений вертикальной структуры совместно с уравнением индукции магнитного поля. Обнаружено, что при наличии такого магнитного поля существенно меняется вид тензора вязких напряжений и, как следствие, радиальная структура диска и его спектр. Также мы исследуем зависимость полученных результатов от наклона магнитной оси.

RADIAL AND VERTICAL STRUCTURE OF ACCRETION DISK PENETRATED BY MAGNETIC FIELD OF NEUTRON STAR

A. V. Kuzin, D. D. Lisitsin

Moscow Lomonosov State University, Sternberg Astronomical Institute

We consider effects of the magnetic field of a central star on a steady accretion disk assuming that magnetic field of a central star can penetrate the disk. We construct an analytical model of disk—magnetic field interaction and examine how the structure of the accretion disk depends on the magnetic field. We do this by solving the modified system of equations for the vertical structure self-consistently with the induction equation. It is shown the magnetic field can sufficiently modify the viscous tensor and, consequently, radial structure of the disk. We also examine the dependence of the results on the inclination of the magnetic axis of the neutron star.

Введение

Аккреционные диски вокруг замагниченных нейтронных звезд проявляют себя как рентгеновские источники. Несмотря на огромное количество работ, в которых исследуются такие объекты, все еще не до конца понятно, как магнитное поле центральной звезды влияет на структуру диска. Модели нестационарной аккреции, которые объясняют явления рентгеновских вспышек, часто предполагают, что профили распределения характеристик диска по вертикали такие же, как в стандартном диске. Мы поставили цель проверить это предположение, включив взаимодействие диска с магнитным полем в простейшую модель стандартного диска и построив аналитическую модель получившегося диска. Мы предполагаем, что магнитное поле центральной звезды дипольное и может проникать внутрь аккреционного диска. Диск в нашей работе — геометрически тонкий, оптически толстый альфа-диск [1]. Мы принимаем параметры двойной системы, характерные для миллисекундных пульсаров: центральная звезда — нейтронная звезда (НЗ), вращающаяся с частотой $f = 200$ Гц вокруг своей оси и имеющая массу $M = 1.4M_{\odot}$. Характерное магнитное поле на ее поверхности — порядка 10^8 Гс, что соответствует дипольному моменту $\mu \sim 10^{26}$ Гс · см³. Ось вращения диска сонаправлена оси вращения диска, а магнитная ось диска наклонена к оси вращения НЗ под углом χ , являющимся свободным параметром модели.

Основные уравнения

Везде в работе мы используем цилиндрическую систему координат (r, φ, z) . Чтобы рассчитать азимутальное магнитное поле, наведенное из-за эффектов динамо, мы записываем уравнение индукции для магнитного поля \vec{B} :

$$\frac{\eta_T}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \eta_T \Delta \vec{B} + \text{rot}[\vec{v} \times \vec{B}] - \left[\frac{\text{grad} \eta_T}{\eta_T} \times [\vec{v} \times \vec{B}] \right], \quad (1)$$

а затем проецируем его на азимутальное направление. Мы предполагаем, что компоненты поля B_r, B_z — дипольные, а компонента B_φ складывается из дипольной составляющей $B_{\varphi 0}$ и наведенного поля b_φ .

Коэффициент магнитной диффузии η_T внутри диска мы полагаем равным эффективному кинематическому коэффициенту турбулентной вязкости ν_T , а снаружи диска — много меньше ν_T (это оказывается несущественно). Скорость \vec{v} вещества внутри диска предполагается кеплеровской, а снаружи — твердотельной, $\Omega_s r$.

Нет нужды решать это уравнение в частных производных. Все производные по времени в предположении стационарности могут быть заменены на производные по позиционному углу: $\frac{\partial}{\partial t} = \Omega_s \frac{\partial}{\partial \varphi}$. Само поле мы раскладываем в ряд Фурье: $b_\varphi(r, \varphi, z) = b(r, z) + b_1(r, z) \cos \varphi + b_2(r, z) \sin \varphi$. Мы предполагаем, что наведенное поле равно нулю на некотором критическом радиусе больше радиуса коротации. Например, мы можем его отождествлять с радиусом светового цилиндра. Для решения математической задачи это не принципиально. Можно показать, что, во-первых, все другие члены ряда Фурье равны нулю (в дипольном поле нет других слагаемых, а уравнение индукции линейно), а во-вторых, сделанных предположений о скорости вещества и коэффициента турбулентной диффузии хватает, чтобы свести уравнение (1) к системе обыкновенных дифференциальных уравнений по радиусу с граничными условиями на внутреннем краю диска и световом цилиндре. Мы также провели расчеты для моделей «диффузии» и «пересоединения» наведенного магнитного поля в диске, разработанных Вангом [2].

Для нахождения внутреннего радиуса вязкого диска r_0 и тензора вязких напряжений $W_{r\varphi}$ мы записываем уравнение переноса углового момента:

$$-\dot{M} \frac{d(\Omega r^2)}{dr} = 2\pi \frac{d}{dr} (r^2 W_{r\varphi}) + \frac{1}{2} \int_{-z_0}^{z_0} \frac{d}{dr} (r^2 B_\varphi B_r) dz + r^2 (B_z B_\varphi) \Big|_{z=-z_0}^{z=z_0}, \quad (2)$$

где \dot{M} — темп аккреции в диске, параметр задачи, а z_0 — высота диска, слабая функция радиуса, которую нужно определить. Из этого уравнения возможно найти как зависимость внутреннего радиуса от параметров системы (темпа аккреции и магнитного поля НЗ), так и сам вязкий тензор напряжения, если поставить два граничных условия. В их выборе нам предоставлена свобода, мы выбираем условия равенства нулю вязкого тензора на внутреннем краю диска и равенства нулю вязких сил на внутреннем краю диска.

Наконец, выпишем уравнения вертикальной структуры диска. Для величин в диске используются стандартные обозначения. Неопределенность в диске аппроксимируется степенной функцией плотности и температуры: $\kappa_R = \kappa_0 \rho^t / T^\gamma$. Заметим, что приближения непрозрачности Томпсона или Крамерса — частные случаи выписанной формулы. Получим:

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial z} = -\rho \Omega_k^2 z + \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_m, & \text{уравнение МГД-равновесия по вертикали,} \\ \frac{d\Sigma}{dz} = -\rho, & \text{определение поверхностной плотности,} \\ \frac{c}{d} \frac{d(aT^4)}{dz} = -Q, & \text{перенос энергии излучением,} \\ \frac{3\kappa_{R\rho}}{dQ} \frac{dz}{dr} = \frac{3}{2} \Omega_k \alpha P, & \text{вязкое тепловыделение.} \end{cases} \quad (3)$$

Интегрирование уравнений ведется с верхней границы диска $z = z_0$, на которой мы аккуратно поставили граничные условия для температуры, давления, поверхностной плотности и потока тепла, к центру диска, где в силу симметрии необходимо удовлетворить условию отсутствия потока тепла. Таким образом, имея четыре уравнения и пять граничных условий, мы можем найти распределение четырех параметров по толще диска и определить высоту диска z_0 как собственное значение этой системы уравнений.

Результаты

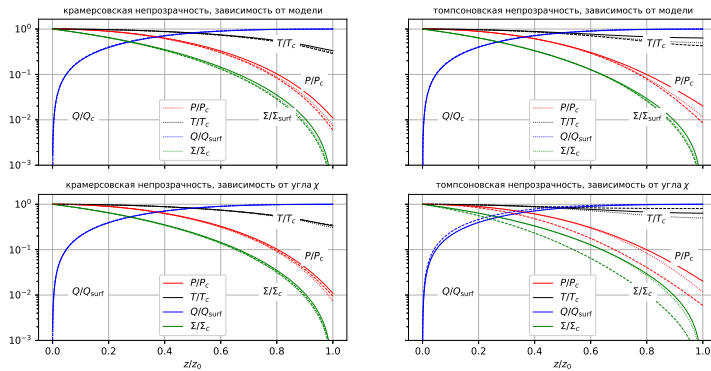


Рис. 1. Распределение давления P , температуры T , потока Q и массовой координаты Σ по вертикали в диске. Все параметры, кроме потока, нормированы на свои значения в экваториальной плоскости диска, поток нормирован на значение на поверхности диска. Верхняя строка: в предположении кramerсовской (слева) и томпсоновской (справа) непрозрачности показаны разные модели наведенного поля. Сплошные кривые соответствуют модели, разработанной в настоящей работе; штриховая линия соответствует модели «диффузии» Ванга, пунктирная линия — модель без наведенного поля (стандартный диск), угол наклона $\chi = 0^\circ$.

Нижняя строка: для тех же непрозрачностей показана зависимость от угла. Принята наша модель наведенного поля, сплошная линия соответствует $\chi = 0^\circ$, штриховая — $\chi = 90^\circ$, пунктирная линия — модель без наведенного поля. Структура посчитана на расстоянии $r = 1.1r_0$ или $r = 5 \cdot 10^6$ см. Магнитный момент $\mu = 10^{26}$ Гс \cdot см³, темп аккреции $\dot{M} = 10^{13}$ г/с

Заключение

В предыдущем разделе мы привели результаты расчета вертикальной структуры (1) и радиальной структуры (2) замагниченного диска. Можно видеть, что нормированная вертикальная структура слабо зависит как от принятой модели непрозрачности, так и от наличия внешнего магнитного поля. Это может служить оправданием для использования стандартных выражений для вертикальной структуры замагниченных дисков в трудных вычислениях, например при расчете кривой блеска рентгеновской вспышки.

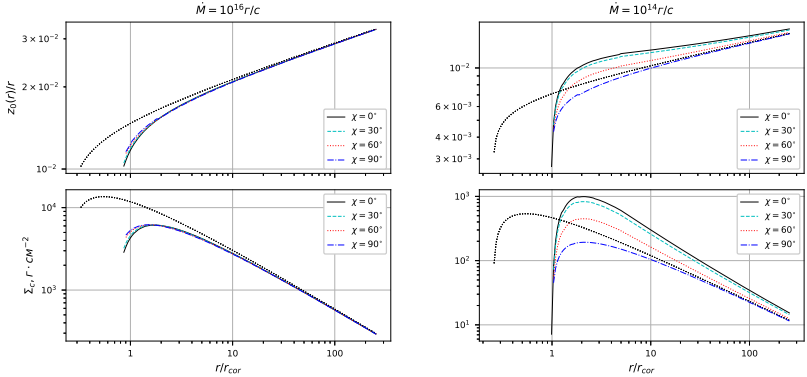


Рис. 2. Зависимость относительной толщины диска $z_0(r)/r$ (первая строка), поверхностной плотности Σ_c (вторая строка) в диске по радиальной координате в единицах радиуса коротации. Левый столбец соответствует большому темпу аккреции $\dot{M} = 10^{16}$ г/с, правый соответствует слабому темпу аккреции $\dot{M} = 10^{14}$ г/с. Разные цвета и стили соответствуют разным углам наклона χ (см. легенды). Принята модель наведенного поля, разработанная в настоящей работе. Для сравнения бледной пунктирной серой кривой показано соответствующее распределение по радиусу для стандартного диска без магнитного поля. Магнитный момент НЗ равен $\mu = 10^{26}$ Гс \cdot см³

С другой стороны, даже сравнительно слабое поле аккрецирующего миллисекундного пульсара может заметно модифицировать абсолютные значения параметров в диске, то есть изменить радиальную структуру диска. При больших темпах аккреции весь эффект от магнитного поля заключается в том, что оно «выдавливает» диск из магнитосферы и увеличивает внутренний радиус вязкого диска по сравнению со стандартным диском, в результате энерговыделение в диске падает, уменьшаются температура, толщина диска, но диск остается квазистандартным (стандартный диск с внутренним радиусом, отличным от R_{ISCO}). При малых же темпах аккреции магнитное поле, помимо того, что оно увеличивает внутренний радиус диска, еще модифицирует его радиальную структуру, которая подстраивается под магнитное поле (см. рис. 2). Энерговыделение при некоторых параметрах становится больше, чем рассчитанное при использовании стандартной модели дисковой аккреции без учета магнитного поля. Упомянем также, что этот эффект ведет к изменению формы спектра теплового излучения диска. Изменение формы спектра может быть проверено экспериментально, сравнивая спектры рентгеновских вспышек в пике вспышки и на плато вспышки.

Авторы выражают благодарность гранту Российского научного фонда (номер гранта 21-12-00141).

Библиографические ссылки

- [1] *Shakura N. I., Sunyaev R. A.* Black holes in binary systems. Observational appearance // *Astron. Astrophys.* — 1973. — Vol. 24. — P. 337–355.
- [2] *Wang Y. M.* On the Torque Exerted by a Magnetically Threaded Accretion Disk // *Astrophys. J. Lett.* — 1995. — Vol. 449. — P. L153.

ПОИСК БЫСТРЫХ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК В ДАННЫХ THE ZWICKY TRANSIENT FACILITY DR8

А. Д. Лаврухина¹, К. Л. Маланчев^{2,3}

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,

²Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, МГУ

³Department of Astronomy, University of Illinois at Urbana-Champaign

Вспышки красных карликов играют важную роль в изучении обитаемости экзопланет. Выборка, состоящая из достаточного количества объектов такого типа, не только бы внесла вклад в поиск потенциально обитаемых планет, но и помогла бы лучше изучить физическую природу вспышек красных карликов. В данной работе представлены методы обнаружения вспышек красных карликов и результаты их применения к данным 8-го релиза фотометрического обзора The Zwicky Transient Facility. При помощи описанных методов были найдены 20 кандидатов во вспыхивающие объекты с амплитудой вспышки более 1.5 магнитуды.

SEARCH FOR FAST STELLAR FLARES IN THE ZWICKY TRANSIENT FACILITY DR8

А. Д. Lavrukhina¹, К. L. Malanchev^{2,3}

¹Lomonosov Moscow State University, ²Sternberg astronomical institute,

³Department of Astronomy, University of Illinois at Urbana-Champaign

Red dwarf flares are essential for the studying of the exoplanet's habitability. The data sample, consisting of a sufficient number of objects, will not only help to find habitable planets candidates but also help to sort better through the physical nature of the red dwarf flares. In this work, we present the detection methods for the red dwarf flare candidates and apply them to the 8th data release of The Zwicky Transient Facility survey. The results consist of 20 candidates for the flaring objects having an amplitude larger than 1.5 magnitudes.

Введение

Современные высокоточные фотометрические обзоры, такие как Kepler или TESS, находят большое количество звездных вспышек [1–3]. Предельная звездная величина TESS ограничена малым диаметром его телескопов (10 см). Программа наблюдений Kepler охватывает лишь небольшую часть небесной сфере. По этим причинам данные обзоры не способны находить достаточно тусклые вспышки. Несмотря на то, что The Zwicky Transient Facility (ZTF) [4] является наземным телескопом и не обладает такой точной фотометрии, он обладает большей предельной величиной наблюдений, которая достигает 21.5 mag в полосе r . Кроме того, ZTF, в отличие от космических обзоров, не дает наблюдений с постоянно высокой скважностью. Тем не менее часть обзора посвящена наблюдениям с временным разрешением 20–30 мин, что позволяет наблюдать даже достаточно короткие вспышки. Это позволяет использовать данные ZTF для поиска быстрых вспышек тусклых объектов, какими являются, например, вспышки красных карликов.

Изучение вспышек красных карликов важно для экзопланетных наук, так как во время звездных вспышек происходит большое выделение энергии в ультрафиолетовом диапазоне, что влияет на обитаемость соседних планет [5]. Кроме того, составление выборки статистически значимых размеров может помочь в дальнейшем изучении популяции объектов такого типа.

Данные

Использовались данные восьмого релиза данных The Zwicky Transient Facility (ZTF DR8), которые насчитывают 3 736 031 325 кривых блеска. Для дальнейшего анализа использовались кривые блеска в фильтре r . В рамках обзора ZTF проводится несколько различных компаний наблюдений, в том числе наблюдения с высокой скважностью. После отбора объектов с временным разрешением не более 30 мин. и с выраженной переменностью, в выборке осталось 4 027 686 кривых блеска.

Поиск и анализ вспышек

Мы предполагаем, что большинство вспышек описываются быстрым ростом и следующим за ним квазиэкспоненциальным спадом потока. Для поиска такого рода вспышек используются две математические модели. Первая модель основывается на детектировании линейного роста или спада звездной величины, которые наблюдаются во вспышках. Вторая модель использует функцию с экспоненциальными асимптотиками как для роста, так и для спада.

Линейный рост или спад звездной величины

Каждая кривая блеска в звездных величинах аппроксимировалась линейной функцией при помощи реализованной в пакете `light-curve` [6] функции `LinearFit`. Ожидается, что аппроксимирующая прямая кандидата на вспышку будет иметь большой модуль наклона и относительно небольшое значение критерия адекватности модели $\text{reduced } \chi^2$, то есть данные будут указывать на значимый рост/спад звездной величины.

Для дальнейшего рассмотрения были отобраны кривые блеска, с наклоном аппроксимирующей прямой $> 12 \text{ mag/сут}$ и со значениями $\text{reduced } \chi^2 < 2$. Получившаяся выборка состоит из 80 кривых блеска.

При детальном рассмотрении выборки при помощи SNAD ZTF viewer были найдены 17 кандидатов во вспыхивающие объекты (см. пример на рис. 1). Кроме того, были найдены 36 артефактов (границы кадра, треки спутников, расфокусировки и блики от соседних ярких объектов), 16 кандидатов в затменные звезды и 1 эллипсоидальная переменная.

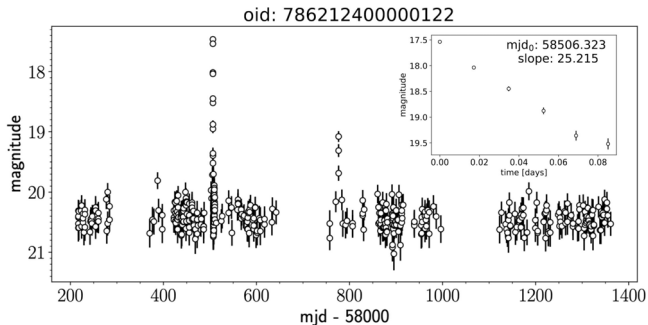


Рис. 1. Кривая блеска кандидата 786 212 400 000 122. Во вставке — найденный при помощи аппроксимации линейной функцией участок вспышки (slope — наклон аппроксимирующей прямой в единицах mag/day , mjd_0 — модифицированная юлианская дата начала вспышки в оригинальной кривой блеска объекта), основной график — полная кривая блеска

Аппроксимация функцией Базина

В данной работе используется модель на основе формулы Базина [7], имеющей экспоненциальную асимптотику как для возрастающей части кривой блеска, так и для убывающей.

Перед аппроксимацией набор кривых блеска был дополнительно отфильтрован по количеству наблюдений и амплитуде — использовались кривые блеска с не менее чем 10 наблюдениями и амплитудой ≥ 2 mag. Рассматриваемая выборка состоит из 3 939 30 кривых блеска. Для аппроксимации использовалась реализованная в пакете `light-curve` [6] функция `BazinFit`.

Были рассмотрены 25 кривых блеска с наименьшим значением $\text{reduced } \chi^2$. Почти во всех отобранных кривых блеска во вспышке имеется только одно наблюдение, что усложняет дальнейшую характеристику кандидатов. Тем не менее нашлись два объекта с достаточным числом наблюдений в максимуме блеска.

Фильтрация кривых блеска с одиночными выбросами

Чтобы отфильтровать объекты с малым количеством наблюдений в максимуме кривой блеска, необходимо определить количество наблюдений во вспышке и вне нее. Одним из методов решения такой задачи является применение к кривой блеска метода Оцу [8, 9].

Для обработки кривых блеска в магнитудах использовался метод `OtsuSplit`, реализованный в пакете `light-curve` [6]. Кривые блеска фильтровались по отношению числа точек во вспышке к общему числу наблюдений. Рассматривались вспышки со значением данного параметра больше 0.2 и $\text{reduced } \chi^2 < 2$. Отфильтрованная выборка состоит из 229 кривых блеска. Для детального рассмотрения были взяты 10 кривых блеска. Пример кандидата изображен на рис. 2.

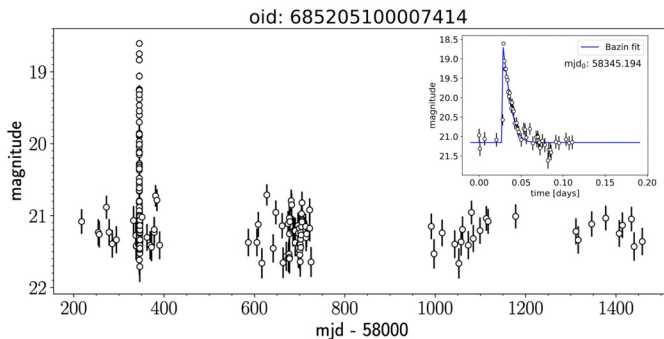


Рис. 2. Кривая блеска кандидата 685 205 100 007 414. Во вставке — найденный при помощи аппроксимации функцией Базина участок вспышки, основной график — полная кривая блеска

Заключение

В рамках работы была создана выборка из данных ZTF DR8 с временным разрешением не более 30 мин., которая подходит для решения задач поиска и изучения быстрых переменных объектов. Были разработаны методы поиска быстрых вспышек в данных фотометрических обзоров, которые могут быть применены и к другим обзорам с высокой скважностью

наблюдений. Вручную было проанализировано 100 объектов, которые были классифицированы как: 38 — артефакты, 20 — кандидаты во вспышкающие объекты, 16 — кандидаты в затменные звезды, 1 эллипсоидальная переменная звезда. Оставшиеся объекты не удалось идентифицировать из-за недостаточного количества наблюдений во вспышке.

Найденные кандидаты во вспышкающие красные карлики демонстрируют, что данные ZTF DR8 позволяют обнаруживать объекты такого типа. В дальнейшем планируется усовершенствовать описанные и разработать новые методы для многократного увеличения размеров выборки найденных кандидатов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Национального центра научных исследований Франции в рамках научного проекта №21-52-15024. Анастасия Лаврухина — стипендиат некоммерческого фонда развития науки и образования «Интеллект».

Библиографические ссылки

- [1] *Günther Maximilian N., Zhan Zhuchang, Seager Sara et al.* Stellar Flares from the First TESS Data Release: Exploring a New Sample of M Dwarfs // *The Astronomical Journal*. — 2020. — Vol. 159, № 2. — P. 60.
- [2] *Tu Zuo-Lin, Wu Qin, Wang Wenbo et al.* Convolutional Neural Networks for Searching Superflares from Pixel-level Data of the Transiting Exoplanet Survey Satellite // *Astrophys. J.* — 2022. — Vol. 935, № 2. — P. 90. 2204.04019.
- [3] *Van Doorselaere Tom, Shariati Hoda, Debosscher Jonas.* Stellar Flares Observed in Long-cadence Data from the Kepler Mission // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2017. — Vol. 232, № 2. — P. 26. 1711.02587.
- [4] *Bellm Eric C. et al.* The Zwicky Transient Facility: System Overview, Performance, and First Results // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 2019. — Vol. 131, № 995. — P. 018002. 1902.01932.
- [5] *Bogner M., Stelzer B., Raetz Stefanie.* Effects of flares on the habitable zones of M dwarfs accessible to TESS planet detections // *Astronomische Nachrichten*. — 2022. — Vol. 343, № 4. — P. e210079. <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/asna.20210079>.
- [6] *Lavrukhina A.D., Malanchev K.L.* Light curve features extraction from astronomical source // *Astronomy at the epoch of multimessenger studies. Proceedings of the VAK-2021 conference, Aug 23–28, 2021.* — 2022. — Crossref.
- [7] *Bazin G. et al.* The core-collapse rate from the Supernova Legacy Survey // *Astronomy and Astrophysics*. — 2009. — Vol. 499, № 3. — P. 653–660.
- [8] *Лаврухина А. Д., Маланчев К. Л.* Метод автоматического поиска плато на кривых блеска переменных звезд // *Астрономия и исследование космического пространства.* — Екатеринбург, 2022. — С. 39–42.
- [9] *Otsu Nobuyuki.* A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms // *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics*. — 1979. — Vol. 9, № 1. — P. 62–66.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК ПРИ АККРЕЦИИ НА НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ С НАКЛОНЕННОЙ МАГНИТНОЙ ОСЬЮ

Д. Д. Лисицин, А. В. Кузин

Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга, МГУ

На основании модели частично проникающего магнитного поля в геометрически тонкий аккреционный диск была разработана аналитическая модель магнитных моментов сил, действующих на аккреционный диск помимо вязких моментов сил. С помощью полученной информации о магнитных моментах сил было модернизировано уравнение вязкой эволюции аккреционного диска. Измененные уравнения были реализованы внутри кода `freddi`, который численно решает уравнение вязкой эволюции. Также была исследована эволюция частоты вращения нейтронной звезды, на которую происходит аккреция. Произведено сравнение смоделированных зависимостей и экспериментальных данных: потоков в рентгеновском диапазоне для миллисекундного аккрецирующего рентгеновского пульсара Aql X-1 и эволюции частоты рентгеновского пульсара A0535+262.

MODELING X-RAY OUTBURSTS DURING ACCRETION ONTO NEUTRON STARS WITH OBLIQUE MAGNETIC AXES

D. D. Lisitsin, A. V. Kuzin

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University

For the geometrically thin accretion disc partially permeated by the magnetic field of the central star, an analytic model of the magnetic torques, acting on the accretion disc alongside the viscous torques, has been developed. Accordingly, the equation of the viscous evolution of an accretion disc has been modified. The resulting model has been implemented within the program code "freddi", which numerically integrates the equations and calculates the evolution of disc parameters and light curves. Also, we have examined the change of rotation frequency of a neutron star, onto which the accretion proceeds. We compare our model with observational data, for example, fluxes in the X-ray band for the accreting millisecond X-ray pulsar Aql X-1 during an outburst and the rotation frequency evolution of the accreting X-ray pulsar A0535+262.

Введение

На данный момент известно около двух десятков аккрецирующих миллисекундных рентгеновских пульсаров и около сотни рентгеновских пульсаров [1]. Это двойные системы, в которых происходит аккреция на нейтронную звезду. В таких системах возникают вспышки, от которых мы наблюдаем кривые блеска. Изменение темпа аккреции в аккреционном диске во время вспышки может быть описано на основе решения уравнения вязкой эволюции α -диска [2]. В ряде случаев и если нет сложной спектральной эволюции рентгеновского транзита, его кривые блеска можно моделировать с помощью кода `freddi` [3]. Поскольку код изначально был написан для черных дыр, то в него не был включен учет взаимодействия крупномасштабного магнитного поля нейтронной и вещества аккреционного диска [4]. Ранее был произведен учет взаимодействия магнитного поля путем учета

изменений в граничных условиях. В данной работе же был сделан учет изменений как граничных условий в аккреционном диске, так и изменение уравнения вязкой эволюции из-за появления магнитных сил, действующих на диск. Также наблюдательным проявлением при аккреции является эволюция частоты вращения нейтронной звезды. На основе данных об эволюции физических параметров в аккреционном диске была получена информация об эволюции частоты для сравнения с экспериментальными данными.

Описание методики

Следуя подходу, изложенному в работе [5], и взяв одну из моделей наведенного магнитного поля из работы [6], мы вывели тензор вязких напряжений, связанный с магнитными моментами сил. С помощью него мы нашли светимость диска, получающаяся за счет высвечивания той энергии, которая выделяется при вязком трении слоев диска друг о друга. Также было выведено уравнение для первой производной частоты.

Результаты

Мы включили в код `freddi` нашу модель и рассчитали эволюцию диска после пика вспышки для двух объектов: миллисекундного пульсара Aql X-1 и рентгеновского пульсара A0535+262. Мы протестировали наш код, сравнив старую модель взаимодействия аккреционного диска и магнитосферы и новую. Мы увидели, что на начальном этапе вспышки старая модель не сильно отличается от новой.

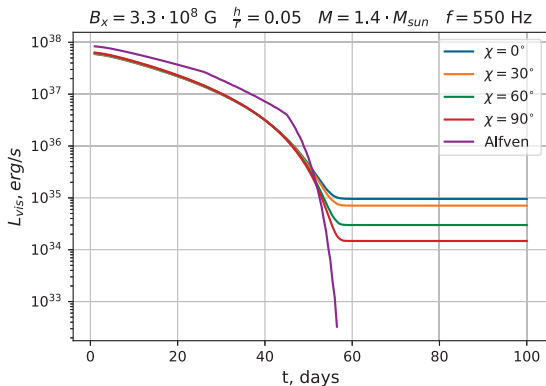


Рис. 1. Сравнение графиков зависимости от времени светимости аккреционного диска для разных углов наклона нейтронной звезды в новой модели и в старой модели взаимодействия диска и магнитосферы (Alfvén)

Как видно на рис. 1 и 2, характерный вид наблюдаемой кривой блеска воспроизводится в рамках нашей модели. Выход на плато связан с тем, что система переходит в режим «пропеллера», где прекращается аккреция вещества, но свечение диска продолжается за счет выделения гравитационной энергии, вызванной перераспределением вещества. Также

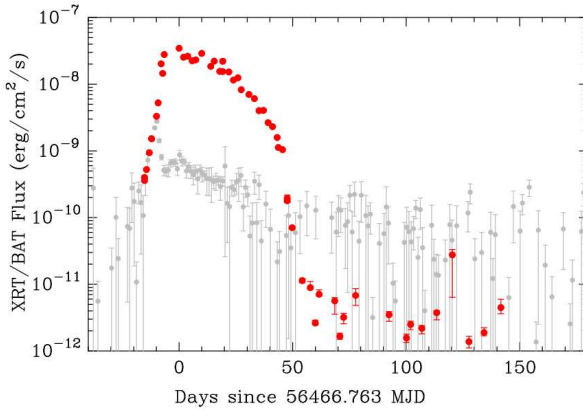


Рис. 2. График зависимости потока, поправленного за поглощение, в полосе 0.5–10 кэВ. Наблюдения производились на телескопе Swift/XRT. Рисунок взят из статьи [4]

удается удовлетворительно воспроизвести эволюцию частоты вращения нейтронной звезды A0535+262 в 1994 г.

Заключение

В качестве основных результатов работы можно отметить два пункта:

- Другая эволюция радиуса внутреннего края диска по сравнению с предыдущими работами. Причем стоит отметить, что при больших темпах аккреции характер эволюции не отличается от моделей, учитывающих баланс давлений магнитного поля и вещества [7], а при малых темпах аккреции внутренний радиус асимптотически приближается к радиусу «насыщения». Радиус «насыщения» не сильно отличается от радиуса коротации.
- Из первого пункта следует второй: наш диск естественным образом переходит к свечению в режиме «пропеллера». То есть диск имеет ненулевую светимость при нулевом темпе аккреции. Хотим отметить, что этот эффект возникает вне дополнительных допущений.

Построение модели взаимодействия диска и магнитного поля нейтронной звезды и сравнение с наблюдениями является актуальными задачами, так как позволяют исследовать физику фундаментальных процессов в космических условиях на основе архивных и новых экспериментальных данных, полученных орбитальными обсерваториями. Впервые нами решено уравнение эволюции вязкого диска с учетом магнитных сил, действующих на диск в результате взаимодействия с магнитосферой нейтронной звезды. Также впервые была смоделирована эволюция частоты вращения нейтронной звезды во время рентгеновской вспышки с учетом эволюции аккреционного диска.

Благодарности

Автор выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (номер гранта 21-2-1-31-1) и Российскому научному фонду (номер гранта 21-12-00141) за поддержку.

Библиографические ссылки

- [1] *Patruno A., Watts A. L.* Accreting Millisecond X-ray Pulsars // *Astrophysics and Space Science Library* / ed. by Tomaso M. Belloni, Mariano Méndez, Chengmin Zhang. — 2021. — Vol. 461. — P. 143–208. 1206.2727.
- [2] *Shakura N. I., Sunyaev R. A.* Black holes in binary systems. Observational appearance // *Astron. Astrophys.* — 1973. — Vol. 24. — P. 337–355.
- [3] *Malanchev K. L., Lipunova G. V.* Freddi: Fast Rise Exponential Decay accretion Disk model Implementation. — *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:1610.014. — 2016. 1610.014.
- [4] *Lipunova G., Malanchev K., Tsygankov S. et al.* Physical modelling of viscous disc evolution around magnetized neutron star. Aql X-1 2013 outburst decay // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2022. — Vol. 510, № 2. — P. 1837–1856. 2110.08076.
- [5] *Kluźniak W., Rappaport S.* Magnetically Torqued Thin Accretion Disks // *Astrophys. J.* — 2007. — Vol. 671, № 2. — P. 1990–2005. 0709.2361.
- [6] *Wang Y. M.* On “Torqueless” Accretion from a Magnetically Truncated Disk // *Astrophys. J. Lett.* — 1997. — Vol. 487, № 1. — P. L85–L88.
- [7] *Chashkina A., Abolmasov P., Poutanen J.* Super-Eddington accretion on to a magnetized neutron star // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2017. — Vol. 470, № 3. — P. 2799–2813. 1703.07005.

ОЦЕНКА РАЗМЕРОВ РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ ПОСРЕДСТВОМ АНАЛИЗА КУМУЛЯТИВНОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

К. А. Лызенко^{1,2}, А. Д. Калинин^{1,2}, Н. Е. Кондратьев^{1,2}
¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
²Институт астрономии РАН

В данной работе описывается метод определения угловых размеров рассеянных звездных скоплений, основанный на анализе и обработке кумулятивной функции распределения (КФР). КФР сглаживается и дважды дифференцируется, после чего по виду второй производной оцениваются размеры скоплений. Описанный метод позволяет получать оценки радиусов ядер, средних размеров скоплений и размеров их внешних оболочек. Исходя из полученных данных, можно оценить также количество звезд, принадлежащих ядру и всему скоплению. Метод был применен к 46 рассеянным скоплениям, выбранным из каталога [1].

ESTIMATION OF THE SIZE OF OPEN STAR CLUSTERS BY ANALYZING THEIR CUMULATIVE DISTRIBUTION FUNCTIONS

K. A. Lyzenko^{1,2}, A. D. Kalinkin^{1,2}, N. E. Kondratev^{1,2}
¹Lomonosov Moscow State University,
²Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences

This work describes a method for determining the angular size of open star clusters based on the analysis and processing of cumulative distribution functions. Cumulative distribution function is smoothed and differentiated twice, after which the size of clusters is determined by the form of the second derivative. The described method makes it possible to obtain estimates of the nuclei radii, average radii of clusters and the size of their outer shells. Based on the data obtained, it is also possible to estimate the number of stars belonging to the core and the entire cluster. The method was applied to 46 open clusters selected from [1].

Введение

Пространственная структура рассеянных звездных скоплений такова, что четкое определение их размеров является трудной задачей. Поэтому в разных исследованиях используются разные характеристики их размеров, такие как R_{50} — радиус заключающий 50 % вероятных членов скопления; R_t — приливной радиус скопления; R_c — радиус ядра скопления и другие [2–4].

Авторами предлагается метод оценки угловых размеров скоплений, основанный на анализе кумулятивной функции распределения и ее производных. В своей работе мы обращаемся к данным каталога Cantat-Gaudin et al. 2020 [1], основанного на данных каталога Gaia DR2 [5], чтобы выбрать скопления для предстоящего исследования. Мы выбрали близкие скопления с параллаксом больше $0.02''$ и количеством членов больше 100 для улучшения статистической значимости наших оценок и лучшей отладки предлагаемого метода. Для дальнейшей работы нами используются данные каталога Gaia DR3 [6]. Сначала методом радианта [7, 8] мы оцениваем вероятности членства звезд, взятых из каталога Gaia DR3, в выбранных скоплениях, а затем на основе наших оценок строим кумулятивные функции распределения. Для анализа мы используем звезды с вероятностями членства больше 50 %, рассчитанными по методу радианта.

Идея метода

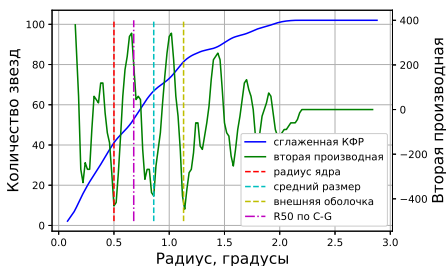


Рис. 1. Наложение второй производной на сглаженную КФР для скопления ASCC_41. Синяя сплошная — сглаженная КФР; зеленая сплошная — вторая производная; красная, голубая и желтая пунктирные линии — значения радиуса ядра, среднего размера скопления и его внешних оболочек, определенные «на глаз», соответственно; фиолетовая штрих-пунктирная линия — R_{50} , взятый для сравнения из работы Cantat-Gaudin et al. 2020 [1]

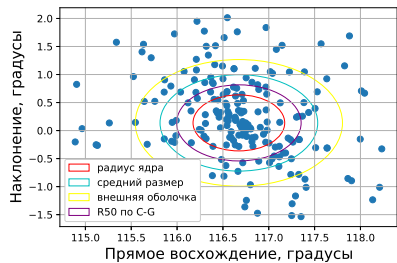


Рис. 2. Вероятные члены скопления ASCC_41 на сетке координат, полученные нами из данных Gaia DR3 [6]. Кругами отмечены области, соответствующие определенным «на глаз» радиусам: красный — область ядра; голубой — средний размер скопления; желтый — внешняя оболочка скопления; фиолетовый — область с радиусом R_{50} , взятым для сравнения из работы Cantat-Gaudin et al. 2020 [1]

Кумулятивной функцией распределения называется диаграмма, показывающая количество звезд, принадлежащих скоплению, на разных расстояниях от его центра. После рассмотрения некоторого количества КФР разных скоплений, нами было отмечено, что все они имеют схожий вид — присутствуют перегибы, которые соответствуют переходу от более плотных областей скопления к менее плотным. Мы трактуем это как переход от ядра скопления к звездам его периферии. Если сгладить КФР — убрать флуктуации, вызванные неравномерным накоплением звезд (рис. 1. Синяя сплошная линия), — то первый локальный минимум второй производной сглаженной КФР должен соответствовать радиусу ядра скопления, второй — среднему радиусу скопления, третий — радиусу внешней оболочки. После нахождения искомым радиусов дополнительно есть возможность определить количество звезд, содержащихся в соответствующих областях.

Алгоритм применения метода

- 1) Выбирается скопление.
- 2) Определяются вероятные члены из данных Gaia DR3 [6].
- 3) Задается параметр s , который определяет число шагов для построения последующих графиков (индивидуален для каждого скопления):

$$s = 50 * R^{\max}, \quad (1)$$

где R^{\max} — расстояние в deg до самого удаленного от центра вероятного члена.

- 4) Шаг по радиусу выбирается 0.02 deg.

- 5) Считается количество звезд в кругах, радиусы которых отличаются на 0.02 deg.
- 6) Полученные данные заносятся в массивы, по которым строятся КФР.
- 7) На основе количества звезд в скоплении N_* выбирается параметр сглаживания m . Он определяет, сколько точек графика КФР будет браться для усреднения:

$$m = 10, \quad (2)$$

если $100 < N_* < 150$,

$$m = N_*/15, \quad (3)$$

если $150 < N_* < 450$,

$$m = 30, \quad (4)$$

если $N_* > 450$, чтобы не было слишком большого или слишком малого количества усредняемых точек. Такие параметры были подобраны после анализа процесса сглаживания.

- 8) Проводится сглаживание КФР методом скользящего среднего.
- 9) Считается первая производная (от сглаженной КФР) методом двусторонней разности по формуле:

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0 - \Delta x)}{2 \cdot \Delta x}, \quad (5)$$

где $f(x)$ — это зависимость количества звезд от углового расстояния до центра скопления или $N_*(R)$; Δx — шаг дифференцирования, равный 0.02 deg; x_0 — точка, в которой производится дифференцирование.

- 10) Считается вторая производная методом двусторонней разности.
- 11) Вычисляются положения локальных минимумов второй производной: 1-й — радиус ядра; 2-й — средний радиус скопления; 3-й — радиус внешних оболочек.
- 12) Из исходной КФР берется число звезд, заключенное в полученных радиусах.
- 13) Проводится сравнение полученных радиусов и количества членов скопления с результатами, представленными в работе Cantat-Gaudin et al. 2020 [1].

Итоги

Нами определены структурные параметры для 46 рассеянных скоплений, выбранных из Cantat-Gaudin et al. 2020 [1]. Проведено сравнение с радиусами R_{50} , представленными в работе Cantat-Gaudin et al. 2020.

Серьезной проблемой нашего метода является то, что вторая производная — флуктуирующая функция, из-за чего машинный метод определения параметров скопления выдает ошибочные результаты. Сглаженная КФР дает вторую производную, которая имеет локальные минимумы, не соответствующие физически корректным параметрам скопления (рис. 1). Иными словами, первый, второй и третий локальные минимумы смещены ближе к центру скопления и не отражают искомые радиус ядра, средний размер и радиус внешних оболочек скопления. Отмеченные на представленных рисунках (рис. 1, 2) радиус ядра, средний размер и радиус внешних оболочек скопления являются нашими оценками «на глаз» в то время как, наши действительные оценки получаются значительно меньше. Также мы обратили внимание на то, что определенный по второй производной «на

глаз» радиус внешних оболочек не охватывает все вероятные члены, определенные нашим методом.

В дальнейшем мы попытаемся устранить недочеты метода, чтобы получить более корректные оценки искомых радиусов, а также пересмотрим критерии определения радиуса внешних оболочек. Дополнительно мы проведем оценки R_{50} , рассчитанные по выделенным нами вероятным членам, чтобы корректно сравнивать с результатами работы Cantat-Gaudin et al. 2020 [1] и другими авторами.

Благодарности

Коллектив авторов благодарит Д. А. Ковалеву за научное руководство.

Библиографические ссылки

- [1] *Cantat-Gaudin T., Anders F., Castro-Ginard A. et al.* Painting a portrait of the Galactic disc with its stellar clusters // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 640. — P. A1. 2004.07274.
- [2] *Kharchenko N. V., Piskunov A. E., Schilbach E. et al.* Global survey of star clusters in the Milky Way. II. The catalogue of basic parameters // *Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 558. — P. A53. 1308.5822.
- [3] *Seleznev Anton F.* Open-cluster density profiles derived using a kernel estimator // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 2016. — Vol. 456, № 4. — P. 3757–3773.
- [4] *Tarricq Y., Soubiran C., Casamiquela L. et al.* Structural parameters of 389 local open clusters // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 659. — P. A59. 2111.05291.
- [5] *Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A. et al.* Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 616. — P. A1. 1804.09365.
- [6] *Gaia Collaboration, Vallenari A., Brown A. G. A. et al.* Gaia Data Release 3. Summary of the content and survey properties // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 674. — P. A1. 2208.00211.
- [7] *van Leeuwen F.* Parallaxes and proper motions for 20 open clusters as based on the new Hipparcos catalogue // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 497, № 1. — P. 209–242. 0902.1039.
- [8] *Röser S., Schilbach E., Piskunov A. E. et al.* A deep all-sky census of the Hyades // *Astron. Astrophys.* — 2011. — Vol. 531. — P. A92. 1105.6093.

СРАВНЕНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ СКОРОСТЕЙ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ В АСТРОХИМИЧЕСКИХ БАЗАХ ДАННЫХ РАЗНЫХ ПОКОЛЕНИЙ НА РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

К. А. Макаров, А. Б. Островский, А. И. Васюнин

Уральский федеральный университет

Для моделирования химических процессов в космических объектах используются астрохимические базы данных (БД), в которых содержится информация о химических реакциях и константах их скоростей. При этом коэффициенты скорости известны с погрешностью, величина которых, как правило, также указывается в БД. Со временем БД пополняются все большим числом новых реакций, чьи константы известны слабо. Результаты нашего исследования показывают, что есть тенденция к увеличению разброса обилий модели темного облака при переходе от UMIST 95 к UMIST 12. Данные результаты получены без учета поверхностной химии.

COMPARISON OF THE EFFECT OF RATE UNCERTAINTIES IN ASTROCHEMICAL DATABASES OF DIFFERENT GENERATIONS ON MODELLING RESULTS

К. А. Makarov, A. B. Ostrovskii, A. I. Vasyunin

Ural Federal University

To model chemical processes in space objects, astrochemical databases (DB) are used, which contain information about chemical reactions and their rate constants. In this case, the rate coefficients are known with an uncertainty, the value of which, as a rule, is also indicated in the database. Over time, the databases are replenished with a growing number of new reactions whose rate constants are poorly known. The results of our study show that there is a tendency for the scatter of the dense cloud model abundances to increase as we move from UMIST 95 to UMIST 12. These results were obtained without considering surface chemistry.

Введение

Для моделирования химических процессов в космических объектах используются астрохимические базы данных (БД), в которых записаны химические реакции вместе с константами для расчета их коэффициента скорости. В газофазном приближении химическая эволюция описывается уравнениями химической кинетики:

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_{l,m} K_{lm} n_l n_m - n_i \sum_s K_{is} n_s,$$

где n_i — концентрация частиц i -й молекулы; t — время; K_{ij} — коэффициент скорости химической реакции i -й и j -й компоненты. Вид уравнения для расчета коэффициента K определяется по типу реакции.

В базах данных, как правило, указывается неточность коэффициента скорости реакции через параметр неопределенности F_0 или через класс точности. Оба обозначения взаимозаменяемы. Неопределенность может варьироваться от нескольких процентов до порядков.

Значения K и их погрешности уточняются со временем, но, с другой стороны, количество реакций в БД постоянно увеличивается.

Цель нашей работы — исследовать, уменьшается или увеличивается неточность моделирования с развитием астрохимических БД. Исследование неопределенностей для темного облака уже проводилось в работах Wakelam, например [1]. Мы придерживались методологии, изложенной в [2]. Новизна данной работы заключается в сравнении неопределенностей баз данных разных поколений в рамках одного семейства, что позволяет дать общую оценку изменения неточностей моделируемых содержаний атомов и молекул со временем для выбранного семейства.

Модель и методология

В модели использовались физические параметры, характерные для темных облаков [2] (температура $T = 10$ К, числовая плотность $n = 2 \cdot 10^4$ см $^{-3}$). В качестве астрохимических БД мы взяли UMIST 95 [3] и UMIST 12 [4]. Модель учитывала только газофазные реакции. Взаимодействие с пылью не было включено в модель. По этой причине нашу модель следует рассматривать как формальную. Учет взаимодействия с пылью является значительным дополнительным источником неопределенностей [5]. Мы ограничились исследованием влияния погрешностей исключительно со стороны коэффициентов скоростей реакции в газовой фазе. Начальный химический состав соответствует низкометаллическому случаю из [6].

Мы случайным образом варьировали коэффициенты скорости K логнормально 10 000 раз в диапазоне, соответствующем классу точности каждой реакции. Если у реакций из UMIST 95 класс точности не указывался, мы принимали его за С (разброс до двух раз), аналогично [2]. Для анализа рассматривался интервал времени с 10^4 до 10^7 лет. В качестве результата выполнения численной программы мы получали множество обилий в заданный момент времени, по которым строились гистограммы разброса обилий.

Для оценки чувствительности молекулы к варьированию скорости мы воспользовались коэффициентом k , представляющим собой значение полной ширины гистограммы на половинной высоте (FWHM), усредненный по интервалу от логарифма времени,

$$k = \sum_{t=2}^n \text{FWHM}_t(\lg(x)) \frac{\lg T_t - \lg T_{t-1}}{\sum_{k=2}^n (\lg T_k - \lg T_{k-1})},$$

где $\lg(T_t)$ — десятичный логарифм t -го момента времени; $\text{FWHM}_t(\lg(x))$ — полная ширина гистограммы логарифма разброса обилий $\lg(x)$ для молекулы x на половинной высоте в t -й момент времени; n — общее количество рассматриваемых моментов времени. По данному коэффициенту мы произвели разделение молекул на группы чувствительности аналогично тому, как это делается в [2]:

1. Коэффициент $k < 0.25$.
2. Коэффициент k в интервале 0.25–0.5.
3. Коэффициент k в интервале 0.5–1.0.
4. Коэффициент k в интервале 1.0–2.0.
5. Коэффициент k в интервале 2.0–3.0.
6. Коэффициент $k > 3.0$.

Результаты моделирования

На рис. 1 представлены графики содержания молекулы S для обеих БД как пример результата расчета модельных обилий для первых 400 модельных обилий, полученных при варьировании K . Основным результатом исследования является диаграмма, представленная на рис. 2. Высота столбцов соответствует количеству молекул с определенным количеством атомов. Мы сравнивали группы чувствительности для молекул, являющихся общими для БД. В зависимости от того, как изменяется группа чувствительности определенной молекулы от UMIST 95 к UMIST 12, мы относили ее к одной из трех категорий: группа чувствительности (ГЧ) увеличилась (разброс обилий увеличился), ГЧ прежняя и ГЧ уменьшилась. Внутри столбцов в соответствии с цветом указано количество молекул с заданным числом атомов, отнесенных к той или иной группе.

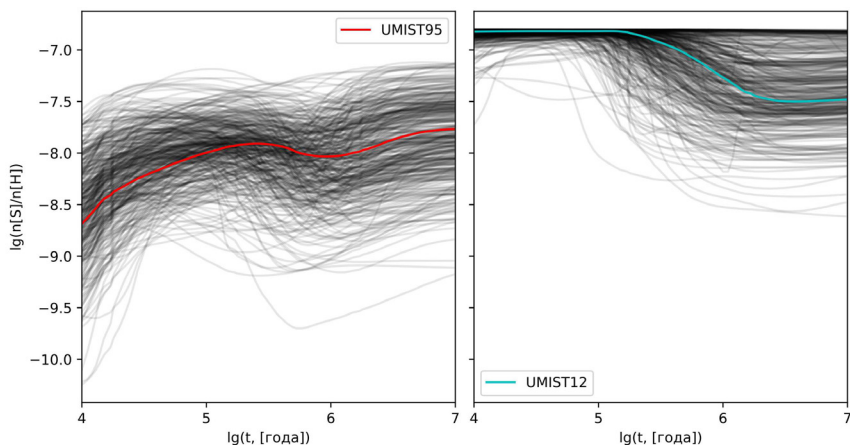


Рис. 1. График отношения логарифма концентрации молекулы серы S к концентрации общего числа атомов водорода в модели N от логарифма времени в годах $\log(t)$. Цветными линиями указаны графики для скоростей реакций, соответствующих БД, черным цветом — первые 400 реализаций при варьировании констант скоростей

Наши результаты показывают, что многие молекулы не изменили своей группы чувствительности при переходе от UMIST 95 к UMIST 12, однако можно наблюдать и большое количество молекул, группа чувствительности которых стала выше, то есть разброс моделируемых обилий для них увеличился. Помимо этого, для части молекул, в основном простых, наблюдается понижение группы чувствительности. В целом разброс обилий не стал меньше, скорее всего увеличился.

Заключение

При моделировании газофазных реакций в случае темного облака с использованием баз данных семейства UMIST разных поколений (UMIST 95 и UMIST 12) было обнаружено увеличение чувствительности молекул к варьированию констант коэффициентов скоростей реакции, что следует интерпретировать как уменьшение точности моделирования даже при условии улучшения точности ранее известных параметров реакции. В рассматриваемой

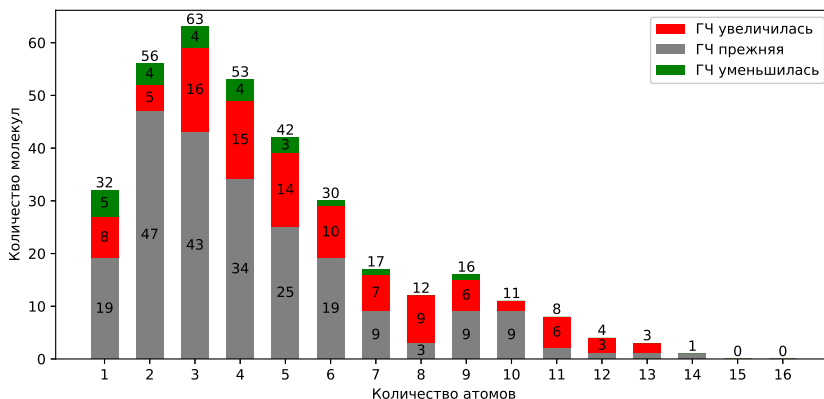


Рис. 2. Диаграмма перехода молекул с определенным количеством атомов из одной группы чувствительности (ГЧ) в другую для молекул, общих для обеих баз данных. Сверху над каждым столбцом указано общее количество молекул с заданным количеством атомов

модели не учитывалось взаимодействие с пылью, из-за чего результат стоит рассматривать, как формальный.

А. Б. Островский и А. И. Васюнин благодарят за поддержку Министерство науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038.

Библиографические ссылки

- [1] *Wakelam V., Herbst E., Selsis F.* The effect of uncertainties on chemical models of dark clouds // *Astron. Astrophys.* — 2006. — Vol. 451, № 2. — P. 551–562. [astro-ph/0601611](#).
- [2] *Vasyunin A. I., Sobolev A. M., Wiebe D. S., Semenov D. A.* Influence of Uncertainties in the Rate Constants of Chemical Reactions on Astrochemical Modeling Results // *Astronomy Letters.* — 2004. — Vol. 30. — P. 566–576. [astro-ph/0311450](#).
- [3] *Millar T. J., Farquhar P. R. A., Willacy K.* The UMIST Database for Astrochemistry 1995 // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 1997. — Vol. 121. — P. 139–185.
- [4] *McElroy D., Walsh C., Markwick A. J. et al.* The UMIST database for astrochemistry 2012 // *Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 550. — P. A36. [1212.6362](#).
- [5] *Iqbal W., Wakelam V., Gratier P.* Statistical study of uncertainties in the diffusion rate of species on interstellar ice and its impact on chemical model predictions // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 620. — P. A109. [1811.03488](#).
- [6] *Wakelam V., Herbst E.* Polycyclic Aromatic Hydrocarbons in Dense Cloud Chemistry // *Astro-phys. J.* — 2008. — Vol. 680, № 1. — P. 371–383. [0802.3757](#).

ЛАБОРАТОРНОЕ ПОЛУЧЕНИЕ ИК-СПЕКТРОВ СРАВНЕНИЯ ДЛЯ АНАЛИЗА МОЛЕКУЛЯРНОГО СОСТАВА ЛЬДА В РЕГИОНАХ ОБРАЗОВАНИЯ ЗВЕЗД И ПЛАНЕТ

М. Г. Медведев, Г. С. Федосеев, К. А. Степанова, А. И. Васюнин
Уральский федеральный университет

В работе представлена собранная нами лабораторная сверхвысоковакуумная установка для получения ИК-спектров сравнения для анализа молекулярного состава льдов в регионах образования звезд и планет. Также рассмотрен процесс получения типичного ИК-спектра вещества на примере метилцианида.

LABORATORY OBTAINING INFRARED SPECTRA FOR ANALYZING THE MOLECULAR COMPOSITION OF ICES IN STAR AND PLANET FORMATION REGIONS

M. G. Medvedev, G. S. Fedoseev, K. A. Stepanova, A. I. Vasyunin
Ural Federal University

This paper presents a laboratory ultra-high-vacuum setup that we have assembled for obtaining infrared spectra for analyzing the molecular composition of ices in regions of star and planet formation. Also, the procedure of obtaining of the typical infrared spectra of methyl cyanide is considered.

Введение

В настоящее время с помощью наблюдений межзвездной среды (МЗС), в частности областей звездо- и планетообразования, было обнаружено более 240 различных молекул [1]. Среди них можно выделить подгруппу сложных органических молекул (СОМ). Сложными органическими молекулами считают молекулы, содержащие более шести атомов, среди которых есть не менее одного атома углерода и как минимум один из атомов азота, кислорода, фосфора или серы. Исследование того, где и каким образом образуются СОМ вызывает повышенный интерес со стороны астрономического сообщества, с точки зрения той потенциальной роли, которую эти молекулы могут играть в абиогенезе.

Изучение химических процессов в МЗС на поверхности пылевых частиц представляет особый интерес, поскольку эффективными реакциями образования многих СОМ (например, метанола, формальдегида и других) являются именно поверхностные реакции.

Сейчас изучение межзвездной среды можно осуществлять не только с помощью наблюдений и численных моделей, но и с помощью лабораторных исследований. Лабораторные астрохимические исследования, в частности эксперименты по исследованию поверхностной химии на пыли, дают информацию для интерпретации наблюдений и для получения параметров для астрохимических моделей. В лаборатории есть возможность контролировать и варьировать параметры эксперимента, что позволяет сосредоточить внимание на каком-либо одном процессе. В этом принципиальное отличие от астрономических наблюдений, которые дают сложную картину, сформированную в результате протекания многих процессов. Современное вакуумное и криогенное оборудование позволяет воспроизводить условия характерные для поверхности пылевой частицы в холодном регионе звездообразования. А непосредственно для измерений широко используется трансмиссионная ИК Фурье-спектрометрия и масс-спектрометрия.

Лабораторная установка

Нами была собрана лабораторная сверхвысоковакуумная криогенная установка. Общий вид установки представлен на рис. 1. В главной камере с помощью турбомолекулярного насоса КВТ-400 может достигаться сверхвысокий вакуум до $5 \cdot 10^{-9}$ мбар и $4 \cdot 10^{-10}$ мбар с включенным криостатом, что эквивалентно концентрации частиц порядка 10^7 см⁻³. Поступление исследуемого вещества в главную камеру осуществляется с помощью игольчатого натекателя из независимой линии дозирования.

В вакуумную камеру помещен гелиевый криостат, к которому присоединен держатель с германиевым окном. Использование германия в качестве материала окна обусловлено его прозрачностью в ИК-диапазоне и высокой теплопроводностью при низких температурах. Криостат способен понижать и поддерживать температуру держателя до 6 К. Вещество при его напускании в камеру начинает осаждаться на охлажденных частях криостата, в том числе и на германиевом окне, образуя лед.

Для исследования льда используется трансмиссионный ИК Фурье-спектрометр Thermofischer Nicolet iS50. ИК-пучок попадает в вакуумную камеру, проходя через первое цинк-селенидное окно, затем проходит через германиевое окно, покрытое льдом с двух сторон, далее выходит из вакуумной камеры через второе цинк-селенидное окно и попадает на МСТ-детектор (Mercury-Cadmium-Telluride).

Также в состав установки входит масс-спектрометр, использующийся для анализа состава газовой фазы при десорбции вещества с поверхности криостата (рис. 1).

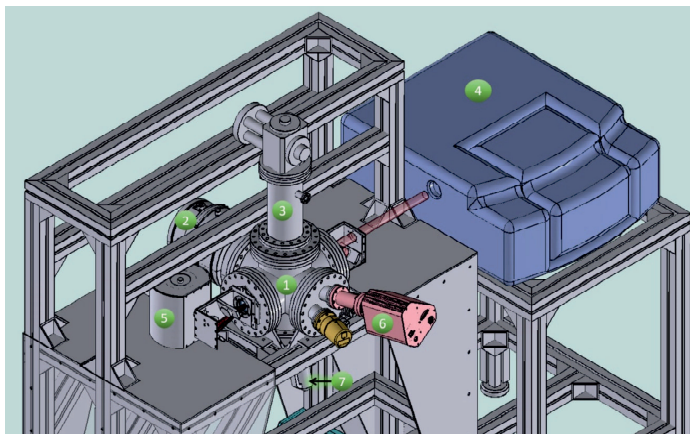


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. Общий вид; 1 — главная камера; 2 — турбомолекулярный насос; 3 — криостат; 4 — ИК Фурье-спектрометр; 5 — МСТ-детектор; 6 — масс-спектрометр; 7 — игольчатый натекатель

ИК-спектр метилцианида

В рамках отладочных и тестовых работ был проведен эксперимент с метилцианидом (CH_3CN). Метилцианид в жидком виде в пробирке присоединялся к линии дозирования. Так как в жидкости растворены газообразные примеси, необходимо было избавиться от них с помощью процедуры дегазации. Процедура заключалась в трехкратном замораживании

образца жидким азотом с последующей откачкой выделившихся растворенных газов. Далее очищенным образцом в газообразном виде заполнялась линия дозировки, а затем начиналось его напускание в главную камеру.

В камере на поверхности криостата, охлажденного до температуры 10 К, напускаемый метилцианид вымораживался, образуя лед. Толщину образовавшегося льда можно определить, используя выражение:

$$N = 2.3 \cdot \frac{\int abs(\nu) d\nu}{A}, \quad (1)$$

где N — лучевая концентрация; $abs(\nu)$ — оптическая плотность на частоте ν ; A — «сила» поглощения для данной полосы.

Используя данные, полученные экспериментально в работе [2], принимаем значение $A = 1.9 \pm 0.2$. Таким образом, имеем лучевую концентрацию $N = 5 \cdot 10^{17}$ молекул см^{-2} , что соответствует толщине льда 0.5 микрон, для ожидаемой плотности льда $\rho = 0.778$ г см^{-3} .

Далее температура криостата поднималась со скоростью 2 К/мин., при этом последовательно снимались ИК-спектры.

На рис. 2 представлены некоторые области полученных спектров. Также для сравнения к области CN-колебаний приведена аналогичная область спектра из работы [2].

На рис. 3 представлена область маятниковых колебаний CH_3 при температуре 14 К в сравнении с аналогичным участком спектра работы [2], в которой также приведены наблюдения с космического телескопа Spitzer областей звездобразования в ИК-диапазоне.

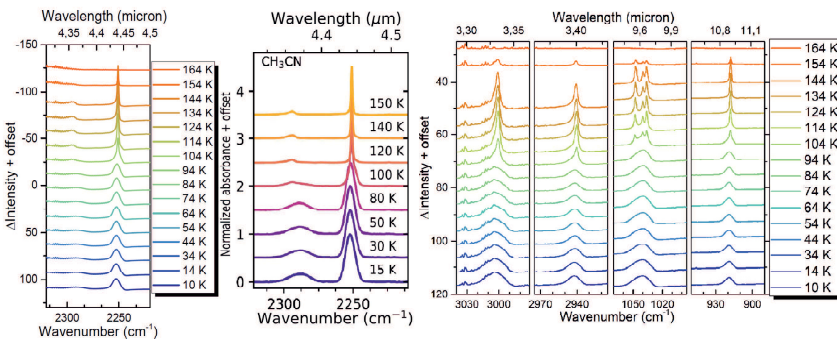


Рис. 2. Слева: область CN-колебания метилцианида при различных температурах снятая в ходе эксперимента, пик 2252,4 см^{-1} . Посередине: область CN-колебания метилцианида при различных температурах из работы [2], пик 2252,2 см^{-1} . Справа: четыре области различных типов колебаний, слева направо: антисимметричные колебания CH_3 ; симметричные колебания CH_3 ; маятниковые колебания CH_3 ; C—C колебания

Закключение

В рамках этой работы была собрана и отлажена лабораторная сверхвысоковакуумная криогенная установка для проведения экспериментов с различными веществами для задач астрохимии, а именно для получения опорных ИК-спектров сравнения для идентификации молекул в астрономических наблюдениях. В качестве примера результата, который можно получить на данной лабораторной установке, были приведены спектры метилцианида.

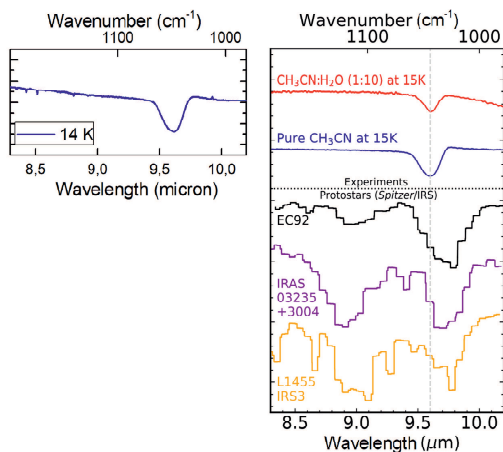


Рис. 3. Сравнение области спектра маятниковых колебаний CH_3 снятых в ходе эксперимента (слева) с аналогичной областью из работы [2] и из наблюдений космического телескопа Spitzer (справа)

Испытания показали, что мы можем «выращивать» лед в условиях, приближенных к реальным в межзвездной среде. Мы можем видеть на ИК-спектрах линии поглощения вещества, и информация со спектров, получаемых на нашей установке, может быть использована в дальнейшем в других задачах астрохимии.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038.

Библиографические ссылки

- [1] *McGuire Brett*. 2018 Census of Interstellar, Circumstellar, Extragalactic, Protoplanetary Disk, and Exoplanetary Molecules // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2018. — Vol. 239. — P. 17.
- [2] *Rachid M. G., Rocha W. R. M., Linnartz H.* Infrared spectra of complex organic molecules in astrophysically relevant ice mixtures. V. Methyl cyanide (acetonitrile) // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 665. — P. A89. 2207.12502.

НЕРАЗРЕШЕННЫЕ ДВОЙНЫЕ И КРАТНЫЕ ЗВЕЗДЫ В РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЯХ

В. О. Михневич¹, А. А. Малофеева¹, А. Ф. Селезнев¹, Дж. Карраро²

¹Уральский федеральный университет,

²Департамент физики и астрономии университета Падуи

Мы оценили содержание двойных и кратных звезд, а также распределение двойных звезд по отношению масс компонент q в рассеянных скоплениях Плеяды, Альфа Персея, Ясли и NGC 1039. Для этого мы использовали фотометрическую диаграмму (H-W2)-W1—W2-(BP-K). Подсчет звезд на диаграмме производился автоматически, для учета ошибок фотометрии использовался метод bootstrap, для аппроксимации распределения двойных звезд по параметру q была принята функция Гаусса.

UNRESOLVED BINARIES AND MULTIPLES IN OPEN STAR CLUSTERS

V. O. Mikhnevich¹, A. A. Malofeeva¹, A. F. Seleznev¹ G. Carraro²

¹Ural Federal University, ²Dipartimento di Fisica e Astronomia, Università' di Padova

We estimated the fraction of binary and multiple stars, as well as the distribution of binary stars by the component mass ratio q in the open clusters Pleiades, Alpha Persei, Praesepe, and NGC 1039. To do this, we used the photometric diagram (H-W2)-W1—W2-(BP-K). The stars in the diagram were counted automatically, the bootstrap method was used to take into account photometric errors, and the Gaussian function was adopted to approximate the distribution of binary stars by the parameter q .

Введение

Для выделения и классификации неразрешенных двойных в звездных скоплениях наиболее эффективна на сегодняшний день многоцветная фотометрия. В нашем предыдущем исследовании [1] мы ввели новый метод для оценки доли неразрешенных двойных звезд и систем с более высокой кратностью, который подразумевает использование определенного сочетания звездных величин и показателей цвета обзоров Gaia DR2 [2], 2MASS [3] и WISE [4].

Идея метода основана на том, что в ближней инфракрасной области двойная звезда имеет избыток по сравнению с одиночной звездой той же массы, что и главный компонент. Мы используем двухиндексную фотометрическую диаграмму (H-W2)-W1—W2-(BP-K) с наиболее заметным разделением двойных и одиночных звезд. Она позволяет нам исследовать совокупность двойных и кратных звезд в относительно узком диапазоне масс главного компонента. Верхняя граница определяется тем, что для диапазона больших масс одиночные звезды и кратные системы не разделяются на этой диаграмме. Нижняя граница обусловлена частичным несоответствием теоретических изохрон с последовательностью скопления, особенно в области маломассивных источников.

Исследование скоплений Плеяды, Альфа Персея, Ясли и NGC 1039

Для исследования двойных систем в скоплении Плеяды использовалась выборка вероятных членов скопления, содержащая 1293 источника, образованная пересечением двух наборов данных: первый — выборка Данилова и Селезнева [5], включающая звезды внутри круга шириной 10.9° , со звездной величиной $G < 18$, вероятностью принадлежности к скоплению $\geq 95\%$ и полнотой $\sim 90\%$; второй — каталог Лодью с соавторами [6], содержащий фотометрические данные.

Выборка вероятных членов скопления Альфа Персея образована путем пересечения каталога Лодью [6] с $G < 18$ и выборки С2, полученной Никифоровой с соавторами [7], чтобы избежать попадания звезд, входящих в звездный поток в окрестности скопления, и содержит 956 источников. Выборка скопления Ясли также основана на каталоге Лодью [6] с $G < 18$ и составляет 2200 источников.

Выборка вероятных членов скопления NGC 1039 представляет собой пересечение каталога Кантат-Гаудина [8] с $G < 18$ и вероятностью принадлежности к скоплению $\geq 50\%$ с каталогами обзоров 2MASS [3] и WISE [4]. В результате выборка содержит 553 источника.

Для подсчета звезд на диаграмму накладываются теоретические линии q , построенные по методике, описанной в работе [1], с использованием теоретических изохрон [9]. Параметры скоплений для выбора изохрон были взяты из каталога Диаса с соавторами [10].

Диаграммы с теоретическими линиями q представлены на рисунке. По этим диаграммам автоматически производился подсчет звезд с разным значением q и с кратностью больше двух. Для учета ошибок мы использовали метод bootstrap. Положение каждой звезды на диаграмме задавалось случайным образом в предположении, что ошибка имеет гауссово распределение. В качестве моды использовалось значение индекса, посчитанное по каталожным значениям звездных величин, а в качестве дисперсии использовалось значение ошибки индекса. Эта процедура повторялась от 100 до 300 раз. Оценка числа одиночных звезд производилась двумя способами (1 и 2 случая в таблице, соответственно): нижнюю оценку дает подсчет звезд правее линии $q = 0$; верхняя оценка — к предыдущей оценке добавлялись звезды из интервала $0 < q < 0.2$.

Параметры населения двойных и кратных звезд в скоплениях

Параметр	Плеяды	Альфа Персея	Ясли	NGC 1039
μ (1 случай)	0.27±0.03	0.27±0.03	0.22±0.04	0.51±0.02
μ (2 случай)	0.34±0.06	0.34±0.05	0.33±0.02	0.52±0.01
σ (1 случай)	0.35±0.07	0.32±0.05	0.23±0.04	0.23±0.02
σ (2 случай)	0.27±0.07	0.25±0.05	0.10±0.02	0.20±0.01
α (1 случай)	0.73±0.03	0.65±0.03	0.60±0.04	0.70±0.02
α (2 случай)	0.55±0.02	0.48±0.02	0.45±0.03	0.63±0.02
β (1 случай)	0.10±0.01	0.09±0.01	0.10±0.02	0.11±0.02
β (2 случай)	0.13±0.01	0.12±0.01	0.13±0.02	0.13±0.02
γ (1 случай)	0.010±0.003	0.009±0.004	0.007±0.007	0.02±0.01
γ (2 случай)	0.013±0.004	0.012±0.006	0.010±0.010	0.02±0.01

По данным о двойных звездах строилось распределение параметра q . Оказалось, что все распределения имеют максимум и близки к гауссовому распределению. В таблице указаны мода μ и среднеквадратичное отклонение σ распределения, а также доля двойных и

кратных звезд в скоплениях α и нижние оценки доли тройных β и четырехкратных систем γ среди всех кратных для двух вариантов оценки числа одиночных звезд.

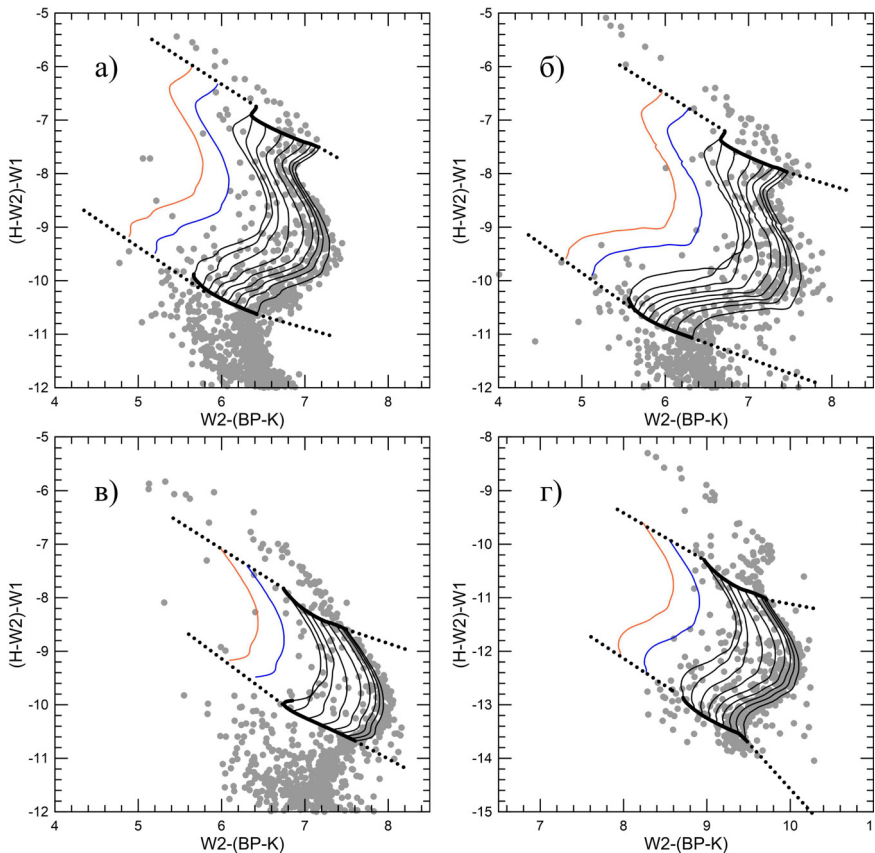


Диаграмма $(H-W2)-W1-W2-(BP-K)$ скопления: a — Плеяды с массой главного компонента в диапазоне $M_{prim} = [0.5; 1.8]M_{\odot}$; $б$ — Альфа Персея с $M_{prim} = [0.5; 1.9]M_{\odot}$; $в$ — Ясли с $M_{prim} = [0.7; 1.4]M_{\odot}$; $г$ — NGC 1039 с $M_{prim} = [0.5; 1.3]M_{\odot}$. Вероятные члены скоплений указаны серыми точками. Тонкими черными линиями нанесены теоретические линии $q = 0.0, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 1.0$ (справа налево). Синяя и оранжевая линии соответствуют тройным и четырехкратным неразрешенным системам с равным отношением масс компонент

Закключение

В нашем исследовании было обнаружено, что их доля в четырех скоплениях больше, чем утверждалось ранее (см. ссылки в [1]), и составляет от 0.45 ± 0.03 до 0.73 ± 0.03 . Доля систем с кратностью более двух находится в пределах от 0.09 ± 0.01 до 0.13 ± 0.02 . Распределение отношения масс компонентов q хорошо описывается с гауссианой, имеющей моду

между 0.22 ± 0.04 и 0.52 ± 0.01 и дисперсию между 0.10 ± 0.02 и 0.35 ± 0.07 . Параметры четырех скоплений весьма похожи, за исключением параметров распределения q у скопления NGC 1039 и среднеквадратичного отклонения распределения q у Яслей для 2-го случая.

Все скопления показывают большое количество очень маломассивных вторичных компонентов в двойных системах с массой главного компонента ниже $0.5M_{\odot}$.

Одна из основных проблем нашего исследования заключается в том, что теоретическая изохрона (линия одиночных звезд, $q = 0$) совпадает с главной последовательностью скопления лишь частично, не на всей ее протяженности.

В будущем мы планируем использовать каталог [8] для исследования популяций двойных и кратных звезд в большем числе скоплений. Кроме того, мы постараемся расширить диапазон масс главного компонента для такого исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

Библиографические ссылки

- [1] *Malofeeva A. A., Seleznev A. F., Carraro G.* Unresolved Binaries in the Intermediate Mass Range in the Pleiades Star Cluster // *Astron. J.* — 2022. — Vol. 163, № 3. — P. 113. 2201.05146.
- [2] *Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A. et al.* Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 616. — P. A1. 1804.09365.
- [3] *Skrutskie M. F., Cutri R. M., Stiening R. et al.* The Two Micron All Sky Survey (2MASS) // *Astron. J.* — 2006. — Vol. 131, № 2. — P. 1163–1183.
- [4] *Cutri Roc M., IPAC/WISE Science Data Center Team.* WISE Final Data Release Preview // *American Astronomical Society Meeting Abstracts #219.* — 2012. — Vol. 219. — P. 401.06.
- [5] *Danilov V. M., Seleznev A. F.* On the Motion of Stars in the Pleiades According to Gaia DR2 Data // *Astrophysical Bulletin.* — 2020. — Vol. 75, № 4. — P. 407–424. 2012.15289.
- [6] *Lodieu N., Pérez-Garrido A., Smart R. L., Silvotti R.* A 5D view of the α Per, Pleiades, and Praesepe clusters // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 628. — P. A66. 1906.03924.
- [7] *Nikiforova V. V., Kulesh M. V., Seleznev A. F., Carraro Giovanni.* The Relation of the Alpha Persei Star Cluster with the Nearby Stellar Stream // *Astron. J.* — 2020. — Vol. 160, № 3. — P. 142. 2007.11211.
- [8] *Cantal-Gaudin T., Anders F., Castro-Ginard A. et al.* Painting a portrait of the Galactic disc with its stellar clusters // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 640. — P. A1. 2004.07274.
- [9] *Bressan A., Marigo P., Girardi L. et al.* PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 427, iss. 1. — P. 127–145.
- [10] *Dias W. S., Monteiro H., Moitinho A. et al.* Updated parameters of 1743 open clusters based on Gaia DR2 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 504, № 1. — P. 356–371. 2103.12829.

ОГРАНИЧЕНИЕ МОДЕЛЕЙ ГРАВИТАЦИИ НА МАСШТАБАХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

А. В. Немтинова¹, С. О. Алексеев^{2,3}

¹Уральский федеральный университет,

²Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, МГУ,

³Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
физический факультет

Объяснения ускоренного расширения Вселенной привели к активному развитию расширенных теорий гравитации. В работе обсуждается применение радиуса разворота для ограничения космологических решений в массивной гравитации, модели Бамбелби, теории Хорндески и конформной гравитации. Метод использует современные наблюдательные данные о 30 скоплениях галактик.

Получено выражение для гравитационного потенциала в произвольной статической сферически-симметричной метрике. Оценены значения параметров модифицированных моделей гравитации, обеспечивающие наилучшее соответствие экспериментальным данным. Обсуждены проблемы решений в модели Бамбелби и теории Хорндески.

CONSTRAINTS ON EXTENDED GRAVITY AT GALAXY CLUSTER'S SCALES

A. V. Nemtinova¹, S. O. Alexeyev^{2,3}

¹Ural Federal University, ²Sternberg Astronomical Institute,

³Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics

Explanations of the accelerated expansion of the Universe caused the active development of extended theories of gravity. We discuss the application of turnaround radius to constrain the cosmological solutions in massive gravity, bumblebee gravity, Horndeski gravity and conformal gravity. We apply the above method to the observational data of 30 galaxy clusters.

The expression for the gravitational potential in an arbitrary static spherically-symmetric metric was obtained. The parameter values were estimated so that the modified gravity models' predictions match the available empirical. Some problems with the solutions in bumblebee gravity and Horndeski gravity were discussed.

Введение

В настоящее время общая теория относительности (ОТО) с огромной точностью описывает гравитационные взаимодействия в широком диапазоне расстояний и режимов. Тем не менее на внегалактических масштабах ее необходимо корректировать, например, из-за наличия ускоренного расширения Вселенной. Это явление лучше всего описывается добавлением космологической постоянной в действие, но ее введение вызывает дополнительные трудности. Одним из путей решения стало использование модифицированных теорий гравитации с дополнительными степенями свободы. В данной работе развивается метод ограничения таких теорий, как массивная гравитация, модель Бамбелби, теория Хорндески и конформная гравитация, заключающийся в оценке параметров, обеспечивающих наилучшее соответствие экспериментальным данным на внегалактических масштабах с использованием радиуса разворота (см., например, [1, 2]).

Радиус разворота — это воображаемая сфера, на поверхности которой сила гравитационного притяжения уравновешивается ускоренным расширением Вселенной, то есть производная гравитационного потенциала обращается в нуль: $d\varphi/dr = 0$.

Вычисление радиуса разворота

Рассмотрим движение пробной частицы с массой m в центрально-симметричном гравитационном поле, описываемом метрикой $g^{ik} = \text{diag}(A, -B, -1, -1)$. Без ограничения общности в качестве плоскости движения выберем $\theta = \frac{\pi}{2}$. Поскольку компоненты метрики не зависят от t и ϕ , то решение уравнения Гамильтона — Якоби

$$g^{ik} \frac{\partial S}{\partial x^i} \frac{\partial S}{\partial x^k} - m^2 c^2 = 0 \quad (1)$$

можно найти, разделяя переменные в действии $S = -Et + L\phi + S_r(r)$, где энергия E и момент импульса L частицы есть интегралы движения.

Траектория частицы определяется уравнением $\frac{\partial S}{\partial t} = \phi_0 = \text{const}$, откуда в новых переменных $u = \frac{1}{r}$ это уравнение принимает вид

$$\phi - \phi_0 = -l \int \frac{du}{\sqrt{f(u)}}, \quad \text{где } f(u) = \frac{1}{AB} \left(\frac{E^2}{c^2} - \frac{L^2 A}{r^2} - m^2 c^2 A \right). \quad (2)$$

Дифференцируя (2), получаем

$$\frac{d^2 u}{d\phi^2} = \frac{1}{2l^2} \frac{df}{du}. \quad (3)$$

Первая формула Бине в классической механике имеет вид

$$\frac{d^2 u}{d\phi^2} + u = -\frac{m}{l^2} \frac{dU}{du}, \quad (4)$$

где U — потенциальная энергия частицы.

Сравнивая формулы (3, 4) и рассматривая движения со скоростями, много меньшими скорости света $E \approx mc^2$, $L \ll mcr$, находим гравитационный потенциал $\varphi = \frac{U}{m}$:

$$\varphi = \frac{c^2}{2} B(r)^{-1} (1 - A(r)^{-1}). \quad (5)$$

Таким образом, используя свой вид метрик теорий гравитации, можно получить выражения для гравитационного потенциала для каждой из теорий, а затем радиус, на котором его производная зануляется. Аппроксимируя данной зависимостью наблюдательные данные, можно установить искомые значения параметров моделей (см. рисунок).

Результаты

Для упрощения дальнейших вычислений метрики, за исключением конформной гравитации, приводятся в планковской системе единиц: $G = c = \hbar = 1$. Символом Λ_{bare} обозначена космологическая постоянная, входящая в лагранжиан теорий, Λ_{eff} — эффективная космологическая постоянная, возникающая в теориях как константа интегрирования. Особый интерес представляют теории, не требующие введения Λ_{bare} , или те, в которых $\Lambda_{\text{bare}} \gg \Lambda_{\text{eff}}$.

Наблюдательными данными являются массы и радиусы разворота 30 скоплений галактик, полученные в рамках ΛCDM -космологии ($\Omega_{m,0} = 0.3$, $\Omega_{\Lambda,0} = 0.7$, $h = 0.7$) [3].

В массивной теории гравитации [4] с решением вида

$$A(r) = B(r)^{-1} = 1 - \frac{2M}{r} - Sr^{|\lambda|}, \quad (6)$$

где $|\lambda| \leq 2$; и радиусом разворота

$$r^{|\lambda|+1} = \frac{2M}{S|\lambda|} \quad (7)$$

подтверждается де-ситтеровская асимптотика. Значения параметров модели и соответствующий χ^2 равны

$$S = (5.3 \pm 0.8) \cdot 10^{-122}, \quad |\lambda| = 2.0000 \pm 0.0012, \quad \chi^2 = 8.47 \cdot 10^{-4}. \quad (8)$$

Модифицированная метрика Бамбелби имеет вид [5]

$$B(r)^{-1} = \frac{A(r)}{1+l} = \frac{1}{1+l} \left(1 - \frac{2M}{r} - \frac{\Lambda_{\text{bare}}}{3} r^2 \right), \quad (9)$$

откуда получаем радиус разворота

$$r^3 = \frac{3M}{\Lambda_{\text{bare}}}, \quad (10)$$

эквивалентный случаю де-Ситтера, поэтому в данной модели, аналогично ОТО, требуется дополнительное обоснование столь малого значения космологической постоянной, входящей в действие.

Метрика Рейсснера — Нордстрема — де-Ситтера

$$A(r) = B(r)^{-1} = 1 - \frac{2M}{r} + \frac{Q^2}{r^2} - \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{3} r^2 \quad (11)$$

возникает в массивной теории гравитации [4]. Из выражения для радиуса разворота

$$\frac{M}{r} - \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{3} r^2 - \frac{Q^2}{r^2} = 0 \quad (12)$$

получаем следующие значения параметров модели и соответствующего χ^2 :

$$\Lambda_{\text{eff}} = (1.6023 \pm 0.0005) \cdot 10^{-121}, \quad Q^2 = (-8 \pm 5) \cdot 10^{106}, \quad \chi^2 = 9.59 \cdot 10^{-4}. \quad (13)$$

Метрика расширенной теории Хорндески, найденная в работе [6], есть

$$B(r)^{-1} = A(r) \left(1 - \frac{\Lambda_{\text{bare}}}{3} r^2 \right) = \left(1 - \frac{2M}{r} \right) \left(1 - \frac{\Lambda_{\text{bare}}}{3} r^2 \right). \quad (14)$$

Радиус разворота для данной метрики

$$r^2 = -\frac{3}{\Lambda_{\text{bare}}} \quad (15)$$

не зависит от массы, что противоречит наблюдаемым данным и свидетельствует о выходе за границы применимости обсуждаемого приближенного решения.

Конформная гравитация допускает решение, описываемое метрикой [7]

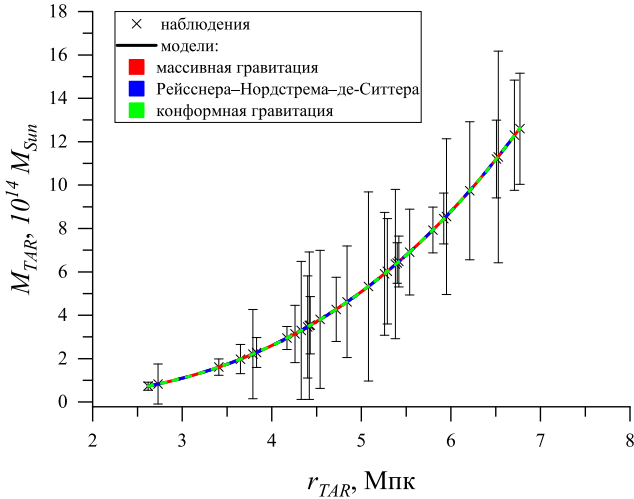
$$A(r) = B(r)^{-1} = 1 - 3\beta M\gamma - \frac{\beta M(2 - 3\beta M\gamma)}{r} + \gamma r - \kappa r^2, \quad (16)$$

где $\beta = \frac{G}{c^2}$; для которой на радиусе разворота выполняется

$$3M^2\beta^2 - 2M\beta + 2\kappa r^3 - \gamma r^2 = 0. \quad (17)$$

Значения параметров модели и соответствующий χ^2 равны

$$\gamma = (1.312 \pm 0.010) \cdot 10^{-33} \text{ см}^{-1}, \quad \kappa = (2.0478 \pm 0.0006) \cdot 10^{-56} \text{ см}^{-2}, \quad \chi^2 = 9.63 \cdot 10^{-4}. \quad (18)$$



Экспериментальные данные и их аппроксимации

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 23-22-00073.

Библиографические ссылки

- [1] Алексеев С. О., Латош Б. Н., Ечеистов В. А. Поиск ограничений для модели Старобинского с исчезающей космологической постоянной на масштабах скоплений галактик // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2017. — Т. 152, № 6. — С. 1271–1278.
- [2] Alexeyev S., Prokopov V. Extended Gravity Constraints at Different Scales // Universe. — 2022. — Vol. 8, № 5. — P. 283.
- [3] Rines K., Diaferio A. Clusters: Cluster infall regions in the sloan digital sky survey. i. infall patterns and mass profiles // The Astronomical Journal. — 2006. — Vol. 132, № 3. — P. 1275.
- [4] Bebronne M. V., Tinyakov P. G. Black hole solutions in massive gravity // Journal of High Energy Physics. — 2009. — Vol. 2009, № 04. — P. 100.
- [5] Maluf R. V., Neves J. C. S. Black holes with a cosmological constant in bumblebee gravity // Physical Review D. — 2021. — Vol. 103, № 4. — P. 044002.
- [6] Babichev E., Charmousis C., Lehébel A. Black holes and stars in Horndeski theory // Classical and Quantum Gravity. — 2016. — Vol. 33, № 15. — P. 154002.
- [7] Mureika J. R., Varieschi G. U. Black hole shadows in fourth-order conformal Weyl gravity // Canadian Journal of Physics. — 2017. — Vol. 95, № 12. — P. 1299–1306.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ТУМАННОСТЕЙ БЫСТРОЛЕТЯЩИХ ПУЛЬСАРОВ

И. Н. Никоноров^{1,2}, М. В. Барков²

¹*Казанский (Приволжский) федеральный университет,*

²*Институт астрономии РАН*

Расчитаны модели туманностей быстролетающих пульсаров для скоростей нейтронной звезды 150, 450 и 1500 км/с, а также показатели адиабаты газа в классическом и ультрарелятивистском пределах (5/3 и 4/3). Модели учитывают морфологию релятивистских течений газа и его ионизационное состояние.

Впервые выполнены не-ЛТР расчет и анализ карт излучения в линии H_{α} , а также в линиях атомов Cl , Ni и ионов NII , OII , $OIII$ и $NeIV$ от УФ- до ИК-диапазона. Получены потоки на порядок меньшие, чем в H_{α} , а при подходящих условиях сравнимые с ней в случае $OIII$ и превосходящие их почти на порядок в случае OII . Рассмотрена морфология туманностей и даны предсказания наблюдательных особенностей.

INVESTIGATING PROPERTIES OF BOW-SHOCK PULSAR WIND NEBULAE

I. N. Nikonorov^{1,2}, M. V. Barkov²

¹*Kazan (Volga region) Federal University,*

²*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences*

We performed a calculation of bow-shock pulsar wind nebulae models for pulsar velocities of 150, 450 and 1500 km/s and adiabatic index in classical and ultrarelativistic limits.

For the first time we calculated and analysed the non-LTE emissivity maps in H_{α} , spectral lines of Cl , Ni atoms and NII , OII , $OIII$, $NeIV$ ions from UV to IR wavelengths. Fluxes of order of magnitude lower than H_{α} were obtained in most cases, but in favorable conditions were approximately equal to it or even of magnitude higher in some cases. Morphology of nebulae was investigated and predictions of observable features were given.

Пульсары являются источниками ультрарелятивистского ветра. Существует широкий класс туманностей, образованных быстролетающими пульсарами (англ. — bow shock nebulae), которые покинули родительские остатки сверхновых и имеют скорости до тысяч километров в секунду. В линии H_{α} проводился поиск таких туманностей, результаты обзора можно найти в статье С. П. Браунсбергера и др. [1]. Наблюдения в линиях, приходящихся на оптический диапазон, позволили непосредственно восстановить форму образующейся в межзвездной среде (МЗС) ударной волны. Различные диаметры сечения по длине хвоста туманности, по мнению многих авторов, вызваны неоднородностями плотности МЗС. Например, магнитогидродинамическое моделирование в работе О. Д. Торониной и др. [2] подтверждает вариации в структуре ударной волны при различной форме таких неоднородностей. Похожий результат в статье М. В. Баркова и др. [3], релятивистское гидродинамическое моделирование с расчетом ионизации показывает возможность использования синтетических карт излучения в спектральных линиях для изучения неоднородностей МЗС путем сравнения с наблюдательными данными. Возможен и обратный подход — рассчитать карты излучения в различных линиях УФ-, оптического и ИК-диапазонов, можно предсказать, в каких из них будет перспективно проводить поиск подобных объектов.

Для построения моделей требовался программный комплекс, позволяющий строить гидродинамические симуляции течений плазмы, двигающихся с релятивистскими скоростями,

и одновременно достаточно точно рассчитывать ионизационный баланс во всей расчетной области. Эта работа основана на программном пакете PLUTO, общие сведения о котором даны в статье А. Мигнона и др. [4]. Расчет течения газа производился посредством интегрирования уравнений релятивистской гидродинамики методом Рунге — Кутты 2-го порядка точности по времени. Потоки на интерфейсах находились методом HLLC с реконструкцией по координатам с помощью схемы 3-го порядка (PPM).

Для расчета охлаждения в оптически тонкой среде туманности использовался модуль MINEq (Multi-Ion Non-Equilibrium Cooling), программного пакета PLUTO. Принципы его работы описаны в статье О. Тешиляну и др. [5]. Главное отличие данной работы от статьи М. В. Баркова и др. [3], в которой использовался модуль SNEq (Simplified Non-Equilibrium Cooling), — значительно более подробный и точный метод подсчета функции охлаждения и ионизационного состояния вещества. В то время, как в SNEq рассматривается состояние только водорода, MINEq учитывает: 1) H, He и первые 5 стадий ионизации C, N, O, Ne и S — всего 30 ионов. Для всех решаются уравнения ионизационного баланса; 2) процессы ионизации-рекомбинации при взаимодействии с электронами и ионами H и He; 3) f-f переходы для HII и HeII; 4) ударные и спонтанные переходы и охлаждение в линиях в рамках 5-уровневой модели для каждого иона.

Вместе с уравнениями гидродинамики интегрируются уравнения, описывающие количество ионов в вычислительной ячейке:

$$\partial_t(\Gamma\rho X_{k,i}) + \nabla \cdot (\Gamma\rho X_{k,i}\mathbf{v}) = \Gamma\rho S_{k,i}. \quad (1)$$

Индекс k соответствует химическому элементу, i — стадии ионизации, Γ — фактор Лоренца, $X_{k,i} \equiv n_{k,i}/n_k$ — доля данного иона среди всех ионов рассматриваемого элемента по числу частиц, $S_{k,i}$ — темпы ионизации и рекомбинации в единице объема в единицу времени. Консервативная часть уравнения 1 интегрируется вместе с уравнениями адвекции. При охлаждении изменяются только плотность энергии и ионизационное состояние, поэтому действие оператора $S_{k,i}$ можно описать с помощью системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Она интегрируется методом Рунге — Кутты 2-го порядка точности по времени с адаптивными уточнениями. Совместное решение достигается методом разделения Стрэнда, обеспечивая 2-й порядок точности по времени и 3-й по координате.

В данной работе выбран химсостав, подобный туманности Ориона: H — 0.93, He — 0.074, C — 3.0×10^{-4} , N — 5×10^{-5} , O — 4.0×10^{-4} , Ne — 7.0×10^{-5} , S — 1.5×10^{-5} . Используемые атомные данные приведены в статье О. Тешиляну и др. [5].

Задача была рассмотрена в системе отсчета пульсара в 2D-случае в цилиндрических координатах (R, z) : $R \in [0; 35a]$, 520 ячеек; $z \in [-3a; 100a]$, 1560 ячеек ($[-5a; 100a]$, 1690 ячеек для модели с низкой скоростью пульсара), здесь $a = 10^{16}$ см.

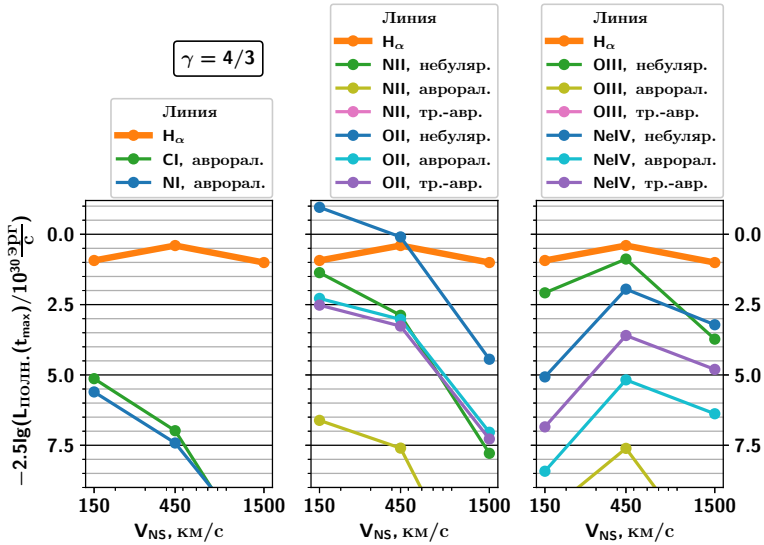
Далее изложены основные начальные и граничные условия. Главным фактором, задающим форму головной ударной волны туманности, является скорость пульсара относительно МЗС (V_{NS}). Скорость течения холодного ($p \ll \rho v^2$) газа: (0; V_{NS}). Рассмотрены случаи:

$$V_{NS} = 150, 450, 1500 \text{ км/с (типичные низкое, умеренное и высокое значения).}$$

Плотность вещества МЗС: $\rho_{ISM} = \rho_0 / (1 - a_p \sin[\frac{z - tV_{NS}}{\lambda}])$, где $\rho_0 = m_p / \text{см}^3$, $\lambda = 30 \times 10^{16}$ см — длина волны колебаний ρ_{ISM} , $a_p = 0.5$ — ее амплитуда (для $V_{NS} = 150$ км/с рассмотрен случай с постоянной плотностью вещества МЗС ρ_0), ионизационный баланс равновесный. Зона вырыска пульсарного ветра характеризовалась холодным веществом ($\rho c^2/p = 100$) и сферическим разлетом. При фиксированных V_{NS} и расстоянии между пульсаром и ударной волной ($r_s = 1a$) находились остальные параметры. Со стороны хвоста туманности было задано условие выдувания ветра. На оси вычислительной области — условие отражения потока, на ее внешней радиальной границе — условие

свободного истечения потока. Газ считался идеальным с постоянным показателем адиабаты, были рассмотрены граничные случаи (для $V_{NS} = 150$ км/с рассмотрен только случай $\gamma = 4/3$):

$\gamma = 4/3, 5/3$ (ультрарелятивистский и классический пределы соответственно).



Зависимость светимости участка туманности (в масштабе шкалы звездных величин) до $z = 49.5a$ по завершении симуляций от скорости пульсара для $\gamma = 4/3$ в различных спектральных линиях (для мультиплетов — в их суммах)

Для расчета карт излучения в гидродинамических моделях был разработан высокопроизводительный пакет программ, задействующий как процессорные ядра, так и графический ускоритель, что обеспечивает использование всех возможностей рабочей станции. Чтение контрольных точек гидродинамической модели производилось в MPI-процессах Python-рантайма с помощью пакета PyPLUTO. Адреса данных после преобразования поступали в модуль расчета коэффициентов излучения, написанный на языке C и основанный на глубоко переработанном MINEq. Различия между ними основаны на следующем — в MINEq оценивается мощность охлаждения единицы объема газа (см. уравнение 2), в то время как в разработанной программе рассчитывается коэффициент излучения (см. уравнение 3):

$$\text{MINEq} : S_E = - (n_{at} n_e \Lambda(T, \mathbf{X}) + L_{FF} + L_{I-R}), \quad (2)$$

$$\text{Данная работа} : \eta = n_{at} n_e \hat{\Lambda}(T, X_{k,i}) / 4\pi, \quad (3)$$

где Λ — часть функции охлаждения газа за счет излучения в линиях, нормированная на концентрации электронов и ионов; $\hat{\Lambda}$ — ее часть, отвечающая линии или суммируемому

набору линий, в котором производится расчет излучения. На графическом ускорителе реализовались поворот системы координат, пересчет коэффициентов излучения из неравномерной двухмерной на равномерную трехмерную вычислительную сетку с помощью интерполяции методом ближайшего соседа и суммирование вдоль оси, соответствующей лучу зрения.

Впервые рассчитаны и проанализированы карты излучения в линии H_{α} (до этого были рассчитаны карты излучения в L_{α}), а также в линиях атомов Cl , Ni и ионов NI , OII , $OIII$ и $NeIV$ от УФ- до ИК-диапазона. Исследована возможность поиска туманностей быстролетающих пульсаров при наблюдении в данных линиях. Наибольшая интенсивность в рассмотренных случаях, помимо H_{α} , ожидается в небулярных линиях OII , $OIII$ и $NeIV$, а также при подходящих условиях в небулярных линиях NI , авроральной и трансавроральных линиях OII . Получены потоки на порядок меньше, чем в H_{α} , а при подходящих условиях сравнимые с ней в случае $OIII$ (и, возможно, NI) и превосходящие их почти на порядок в случае OII (см. рисунок).

При высоких скоростях в линиях $NeIV$ выявлено исчезновение головной части туманности, а сама туманность приобретает форму усеченного конуса. При промежуточных скоростях пульсара в линиях, формируемых нейтральными и однократно ионизованными атомами, исчезает видимая структура, за исключением частей квазисферических ударных волн с максимальной плотностью, в то время как в случае $OIII$ образуется форма колокола, подобная наблюдаемой в H_{α} . Также в линиях NI , OII , $OIII$ и $NeIV$ ожидается формирование «колец» на стыках квазисферических ударных волн. Их наличие может оказаться хорошим индикатором умеренных скоростей движения пульсара. При низких скоростях межзвездное вещество может глубоко проникать в зону пульсарного ветра, формируя внутренние кольцеобразные структуры. В случае трехмерных расчетов они, вероятно, будут неустойчивы и сформируют не кольца, а отдельные яркие области внутри туманности.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 23-22-00385. Основные вычисления были выполнены на кластере CfCA Национальной астрономической обсерватории Японии. Авторы выражают благодарность команде PLUTO за возможность использования программного пакета PLUTO.

Библиографические ссылки

- [1] *Brownsberger S., Romani R. W.* A Survey for H_{α} Pulsar Bow Shocks // *The Astrophysical Journal*. — 2014. — Vol. 784, № 2. — P. 154. 1402.5465.
- [2] *Toropina O. D., Romanova M. M., Lovelace R. V. E.* Modelling the bow shock Pulsar Wind Nebulae propagating through a non-uniform ISM // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 484, № 2. — P. 1475–1486. 1803.06240.
- [3] *Barkov M. V., Lyutikov M., Khangulyan D.* Fast-moving pulsars as probes of interstellar medium // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2020. — Vol. 497, № 3. — P. 2605–2615. 2002.12111.
- [4] *Mignone A., Bodo G., Massaglia S. et al.* PLUTO: A Numerical Code for Computational Astrophysics // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. — 2007. — Vol. 170, № 1. — P. 228–242. astro-ph/0701854.
- [5] *Teşileanu O., Mignone A., Massaglia S.* Simulating radiative astrophysical flows with the PLUTO code: a non-equilibrium, multi-species cooling function // *Astronomy and Astrophysics*. — 2008. — Vol. 488, № 1. — P. 429–440. 0807.3657.

ПОВТОРЯЮЩИЕСЯ ПАТТЕРНЫ В КРИВЫХ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ЯРЧАЙШИХ БЛАЗАРОВ ПО ДАННЫМ *FERMI-LAT*

П. А. Новикова

Санкт-Петербургский государственный университет

Впервые проведено систематическое исследование с целью найти повторяющиеся эпизоды вспышечной активности в 100 самых ярких блазарах по наблюдениям *Fermi-LAT*. Во временных рядах, преобразованных в строки символов с помощью Байесовских блоков, проводится поиск повторяющихся подстрок с помощью алгоритма нечеткого поиска. В результате сообщается о повторяющихся эпизодах в кривых гамма-излучения 8 блазаров.

REPEATED PATTERNS IN THE GAMMA-RAY LIGHT CURVES OF THE BRIGHTEST *FERMI-LAT* BLAZARS

P. A. Novikova

Saint-Petersburg State University

For the first time, a systematic study was conducted to find repeating episodes of flaring activity in 100 brightest blazars according to *Fermi-LAT* observations. In time series transformed into character strings using Bayesian Blocks, repeated substrings are searched using a fuzzy search algorithm. As a result, repeated episodes are reported in the gamma-ray curves of 8 blazars.

Введение

С момента своего запуска в 2008 г. Large Area Telescope (LAT) на борту космического гамма-телескопа *Fermi* сканирует все небо с энергиями от 20 МэВ до 300 ГэВ каждые три часа. Последняя версия каталога источников *Fermi-LAT*, 4FGL-DR3 [1], включает 6 658 источников, среди которых $\sim 3\,700$ уверенно идентифицируются как блазары.

Блазары — это активные ядра галактик с релятивистским джетом, направленным вдоль луча зрения. Считается, что высокоэнергетическое излучение джета возникает из-за обратного комптоновского (IC) рассеяния низкоэнергетических фотонов энергичными электронами, ответственными за синхротронное излучение, получаемое от этих объектов на низких частотах. Затравочными фотонами в этом процессе могут быть те же самые синхротронные фотоны, которые образуются внутри джета, тогда это называется «синхротронным само-комптоновским» (SSC) механизмом. В противном случае затравочные фотоны, подвергающиеся рассеянию IC, могут также поступать из областей за пределами джета, например из области широких линий (BLR), аккреционного диска, пылевого тора и др. В данном случае это называется «внешним комптоновским» (EC) механизмом.

Кривые блеска гамма-излучения блазаров обычно хорошо описываются шумовыми процессами различных типов. Тем не менее некоторые блазары проявляют периодическую или квазипериодическую изменчивость в своем низкочастотном излучении, а также в гамма-лучах.

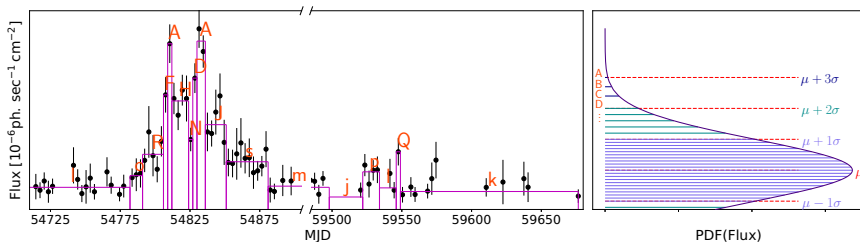
Существует еще один тип регулярного поведения кривых блеска гамма-излучения, который плохо изучен и который в данной работе называется «повторяющимися паттернами» вспышек. Есть два случая таких событий, обсуждаемых в литературе. В [2] сообщалось о

трех повторениях серии из трех вспышек в блазаре 3C 454.3. Два из трех повторений паттерна совпадали с прохождением нового узла через радиоядро на частоте 43 ГГц. Авторы пришли к выводу, что зона излучения, ответственная за характер вспышки, расположена в радиоактивном ядре ~ 15 – 20 пк ниже по течению от черной дыры. Три вспышки паттерна в этом случае могут быть связаны с прохождением движущегося эмиссионного элемента через систему конических реколламинационных ударов внутри активной зоны. В другом блазаре, 3C 279, были обнаружены четыре повторения сложной картины вспышек, совпадающие с поворотами плоскости оптической поляризации [3]. За тремя из четырех событий последовали выбросы новых радиоузлов на частоте 43 ГГц. Четыре паттерна в этом случае имели очень разную продолжительность в системе наблюдателя. Самое короткое событие было в ~ 4.5 быстрее, чем самое длинное. Основываясь на ЕС природе гамма-вспышек и полученном размере зоны излучения, [3] пришли к выводу, что модель, использованная для 3C 454.3, не подходит для 3C 279. Они предположили, что эта серия повторяющихся паттернов является предсказанным проявлением модели, в которой эмиссионный элемент, перемещающийся внутри джета, проходит через систему квазицистаонарных кольцеобразных уплотнений, расположенных в медленной оболочке джета. Каждый такой проход сопровождается периодом эффективного рассеяния IC фотонов. В случае, когда система таких колец устойчива, можно наблюдать очень похожие паттерны вспышек гамма-излучения ЕС, разделенных годами.

Метод поиска паттернов

При поиске повторяющихся паттернов кривые блеска были представлены в виде ступенчатой функции с помощью алгоритма Байесовского блока [4]. Этот алгоритм аппроксимирует данные в виде кусочно-постоянного представления и находит оптимальную сегментацию данных наблюдений.

Затем нужно представить кривые блеска в виде строки символов. То есть каждому полученному блоку необходимо присвоить символ в зависимости от значения потока (высоты блока). Для этого были использованы два метода. В первом случае рассматривается пространство высот блоков. Для каждой кривой блеска выполняется поиск среднего значения μ и стандартного отклонения σ . Тогда интервал от $\mu - 3\sigma$ до $\mu + 3\sigma$ делится на неравные сегменты, и каждому такому сегменту присваивается символ (в данной задаче интервал был разделен на 38 частей: от a до s и от A до S). В соответствии с этим распределяются значения кривой, это видно на рисунка. Во втором случае распределение значений было равномерным. Для каждой кривой рассматривался интервал от 0 до максимального значения потока, и данный интервал разбивался на равные сегменты, каждому из которых также был присвоен символ (количество символов в обоих методах одинаково).



Пример кривой блеска с Байесовскими блоками и преобразованием в символы

Далее полученные строки делятся на равные отрезки (в данной работе были выбраны отрезки длиной 50–60 символов). Получается, что если два или более отрезка примерно совпадают друг с другом, то это значит, что у нас есть повторяющиеся паттерны. Для поиска таких подстрок была использована функция `find_near_matches` из пакета `fuzzysearch` языка программирования Python. Нечеткий поиск (`fuzzy search`) — это метод поиска приблизительно похожих строк. В нем используется расстояние Левенштейна (метрика, измеряющая по модулю разность между двумя последовательностями символов), которое отвечает за вычисление различий между подстроками. В данной работе оно было выбрано как 30 % от длины исследуемой подстроки, то есть подстроки могли отличаться друг от друга на 30 %.

Для учета особенностей движущегося излучения значения потока умножались на коэффициент Доплера, тем самым растягивая/сжимая кривую блеска. Наблюдаемая внешняя плотность потока комптоновского гамма-излучения зависит от коэффициента Доплера как $F_{EC} \propto \delta^{4+2\alpha}$, где α — спектральный индекс излучения. Для синхротронного самокомптоновского механизма: $F_{SSC} \propto \delta^{3+\alpha}$ [5]. Соотношение δ_1/δ_2 для отдельных сгустков релятивистской плазмы, летящих в джете одного и того же блазара, было принято в диапазоне от 0.5 до 2.0, а спектральный индекс α — от -2.5 до 2.5. В результате для обоих механизмов имеем 390 вариаций кривой блеска. И для каждой вариации был произведен поиск повторяющихся паттернов в соответствии с алгоритмом, описанным выше. При вызове `find_near_matches` в качестве основной строки, в которой производится поиск, была выбрана исходная кривая блеска, а подстроки, сравниваемые с ней, — из сжатых/растянутых кривых.

Результаты

После проверки сотни ярчайших блазаров были обнаружены повторяющиеся паттерны у 6 из них, они перечислены в таблице. Во втором столбце приведены классы объектов в соответствии с 4LAT DR3 [6].

FSRQ и fsrq означают класс радиокварзаров с плоским спектром (Flat Spectrum Radio Quasar), bll связан с объектами BL Lacertae. ISP и LSP — классы объектов со средним синхротронным пиком и низким синхротронным пиком, соответственно. Весьма вероятно, что распределение по классам случайно, то есть наличие повторяющихся паттернов не является свойством определенного класса.

При рассмотрении коэффициента комптоновского доминирования (отношение высокочастотного пика к синхротронному в спектральном распределении энергии) можно сделать вывод, что для большей части источников с такими паттернами подходит модель двойной структуры («spine — sheath») [3].

Заключение

В работе был проведен систематический поиск повторяющихся паттернов в 100 ярчайших блазарах по данным космической обсерватории *Fermi*-LAT. И у 8 из них были обнаружены повторы. На данный момент природа таких событий не до конца ясна. По крайней мере в некоторых блазарах вращение плоскости оптической поляризации однозначно связано с распространением эмиссионных характеристик в джете и сопровождаются серией физических связанных гамма-вспышек.

Можно сделать вывод, что повторяющиеся паттерны гамма-вспышек довольно распространены, и по крайней мере 8 % блазаров демонстрируют такие события.

Обнаруженные повторяющиеся паттерны

4FGL id.	Класс	Номер паттерна	MJD начало	MJD конец	δ_i/δ_1
J0108.6+0134	LSP fsrq	1	59153	59 400	1.00
		2	59 592	59 732	1.77
J0457.0–2324	LSP FSRQ	1	57 547	57 632	1.00
		2	58 644	58 757	0.75
		3	59 460	59 498	2.23
J1048.4+7143	LSP FSRQ	1	56 550	56 765	1.00
		2	57 650	57 865	1.00
J1345.5+4453	LSP fsrq	1	56 587	56 785	1.00
		2	56 986	57 186	0.99
J1427.9–4206	LSP FSRQ	1	57 280	57 430	1.00
		2	57 704	57 864	0.94
		3	59 732	59 845	1.33
J1748.6+7005	ISP bll	1	55 700	56 225	1.00
		2	59 115	59 542	1.23

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00121, <https://rscf.ru/project/23-22-00121/>

Библиографические ссылки

- [1] *Fermi-LAT collaboration, Abdollahi S., Acero F. et al.* Incremental Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog // arXiv e-prints. — 2022. — P. arXiv:2201.11184. 2201.11184.
- [2] *Jorstad Svetlana G., Marscher Alan P., Smith Paul S. et al.* A Tight Connection between Gamma-Ray Outbursts and Parsec-scale Jet Activity in the Quasar 3C 454.3 // *Astrophys. J.* — 2013. — Vol. 773, № 2. — P. 147. 1307.2522.
- [3] *Blinov D., Jorstad S. G., Larionov V. M. et al.* Repeated pattern of gamma-ray flares in the light curve of the blazar 3C 279 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 505, № 3. — P. 4616–4625. 2105.09955.
- [4] *Scargle S. D., Norris J. P., Jackson B., Chiang J.* Studies in Astronomical Time Series Analysis: VI. Bayesian Block Representations // *ApJ.* — 2013. — Vol. 764. — P. 167.
- [5] *Dermer Charles D.* On the Beaming Statistics of Gamma-Ray Sources // *Astrophys. J. Lett.* — 1995. — Vol. 446. — P. L63.
- [6] *The Fermi-LAT collaboration, Ajello M., Baldini L. et al.* The Fourth Catalog of Active Galactic Nuclei Detected by the Fermi Large Area Telescope – Data Release 3 // arXiv e-prints. — 2022. — P. arXiv:2209.12070. 2209.12070.

АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЧЕРНЫХ ДЫР

А. К. Орешкина, Д. Е. Захарова

Волгоградский государственный университет

Решена задача о рассеянии звука на сферически симметричном акустическом горизонте невращающейся черной дыры.

ACOUSTIC PROPERTIES OF BLACK HOLES

A. K. Oreshkina, D. E. Zakharova

Volgograd State University

The problem of sound scattering on a spherically symmetric acoustic horizon of a nonrotating black hole is solved.

Введение

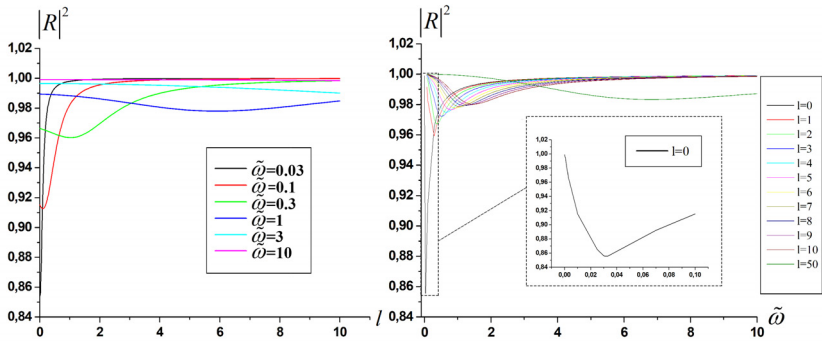
Известно, что черные дыры не поглощают весь падающий на них свет, а частично его рассеивают [1] и, кроме того, излучают самостоятельно через механизм излучения Хокинга. Другими словами, черные дыры — дыры *недостаточно черные* [2] и в этом смысле не являются идеальными стелс-объектами. Таким образом, *недостаточно черные* дыры можно наблюдать не только через эффект рефракции лучей, когда источник света подсвечивает их сзади (гравитационное линзирование), но и, например, через рассеяние электромагнитного излучения, когда подсветка осуществляется с произвольного ракурса. Реально черные дыры обнаруживают, конечно же, по поведению аккрецирующего вещества в их окрестности (по динамике и излучению).

Если поведению света в окрестности черных уделялось большое внимание на протяжении многих десятилетий, то поведение звуковых волн в окрестности черных исследовано заметно более скупо. В настоящей работе мы изучаем рассеяние звуковых волн на акустическом горизонте черной дыры, формирующемся в аккреционном потоке на черную дыру. Под акустическим горизонтом понимаем некоторую (так называемую звуковую) поверхность, отделяющую область сверхзвукового течения в непосредственной окрестности черной дыры от области дозвукового течения вдали от черной дыры вне горизонта.

Модель окрестностей черной дыры, процедура расчета и численные результаты

Аккреционное течение рассматривается как установившееся и сферически симметричное, излучение газа предполагается слабым и его влиянием на структуру течения пренебрегаем, а черная дыра считается не вращающейся. Если учесть, что скорость звука в теплом газе на акустическом горизонте на три с половиной, четыре с половиной порядка меньше скорости света, релятивистскими эффектами вблизи акустического горизонта можно пренебречь и можно пользоваться приближением классической гидродинамики. Таким образом, к аккреционному течению вдалеке от горизонта событий и вблизи акустического горизонта применима точно решаемая модель Бонди.

Рассматривается отклик течения на проходящую через поток из бесконечности плоскую звуковую волну, которую раскладываем в ряд по отдельным сферическим гармоникам и находим частотно-энергетический спектр отражения для отдельных гармоник, а также угловой спектр мощности поглощения. Структура волнового поля акустических возмущений находится численным интегрированием волнового уравнения из работы [3]. Те волны, которые смогли проникнуть под акустический горизонт, наружу за горизонт более не отражаются, а уносятся сверхзвуковым потоком на аккректор. Однако большая часть возмущений в коротковолновой части спектра отражается еще далеко до подхода к горизонту. Показано, что имеет место эффективное поглощение аккреционным потоком длинноволновых возмущений с длиной волны сравнимой с размером акустического горизонта (см. рисунок). Построена индикатриса рассеяния для разных частот падающей волны.



Слева — зависимость энергетического коэффициента отражения от мультипольного волнового числа l для разных частот (частоты измеряются в единицах частоты Бонди $\omega_B = \pi c_\infty^3 / (GM_{BH})$, где c_∞ — скорость звука на бесконечности; M_{BH} — масса черной дыры). В черно-белой версии рисунка кривые можно различить следующим образом: с ростом частоты кривые стартуют с оси ординат при все меньшем значении коэффициента отражения. Справа — зависимость энергетического коэффициента отражения от частоты для различных значений мультипольного волнового числа l . В черно-белой версии рисунка кривые идентифицируются по правилу: с уменьшением l кривые стартуют с оси ординат при все меньшем значении коэффициента отражения

Заключение

Акустическая спектроскопия черных дыр в среднесрочной перспективе может оказаться полезным инструментом для диагностики черных дыр и их окрестностей. Анализ спектра акустических осцилляций в окрестности черной дыры дает информацию о ее массе, а также о характеристиках аккрецирующего вещества.

Возможность дистанционного детектирования слабых акустических волн остается под вопросом, однако отметим три обстоятельства: 1) в астрофизике известна масса примеров того, как анализ растущих малых возмущений, будучи распространен на нелинейные стадии, позволяет объяснить особенности формирующихся структур (например, акустические барийонные осцилляции [4]); 2) даже акустические возмущения умеренной амплитуды, самостоятельно не излучающие, могут рассеивать свет посредством процессов неупругого рассеяния фотонов на фонах (например, вынужденное рассеяние Мандельштама —

Бриллоэна) и наличие таких акустических возмущений и их спектр потенциально можно фиксировать; 3) чувствительность фотоприемников и разрешение телескопов продолжает возрастать год от года и те объекты, которые еще несколько десятилетий считалось невозможным наблюдать, сейчас уверенно наблюдаются.

Библиографические ссылки

- [1] *Сибгатуллин Н. Р.* Колебания и волны в сильных гравитационных полях. — М. : Наука, 1984. — 352 с.
- [2] *Хриплович И. Б.* Общая теория относительности. — Ижевск : НИЦ Регулярная и хаотическая динамика, 2001. — 120 с.
- [3] *Kovalenko I. G., Eremin M. A.* Instability of spherical accretion — I. Shock-free Bondi accretion // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 1998. — Vol. 298. — P. 861–870.
- [4] *Parejko J. K. et al.* The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: the low-redshift sample // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2013. — Vol. 429. — P. 98–112.

РАДИОИСТОЧНИКИ С БОЛЬШИМ ИЗМЕНЕНИЕМ ВИДИМЫХ КООРДИНАТ

А. А. Осетрова¹, О. А. Титов²

¹*Санкт-Петербургский государственный университет*, ²*Geoscience Australia*

В работе проведено исследование временных рядов радиокоординат объектов, полученных по геодезическим РСДБ наблюдениям 1993–2021 гг. международной РСДБ службы (IVS) и по семи специальным экспериментам программы Ru-A, которая осуществляется на радиотелескопах РСДБ-комплекса «Квazar-КВО» с 2019 г. По разработанным статистическим критериям были найдены 64 нестабильных радиоисточника, отвечающие трем видам нестабильности: «отскакивающая» первая или последняя точка (28), «ступенька» (27), большое видимое собственное движение (9). Проведено сравнение между временными рядами радиокоординат объектов и оптическими данными каталога Gaia DR3.

Radio sources with a significant change in the coordinates

А. А. Osetrova¹, О. А. Titov²

¹*Saint Petersburg State University*, ²*Geoscience Australia*

In this paper, we analyzed the time series of coordinates of radio sources calculated from the geodetic VLBI data within the framework of the International VLBI Service (IVS) in 1993–2021. In addition, seven special experiments under the Ru-A program conducted since 2019 on the radio telescopes of the Quasar VLBI Network were used. As a result, 64 unstable radio sources were found, which were distributed over three criteria of instability: “bouncing” first or last point (28), “step” (27), large apparent proper motion (9). We developed statistical criteria to search these instabilities and compared radio and optical coordinates (Gaia DR3) of these objects.

Введение

Стабильные внегалактические радиоисточники (РИ) используются при построении небесной системы координат ICRS, реализуемой международной системой отсчета ICRF. В настоящее время астрономы используют каталог ICRF3 [1], принятый Генеральной ассамблеей IAU в 2018 г. В него входят координаты 4536 РИ, из которых 303 объекта являются «опорными», то есть определяют оси ICRS с точностью 30 мкс дуги. При составлении ICRF3 не было отмечено РИ с вариациями координат более 3 мс дуги. Однако по наблюдениям, выполненным после 2018 г., обнаружены РИ (3С48, 1144+352, СТА 21, 1328+254) с большим изменением координат (20–130 мс дуги) на промежутке времени от 3 до 30 лет [2]. Такая большая астрометрическая нестабильность РИ негативно сказывается на точности определения параметров вращения Земли (ПВЗ), координат наземных радиотелескопов и т. д., что обуславливает необходимость выявления астрометрически нестабильных РИ. Цель исследования — поиск и анализ РИ с изменением координат на величину, превышающую 5 мс дуги.

Описание методики поиска

В программном пакете OSSAM 6.3 методом среднеквадратической коллокации [3] обработаны 3 956 24-часовых РСДБ-экспериментов по программам IVS 1993–2021 гг. [4] и 7 специальных экспериментов по наблюдениям нестабильных объектов по программе Ru-A, проведенных на РСДБ-комплексе «Квazar-КВО» [5] с участием радиотелескопов Шанхайской радиоастрономической обсерватории (Китай) и национального Географического института (Испания). Суточными параметрами оценивались ПВЗ, координаты станций, координаты РИ. Тропосферные параметры и параметры часов оценивались на каждую измеренную задержку. Результатами обработки большого массива РСДБ-данных являются временные ряды суточных координат 4 939 РИ (α, δ) . Для каждого РИ вычислено комбинированное среднеквадратичное отклонение ψ :

$$\psi = \sqrt{\psi_\alpha^2 \cos^2 \delta + \psi_\delta^2}, \quad (1)$$

где ψ_α и ψ_δ вычисляются в виде:

$$\psi_x = \frac{\sum_{i=1}^N p_{x_i} (x_i - \bar{x})^2}{\sum_{i=1}^N p_{x_i}} \text{ при } x = (\alpha, \delta).$$

Здесь x_i — суточная оценка координаты по i -му эксперименту; \bar{x} — средневзвешенное по координате x ; p_{x_i} — вес для x_i обратно пропорционален квадрату ошибки x_i ; N — число экспериментов для данного источника.

Для данной выборки параметр ψ описывается распределением Релея с параметром масштаба $\sigma = 0.6 \pm 0.1$ мс дуги, где σ характеризует разброс точек вокруг среднего значения. Астрометрически нестабильными оказались 715 объекта, для которых $\psi \geq 3\sigma = 1.8$ мс дуги.

Три категории нестабильности

По результатам анализа 64 из 715 нестабильных объектов показали астрометрическую нестабильность по одной из трех выделенных категорий нестабильности:

1. **«Отскакивающая» первая или последняя точка** — статистически значимое отклонение первого или последнего наблюдения от группы других по одной из координат. Эти объекты выделены в отдельную группу, поскольку такой «отскок» одной точки может быть вызван как ошибкой наблюдения, так и изменением физических свойств РИ. Идентификация таких объектов проводилась по условию: $\psi_1[1] = \min(\psi_1)$ или $\psi_1[N] = \max(\psi_1)$ для отскакивающей последней точки, где $\psi_1[i]$ это ψ без i -го эксперимента.
2. **«Ступенька»** — разрыв первого рода в координатах в середине временного ряда, отличается от первой категории нестабильности наличием нескольких наблюдений до и после разрыва (как минимум два). Точка j , в которой произошел скачок, определялась методом непараметрической регрессии, реализованным функцией `estimateSingleCr` в библиотеке `BinSegBstrap` в R. Далее проводилась проверка между j -й и соседними точками на значимость разрыва по критерию 3σ .
3. **Большое видимое собственное движение** — изменение координат, равномерное по всему интервалу наблюдений. Оно связано с изменяющейся структурой объекта и приводит к изменению координат на величину, превышающую 5 мс дуги. В эту категорию входят объекты, для временных рядов которых коэффициент детерминации R^2

превышает 80 % и вероятность нулевой гипотезы об отсутствии линейной зависимости меньше 5 %.

У остальных 651 РИ параметр ψ отражает статистически незначимые отклонения от среднего значения и зашумленность ряда.

Результаты

В таблице представлены характеристики астрометрически нестабильных РИ.

Астрометрически нестабильные РИ. Колонки 1, 6 — имя объекта; колонки 2, 7 — вид нестабильности I (1, 2, 3 из предыдущего параграфа); колонки 3, 8 — значение параметра ψ , рассчитанного по формуле (1); колонки 4, 9 — тип объекта. Тип РИ взят из базы данных OCARS [6]. R — РИ неизвестного происхождения; DG — двойная радиогалактика; S2G — сейфертовская галактика 2 типа; S1G — сейфертовская галактика 2 типа; BC — кандидат в блазары; GL — гравитационная линза; G — радио галактика; B — блазар неизвестного типа; Q — квазар; A — АЯГ; BL — блазар BL Lac; в 5 и 10 колонках представлены разности

$$\alpha_{gaia} - \alpha_i, \delta_{gaia} - \delta_i \text{ между оптическими координатами Gaia DR3 } (\alpha_{gaia}, \delta_{gaia}) \text{ и значениями временного ряда } (\alpha, \delta) \text{ в точке } i; i : (\alpha_i - \alpha_{gaia})^2 + (\delta_i - \delta_{gaia})^2 = \min[(\alpha - \alpha_{gaia})^2 + (\delta - \delta_{gaia})^2]$$

РИ	I	ψ мс дуги	Тип	Gaia DR3 — VLBI RA, DEC, мс дуги	РИ	I	ψ мс дуги	Тип	Gaia DR3 — VLBI RA, DEC, мс дуги
0116+082	1	4.18	BL	-2.9 ± 3.8, 2 ± 4.4	1450+641	2	7.08	Q	-0.8 ± 0.7, -0.5 ± 0.6
0116+319	2	4.36	DG	-243.9 ± 5.3, 57.9 ± 5.3	1503-091	1	4.19	Q	-3.5 ± 0.8, -6 ± 1.4
0132-097	1	20.7	Q, GL		1506+591	1	2.45	G	1.3 ± 2.4, -1.4 ± 4.9
0200+304	3	2.98	A		1507-246	1	28.08	R	-11.8 ± 5.4, 12.3 ± 6.3
0219+628	1	2.59	R		1516-240	1	3.5	Q	0.4 ± 1.3, 1.5 ± 3.3
0229-072	1	3.15	Q	-0.1 ± 0.5, -1.3 ± 0.4	1518+046	1	2.31	A	
0252+818	1	3.04	A		1524-136	2	13.97	Q	-0.8 ± 0.7, -3.1 ± 1.4
0336+539	1	2.98	R		1529-373	1	25.52	R	
0423-163	2	5.82	R		1540-077	3	5.24	G	-0.8 ± 15.7, 1.2 ± 12.3
0436-089	3	2.13	G		1545-120	1	2.72	G	
0517-027	1	4.83	R		1645+174	1	5.48	G	-16.8 ± 1.6, 1.6 ± 1.7
0622+147	2	3.11	BL	1.6 ± 0.6, -5.3 ± 0.9	1709-342	3	8.83	Q	
0656-062	3	4.65	R		1713-191	1	4.06	R	
0711+356	2	2.5	Q	-0.4 ± 0.3, -0.3 ± 0.4	1740-517	2	22.69	G	
0732+237	2	4.87	DG		1751+050	1	5.9	R	
0751+393	3	2.4	BL	1.6 ± 0.5, -0.1 ± 0.8	1814+349	1	3.17	S2G	-1.9 ± 2, 1.4 ± 2.5
0839+157	1	7.49	R		1829+290	2	5.58	S2G	
0932-281	3	16.42	R		1832+687	1	2.59	BL	
1006+136	1	7.38	S2G	-0.6 ± 3.4, -12.1 ± 4	1948-047	1	2.5	R	
1117-248	2	24.29	S1G	-167.5 ± 5.9, 205.1 ± 6.2	2105-212	2	30.03	R	
1117+146	2	9.55	G		2114+022	2	18.33	A	
1144+352	2	9.37	BL	3 ± 0.9, 1.7 ± 1.3	2135-184	2	16.42	G	3.3 ± 3.2, 32.2 ± 4.3
1216-062	1	6.8	Q	34.6 ± 1.7, -48.4 ± 2.8	2154-183	1	7.89	Q	-0.8 ± 0.5, 4.7 ± 1.1
1221+248	3	4.83	BL	0.9 ± 0.7, -2.9 ± 1.1	2203-188	2	24.37	Q	-4.6 ± 1.1, 8.3 ± 2.6
1305+770	2	7.42	R		2210+016	2	8.16	A	
1306+660	2	18.7	R		2250+023	2	3.04	R	
1320+446	2	39.89	Q	-2.8 ± 0.9, -8.1 ± 4.3	2255+416	3	2.48	Q	1.4 ± 0.8, 0 ± 2.4
1328+254	2	41.13	Q	0.1 ± 0.8, 1.5 ± 1.4	2318-195	1	9.3	G	
1334-179	2	11.47	G		2337-063	1	48.91	A	
1338+362	1	2.14	G		2358+406	1	3.08	G	
1421-122	2	5.01	A	-1.4 ± 0.5, 1.3 ± 0.8	3C48	2	5.05	Q	-0.4 ± 0.2, 0.2 ± 0.3
1449+139	2	2.58	G, GL		CTA21	2	8.7	A	

Из данных таблицы видно, что 28 из 64 РИ имеют оптические аналоги в GAIA DR3 [7] в пределах 1 с дуги, для 23 РИ положения оптических и радиоцентров в некоторые моменты времени совпадают. Для 5 объектов, выделенных жирным шрифтом, координаты по оптическим и РСДБ-наблюдениям не совпадают на всем интервале наблюдений в пределах 5σ .

Четыре объекта из пяти (0116+319, 1216–062, 1645+174, 2135–184, 1117–248) являются галактиками со значительными размерами в оптике. Поэтому большое различие Gaia DR3 и VLBI связано с трудностью определения оптических координат.

У РИ 1216-062 большая разность Gaia DR3 и VLBI, по-видимому, связана с наложением на квазар другого объекта в оптическом диапазоне.

Подавляющее большинство РИ имеют протяженную структуру в X-диапазоне (8–9 ГГц), поэтому при изменении длин баз и направлений на РИ фазовый центр смещается даже при стабильной структуре объекта [8]. Видимая астрометрическая нестабильность протяженных РИ зависит либо от переменности структуры, либо от конфигурации РСДБ-сети.

Заключение

Анализ временных рядов координат объектов выявил 64 радиоисточника с изменением координат, превышающим 5 мс дуги (см. табл. 1). При построении следующего каталога ICRF такие объекты следует отнести к разряду астрометрически нестабильных. Выяснение причин такой большой астрометрической нестабильности 64 радиоисточников остается предметом дальнейшего исследования.

Библиографические ссылки

- [1] *Charlot P., Jacobs C. S., Gordon D. et al.* The third realization of the International Celestial Reference Frame by very long baseline interferometry // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 644. — P. A159.
- [2] *Titov Oleg, Frey Sándor, Melnikov Alexey et al.* Unprecedented change in the position of four radio sources // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2022. — Vol. 512. — P. 874–883.
- [3] *Titov O. A.* Construction of a Celestial Coordinate Reference Frame from VLBI Data // *Astron. Rep.* — 2004. — Vol. 48, № 11. — P. 941–948.
- [4] *Nothnagel A., Artz T., Behrend D., Malkin Z.* International VLBI Service for Geodesy and Astrometry. Delivering high-quality products and embarking on observations of the next generation // *Journal of Geodesy.* — 2017. — Vol. 91, № 7. — P. 711–721.
- [5] *Shuygina N., Ivanov D., Ipatov A. et al.* Russian VLBI network “Quasar”: Current status and outlook // *Geodesy and Geodynamics.* — 2019. — Vol. 10, № 2. — P. 150–156. — From Space Geodesy to Astro-Geodynamics.
- [6] *Malkin Zinovy.* A New Version of the OCARS Catalog of Optical Characteristics of Astrometric Radio Sources // *The Astrophysical Journal Supplement Series.* — 2018. — Vol. 239, № 2. — P. 20.
- [7] *Gaia Collaboration, Vallenari A., Brown A. G. A. et al.* Gaia Data Release 3. Summary of the content and survey properties // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 674. — P. A1.
- [8] *Charlot P.* Radio-Source Structure in Astrometric and Geodetic Very Long Baseline Interferometry // *Astron. J.* — 1990. — Vol. 99. — P. 1309.

КОНСТАНТЫ СКОРОСТЕЙ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ С УЧАСТИЕМ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА

И. М. Паханьян¹, А. В. Столяров¹, Д. З. Вибе²

¹*Химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова,*

²*Институт астрономии РАН*

В работе представлены результаты модельных расчетов констант скоростей химических реакций атомов N, C⁺, S⁺ и Si⁺ с нейтральными молекулами водорода, находящимися в неравновесно заселенных колебательно-вращательных состояниях.

RATE CONSTANTS FOR CHEMICAL REACTIONS WITH THE EXCITED MOLECULAR HYDROGEN

I. M. Pakhanyan¹, A. V. Stolyarov¹, D. S. Wiebe²

¹*Chemical Department, Lomonosov Moscow State University,*

²*Institute of Astronomy of the RAS*

We present the results of modeling computations of rate constants for ion-neutral and neutral-neutral chemical reactions of C⁺, S⁺, Si⁺ and N atoms with hydrogen molecules under non-equilibrium populations of rovibrational levels.

Введение

При вычислении констант скоростей химических реакций с участием нейтральной молекулы водорода обычно предполагается, что она находится в основном в низшем по энергии колебательно-вращательном состоянии ($v = 0$; $J = 0$) или что ее возбужденные состояния населены в соответствии с распределением Больцмана. При низких температурах молекулярного облака эти предположения обычно выполняются и практически равнозначны. Однако ситуация резко меняется в присутствии сильных ударных волн и/или мощного ультрафиолетового излучения, которые приводят к неравновесному возбуждению внутренних степеней свободы H₂. В этом случае возникает необходимость учета различий в константах скоростей возможных химических реакций с участием основного и возбужденных состояний молекулы H₂. Это особенно критично, когда реакция с участием H₂ обладает значительным активационным барьером, а внутренней колебательно-вращательной энергии молекулы $E_{v,J}$ может оказаться достаточно для существенного уменьшения энергии активации или даже для ее полного элиминирования.

В данной работе мы оценили в рамках теории активированного комплекса [1] константы скорости $k_{v,J}(T)$ реакции



для отдельных колебательно-вращательных состояний H₂(v, J), а также независящие от температуры константы скоростей $k_{v,J}$ ион-молекулярных реакций

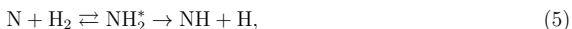


используя классическую модель Ланжевена [2]. Рассматриваемые выше реакции характерны для так называемых фотодиссоциационных областей, где на вещество молекулярного облака воздействует мощное ультрафиолетовое излучение близкой массивной звезды (звезд).

Методика

Полноценный расчет констант скоростей реакций опирается, как известно, на многомерное квантовое (или квазиклассическое) решение задачи неупругого рассеивания, выполненное с использованием квантово-химически рассчитанной полной ($3N - 6$ мерной) поверхности потенциальной энергии (ППЭ). Для большинства систем, это, очевидно, крайне сложная и трудоемкая задача, поэтому имеет смысл использовать для получения начальных оценок упрощенные аналитические методики, основанные на модельных представлениях типа теории активированного комплекса (ТАК) (в случае нейтрально-нейтральных реакций с активационным барьером) и теории активных столкновений (ТАС) (для безбарьерных ион-нейтральных реакций).

Квантово-химический расчет [3] ППЭ для реакции (1) показал наличие активационного барьера E_a и активированного комплекса NH_2^* вдоль пути реакции:



причем величина барьера E_a сопоставима с энергией 2-го ($v = 2$) колебательного уровня молекулы водорода (рис. 1, слева). В рамках ТАК константа скорости реакции (5) может представлена как

$$k(T) = \frac{k_B T}{h} \frac{Q^\ddagger(\text{NH}_2^*)}{Q(\text{H}_2)Q(\text{N})} \frac{RT}{p = 1 \text{ bar}} \exp(-E_a/k_B T), \quad (6)$$

где R — универсальная газовая постоянная; p — давление; T — температура; k_B — постоянная Больцмана и h — постоянная Планка. $Q^\ddagger(\text{NH}_2^*)$ соответствует статистической сумме по состояниям активированного комплекса, в которой отсутствует одно колебание, приводящее к разрыву N—H связи и превращению активированного комплекса в продукты реакции. $Q(\text{N})$ и $Q(\text{H}_2)$ — суммы по состояниям атома азота и молекулы водорода, соответственно.

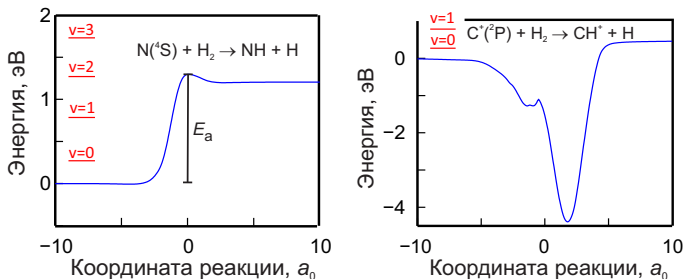


Рис. 1. Энергетический профиль пути реакции $\text{N} + \text{H}_2 \rightarrow \text{NH} + \text{H}$ (слева) и $\text{C}^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{CH}^+ + \text{H}$ (справа) по данным эмпирических расчетов поверхности потенциальной энергии (ППЭ) [3, 4]

Поскольку в нашем случае распределение Больцмана не соблюдается только для колебательно-вращательных уровней молекулы H_2 , то будем считать, что $Q(\text{H}_2)$ равна

трансляционной степени свободы молекулы, а эффективная энергия активации есть разность между величиной барьера в основном состоянии E_a и энергией $E_{v,J}$ рассматриваемого колебательно-вращательного уровня v, J молекулы H_2 , то есть

$$k_{v,J}(T) \approx \frac{k_B T}{h} \frac{Q^\ddagger(\text{NH}_2^*)}{Q^{\text{tr}}(\text{H}_2)Q(\text{N})} \frac{RT}{p = 1 \text{ bar}} \exp(-[E_a - E_{v,J}]/k_B T). \quad (7)$$

В случае ион-нейтральных реакций (2–4) ТАК, описанная выше, неприменима, поскольку на соответствующей ППЭ отсутствует активированный комплекс (см. рис. 1, справа). Для описания таких без барьерных реакций мы будем использовать классическую теорию активных столкновений (ТАС), дополнительно предполагая, что дальнедействующая часть атом-молекулярного взаимодействия может быть представлена в форме поляризационного потенциала [2]:

$$U_{\text{K}^+-\text{H}_2}(R, \theta, r) = -\frac{q^2}{2r^4} [\alpha^\parallel(R) \cos \theta + \alpha^\perp(R) \sin \theta], \quad (8)$$

где $q = 1$ — заряд катиона; $\alpha^{\parallel,\perp}(R)$ — параллельная и перпендикулярна компоненты статической дипольной поляризуемости молекулы H_2 , как функции ее межъядерного расстояния R ; θ — угол между межъядерной осью молекулы H_2 и вектором \vec{r} , где r — расстояние между ионом и геометрическим центром H_2 .

Используя классическую теорию столкновений Ланжевена [2] и максвелловское распределение по скоростям сталкивающихся частиц, можно получить приближенное выражение для константы скорости ион-молекулярной реакции:

$$k_{v,J} \approx 2\pi \sqrt{\alpha_{v,J}^{\text{H}_2} / \mu}. \quad (9)$$

Здесь μ — приведенная масса трехатомной $\text{K}^+ - \text{H}_2$ системы; $\alpha_{v,J}^{\text{H}_2} = (\alpha_{v,J}^\parallel + 2\alpha_{v,J}^\perp)/3$ — усредненная поляризуемость колебательно-вращательного v, J -уровня молекулы водорода. Имеющиеся в литературе данные [5] о поляризуемости H_2 позволяют рассчитать константы $k_{v,J}$ для состояний $v = 0, J = 0-15$ и $J = 0-1$ для $v = 1-12$, то есть в сумме 40 констант (120 для трех реакций), из которых интерес представляют описывающие экзотермическую реакцию.

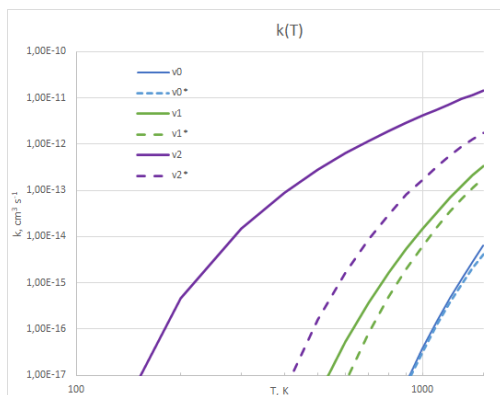


Рис. 2. Константы для реакции $\text{N} + \text{H}_2 \rightarrow \text{NH} + \text{H}$. Сплошные линии соответствуют рассчитанным в работе константам, штриховые — литературным данным [6]

Результаты

В работе представлены приближенные оценки констант скоростей нейтрал-нейтральных и ион-нейтральных химических реакций с участием неравновесно заселенных молекул водорода, полученные в рамках теории активированного комплекса и активных столкновений, соответственно. Часть констант была рассчитана впервые. Полученные данные совпадают с имеющимися в литературе высокоточными квантово-химическими аналогами с точностью до порядка величины.

На рис. 2 представлены константы скорости для барьерной реакции $N + H_2 \rightarrow NH + H$. Видно, что наши данные хорошо согласуются с оценками, полученными при помощи более точных квантово-химических методов, для уровней $v = 0$ и 1. Для $v = 2$ расхождение существенно, что может быть вызвано туннельным эффектом и/или нарушением адиабатической аппроксимации.

Для констант, рассчитанных для ион-нейтральных реакций, совпадение с литературными данными весьма различно. Так, например, для реакций с ионом S^+ константы отличаются от литературных в 2–4 раза для $v = 2–3$ и практически совпадают для $v = 4–5$ [7]. При низких температурах согласие ухудшается, однако в этом случае реакции с возбужденным молекулярным водородом не так существенны, так как заселенности возбужденных колебательных состояний будут незначительными. Для C^+ , известная из литературы константа отличается в 5 раз [4]. Для Si^+ литературные данные отсутствуют.

Исследования выполнены за счет средств федерального бюджета, номер государственного учета 121031300173-2.

Библиографические ссылки

- [1] *Truhlar D. G., Garrett B. C., Klippenstein S. J.* Current Status of Transition-State Theory // The Journal of Physical Chemistry. — 1996. — Vol. 100, № 31. — P. 12771–12800. <https://doi.org/10.1021/jp953748q>.
- [2] *Gioumouzis G., Stevenson D. P.* Reactions of Gaseous Molecule Ions with Gaseous Molecules. V. Theory // The Journal of Chemical Physics. — 1958. — Vol. 29, № 2. — P. 294–299. <https://doi.org/10.1063/1.1744477>.
- [3] *Poveda L. A., Varandas A. J. C.* Repulsive double many-body expansion potential energy surface for the reactions $N(4S) + H_2 \leftrightarrow NH(X^3\Sigma^-) + H$ from accurate ab initio calculations // Phys. Chem. Chem. Phys. — 2005. — Vol. 7, № 15. — P. 2867–2873.
- [4] *Zanchet Alexandre, Godard B., Bulut Niyazi et al.* $H_2(v = 0, 1) + C^+(2P) \rightarrow H + CH^+$ State-to-state rate constants for chemical pumping models in astrophysical media // The Astrophysical Journal. — 2013. — Vol. 766, № 2. — P. 80.
- [5] *Rychlewski J.* An accurate calculation of the polarizability of the hydrogen molecule and its dependence on rotation, vibration and isotopic substitution // Molecular Physics. — 1980. — Vol. 41, № 4. — P. 833–842. <https://doi.org/10.1080/00268978000103191>.
- [6] *Goicoechea Javier R., Roncero Octavio.* The role of highly vibrationally excited H_2 initiating the nitrogen chemistry. Quantum study and 3σ detection of NH emission in the Orion Bar PDR // Astron. Astrophys. — 2022. — Vol. 664. — P. A190. 2206.10441.
- [7] *Zanchet Alexandre, Lique François, Roncero Octavio et al.* Formation of interstellar SH^+ from vibrationally excited H_2 : Quantum study of $S^+ + H_2 \leftrightarrow SH^+ + H$ reaction and inelastic collision // Astron. Astrophys. — 2019. — Vol. 626. — P. A103. 1905.02779.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДОЛИ ДЕЙТЕРИЯ В ОБЛАСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ЗВЕЗД МАЛЫХ МАСС L1688

И. В. Петрашкевич, А. Ф. Пуанова, А. И. Васюнин
Уральский федеральный университет

В этой работе представлено моделирование доли дейтерия в направлении холодных плотных ядер Oph-E-MM2, Oph-C-N, Oph-H-MM1 и Oph-F в области образования звезд малых масс L1688. Для исследования мы выбрали те соединения (N_2H^+ и N_2D^+ , $H^{13}CO^+$ и DCO^+ , NH_3 и NH_2D), для которых мы ранее исследовали наблюдательные данные, полученные на телескопе IRAM-30m. Для определения доли дейтерия были использованы лучевые концентрации, полученные с помощью химической модели PyRate3. Были построены профили плотности и температуры для работы модели. Мы сравнили смоделированные и наблюдаемые доли дейтерия и лучевые концентрации, все наблюдаемые значения доли дейтерия и лучевые концентрации попали в пределы погрешности модели на моментах времени 2.3×10^5 лет, 2.8×10^5 лет, 8.2×10^4 лет и 2.8×10^5 лет для Oph-E-MM2, Oph-C-N, Oph-F и Oph-H-MM1 соответственно. Эти моменты времени можно считать химическими возрастами исследуемых холодных плотных ядер.

MODELING OF THE DEUTERIUM FRACTION IN THE LOW-MASS STAR FORMATION REGION L1688

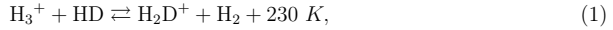
I. V. Petrashkevich, A. F. Puanova, A. I. Vasyunin
Ural Federal University

In this work, we present the modelling of the deuterium fraction in the cold dense cores Oph-E-MM2, Oph-C-N, Oph-H-MM1, and Oph-F in the low-mass star formation region L1688. We selected species (N_2H^+ and N_2D^+ , $H^{13}CO^+$ and DCO^+ , NH_3 and NH_2D) that were previously studied by observations, which were obtained with the IRAM-30m telescope. The column densities obtained using with the chemical model PyRate3 were used to estimate the deuterium fractions. Density and temperature profiles were used as a base of the model. We compared the modelled and observed deuterium fractions and column densities, all observed values of deuterium fraction and column densities fell within the uncertainties of the model at time points 2.3×10^5 years, 2.8×10^5 years, 8.2×10^4 years and 2.8×10^5 years for Oph-E-MM2, Oph-C-N, Oph-F and Oph-H-MM1 respectively. These moments of time can be considered the chemical ages of the cold dense cores.

В среднем концентрация газа и пыли в молекулярных облаках составляет 10^3 – 10^4 cm^{-3} [1], но в некоторых плотных сгустках может достигать 10^4 – 10^7 cm^{-3} [1]. Такие сгустки называют плотными ядрами, они являются первой стадией звездообразования, а температура в них может опускаться до 6 K [1] при температуре окружающего молекулярного облака (~ 10 K). В таких условиях доля дейтерия по отношению к водороду в составе молекул и ионов значительно увеличивается (до 0.01–1 при общем отношении дейтерия к водороду примерно $1.5 \sim 10^{-5}$, [2]). Благодаря этому высокая доля дейтерия в соединениях становится одним из индикаторов дозвездной фазы, а дейтерированные соединения — инструментом изучения холодного плотного газа дозвездных ядер. L1688 это одна из областей образования звезд малых масс, находящаяся на расстоянии 119 пк [3] от Солнца и имеющая длинную вытянутую структуру.

Фракционирование дейтерия характеризуется долей дейтерия в соединении — отношением концентрации дейтерированного изотопа к концентрации водородсодержащего

изотополога. Образование дейтерированных изотопологов проходит с помощью реакций (1) и (2). В молекулярном облаке количество этих реакций минимально, так как ион H_3^+ чаще взаимодействует с CO образуя HCO^+ , поскольку содержание CO выше, чем HD ($\text{CO}/\text{H}_2 = 2.7 \times 10^{-4}$ [4], $\text{HD}/\text{H}_2 = 2.31 \times 10^{-5}$ [5]). В холодном плотном ядре количество реакций (1) и (2) увеличивается, дейтерий чаще становится компонентом соединений, из-за вымерзания CO (температура десорбции ≈ 32 K [4]) и увеличения концентрации частиц:



где A — молекула [2].

Для исследования мы выбрали пары соединений N_2H^+ и N_2D^+ , H^{13}CO^+ и DCO^+ , NH_3 и NH_2D , для которых имеются наблюдения полученные на телескопе IRAM-30m. Мы рассчитали лучевые концентрации и доли дейтерия в предположении локального термодинамического равновесия. Мы промоделировали концентрации соединений с помощью модели PyRate3, представленную в [6]. Эта модель наилучшим образом подходит для нашего исследования, так как моделирует отдельно химические реакции с водородом и дейтерием, а также учитывает орто- и парасостояния молекулы водорода. Мы построили два типа профилей концентрации молекулярного водорода и температуры. Первый профиль был построен по наблюдательным данным Herschel из работы [7], второй — по теоретической модели из работы [8]. Значения плотности в центральных точках для каждого профиля были взяты из работы [9], так как имеют более точное угловое разрешение и основаны на данных, включающих наблюдения более холодной пыли.

На начальном моменте времени химическая модель имеет элементный состав локальной межзвездной среды. Для начального химического содержания азота мы взяли два разных значения, стандартное $X(\text{N}) = 2.4 \times 10^{-5}$ из работы [6] и повышенное $X(\text{N}) = 7.6 \times 10^{-5}$ из работы [10]. Модель предназначена для вычисления химического состава плотных ядер, поэтому диапазон исследования по времени составляет от 0 до 10 млн лет. В результате работы модели мы получили концентрацию соединений в каждой точке профиля. Для сравнения с наблюдательными лучевыми концентрациями мы привели модельные концентрации к модельным лучевым концентрациям. Для этого мы считаем, что холодные плотные ядра сферически симметричны и представляем каждую профиля как сферу. Мы провели луч зрения через край каждой сферы и посчитали лучевые концентрации. Также мы привели модельные лучевые концентрации к угловому разрешению наблюдений.

Мы получили пик $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ и $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ на моменте времени ($\sim 10^5$). Мы сделали развертку по расстоянию до центра ядра для момента времени $\sim 10^5$, чтобы сравнить с наблюдаемыми лучевыми концентрациями и долями дейтерия. Модельные лучевые концентрации близки к наблюдаемым в пределах погрешности модели. Доля дейтерия $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3)$ во всех случаях очень мала по сравнению с наблюдательными данными, модельная $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3) = 0.01-0.1$ и наблюдательная $R_D(\text{NH}_2\text{D}/\text{NH}_3) = 0.24-0.81$. Мы предполагаем, что в модели не учтены дополнительные реакции дейтерирования аммиака или происходит переоценка концентрации других соединений дейтерированного аммиака NHD_2 и ND_3 , которые влияют на концентрацию NH_2D . Доля дейтерия $R_D(\text{DCO}^+/\text{HCO}^+)$ больше, чем в наблюдательных данных, но некоторые точки совпадают для Oph-C-N при начальном содержании азота $X(\text{N})=2.4 \times 10^{-5}$. Доля дейтерия $R_D(\text{N}_2\text{D}^+/\text{N}_2\text{H}^+)$ совпадает с наблюдательными точками для ядра Oph-E-MM2 для теоретического профиля, также для ядер Oph-F и Oph-H-MM1 некоторые точки совпадают с наблюдательными для всех типов профилей. По пикам доли дейтерия мы оценили возраст холодных плотных ядер, который составил 2.3×10^5 лет, 2.8×10^5 лет, 8.2×10^4 лет и 2.8×10^5 лет для Oph-E-MM2, Oph-C-N, Oph-F и Oph-H-MM1 соответственно.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект 19-72-00064, а также при поддержке Министерства науки и образования России, проект FEUZ-2020-0038. Авторы благодарят анонимного рецензента за полезные замечания.

Библиографические ссылки

- [1] *Ward-Thompson D., Motte F., Andre P.* The initial conditions of isolated star formation - III. Millimetre continuum mapping of pre-stellar cores // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1999. — Vol. 305, № 1. — P. 143–150.
- [2] *Dalgarno A., Lepp S.* Deuterium fractionation mechanisms in interstellar clouds // *Astrophys. J. Lett.* — 1984. — Vol. 287. — P. L47–L50.
- [3] *Lombardi M., Lada C. J., Alves J.* Hipparcos distance estimates of the Ophiuchus and the Lupus cloud complexes // *Astron. Astrophys.* — 2008. — Vol. 480, № 3. — P. 785–792. 0801.3346.
- [4] *Lacy J. H., Knacke R., Geballe T. R., Tokunaga A. T.* Detection of Absorption by H 2 in Molecular Clouds: A Direct Measurement of the H 2:CO Ratio // *Astrophys. J. Lett.* — 1994. — Vol. 428. — P. L69.
- [5] *Linsky Jeffrey L., Draine Bruce T., Moos H. W. et al.* What Is the Total Deuterium Abundance in the Local Galactic Disk? // *Astrophys. J.* — 2006. — Vol. 647, № 2. — P. 1106–1124. astro-ph/0608308.
- [6] *Sipilä O., Caselli P., Harju J.* Benchmarking spin-state chemistry in starless core models // *Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 578. — P. A55. 1501.04825.
- [7] *Ladjelate B., André Ph., Könyves V. et al.* The Herschel view of the dense core population in the Ophiuchus molecular cloud // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 638. — P. A74. 2001.11036.
- [8] *Tafalla M., Myers P. C., Caselli P. et al.* Systematic Molecular Differentiation in Starless Cores // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 569. — P. 815–835. astro-ph/0112487.
- [9] *Pattle K., Ward-Thompson D., Kirk J. M. et al.* The JCMT Gould Belt Survey: first results from the SCUBA-2 observations of the Ophiuchus molecular cloud and a virial analysis of its prestellar core population // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 450, № 1. — P. 1094–1122. 1502.05858.
- [10] *Harju J., Daniel F., Sipilä O. et al.* Deuteration of ammonia in the starless core Ophiuchus/H-MM1 // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 600. — P. A61. 1604.05602.

**ЛОКАЛИЗАЦИЯ ВСПЫШЕЧНОГО ИСТОЧНИКА
ДЛЯ СОБЫТИЯ SOL2022-02-03T04:21UT
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ СИБИРСКОГО РАДИОГЕЛИОГРАФА**

С. А. Полухина¹, Л. К. Кашапова²

¹*Санкт-Петербургский государственный университет,*

²*Институт солнечно-земной физики СО РАН*

В работе представлены результаты исследования солнечной вспышки, произошедшей 3 февраля 2022 г. в 04:21UT. Данное событие класса C1 по GOES и длительностью менее 100 с имело сложный временной профиль, состоящий из нескольких всплесков. Была проведена локализация источников всплесков, обнаруженных с помощью данных Сибирского радиогелиографа, на частоте 5.8 ГГц. Анализ разностей изображений Солнца, полученных до начала события и во время вспышки, показал, что все источники всплесков относились к одному событию и произошли в активной области NOAA 12936. Сделана оценка потока источников микроволнового излучения вспышки на частоте 5.8 ГГц, его значения не превышали 1 солнечную единицу потока (С. Е. П.).

**FLARE SOURCE LOCALIZATION OF SOL2022-02-03T4:21UT EVENT
USING MICROWAVE OBSERVATIONS BY SIBERIAN RADIOGELIOGRAPH**

S. A. Polukhina¹, L. K. Kashapova²

¹*Saint-Petersburg State University,* ²*ISTP SB RAS*

In the paper, we present the analysis results obtained for the solar flare occurred at 04:21UT on February 3, 2023. The C1 GOES class event with duration less 100 seconds had a complicated time profile consisting of several bursts. Location of burst sources, found in the microwave time profile of the flare, was obtained using data by the Siberian radiogeliograph. Analysis of solar image differences obtained before the event and during the bursts showed that all sources were part of the same event and occurred in the active region NOAA 12936. Estimated flux of microwave emission sources at a frequency of 5.8 GHz was less than 1 sfu. Keywords: solar flares, flares, microwaves.

Введение

В солнечной атмосфере одни из самых мощных явлений — взрывные процессы, которые мы называем солнечными вспышками. Их излучение регистрируется в диапазоне электромагнитного спектра от рентгеновского до радиоволн [1]. Излучение солнечных вспышек принято разделять по природе механизма, его генерирующего — на тепловое и нетепловое. В процессе вспышки выделяется энергия, которая уходит на нагрев плазмы (тепловые электроны, генерирующие рентгеновское излучение низких энергий) и ускорение частиц (например, электроны, ускоренные до больших энергий, которые генерируют микроволновое и нетепловое рентгеновское излучение) [2]. Анализируя различные виды излучения можно понять, какие процессы происходили во время исследуемого события. Прямым индикатором процессов ускорения является рентгеновское излучение на энергиях выше 20 кэВ, но пороговая чувствительность современных приборов в этом спектральном диапазоне недостаточно высока для слабых вспышек. Магнитотормозной (гирোসинхротронный) механизм,

который является доминирующим механизмом излучения солнечных вспышек в микроволновом диапазоне, делает его более чувствительным к слабым потокам ускоренных электронов и полезным инструментом для исследования солнечных вспышек.

Солнечные вспышки классифицируются по значению максимального потока в полосе 1–8 Å космического аппарата GOES, используя для распознавания событий временной профиль излучения в этом диапазоне. Вспышки класса X (самые мощные) и M (считаются средними по мощности, их максимальный поток примерно в 10 раз меньше событий класса X) совсем несложно обнаружить на временном профиле. Слабые вспышки класса C и меньше в диапазоне 1–8 Å выявить очень сложно, особенно в период высокой солнечной активности. При этом микроволновое излучение более чувствительно к потокам ускоренных частиц, чем рентгеновское. Поэтому часть интересных событий, зафиксированных в микроволновом диапазоне, не попадают в каталог солнечных вспышек. Еще одним из недостатков использования временных профилей, полученных космическим аппаратом GOES для Солнца как звезды, является то, что произошедшие близко по времени события могут произойти в разнесенных на большие расстояния областях Солнца. Целью данной работы является анализ положения источников и мощности их потока на частоте 5.8 ГГц солнечной вспышки класса C1, произошедшей 3 февраля 2022 года около 04:21UT (SOL2022-02-03T04:21UT).

Данные и результаты обработки

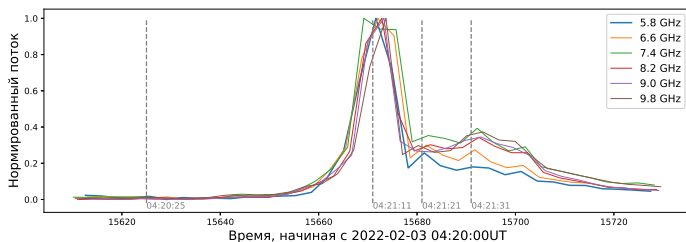


Рис. 1. Корреляционные кривые Сиби́рского радиогелиографа, нормированные на максимум. Вертикальными линиями отмечены моменты, выбранные для построения изображений на частоте 5.8 ГГц

Исследование микроволнового излучения солнечной вспышки SOL2022-02-03T04:21UT было проведено по данным, полученным с помощью Сиби́рского радиогелиографа (СРГ) [3]. Мы использовали изображения на частоте 5.8 ГГц и корреляционные кривые этого инструмента [4]. Корреляционные кривые представляют собой сумму коэффициентов корреляции между парами антенн. Этот способ представления данных чувствителен к появлению слабых событий. Корреляционные кривые, нормированные на максимум, для нескольких частот представлены на рис. 1. Видно, что событие SOL2022-02-03T04:21UT длительностью менее 100 секунд и состоит из нескольких импульсов: максимум **первого** всплеска в 04:21:11UT, максимум **второго** всплеска в 04:21:21UT, максимум **третьего** всплеска в 04:21:31UT.

Для каждого всплеска построена разность изображений, полученных на момент времени минус фон. В качестве фона взято изображение, когда согласно корреляционным кривым отсутствовала всплещная активность, то есть на момент 04:20:25UT (рис. 2). По таким

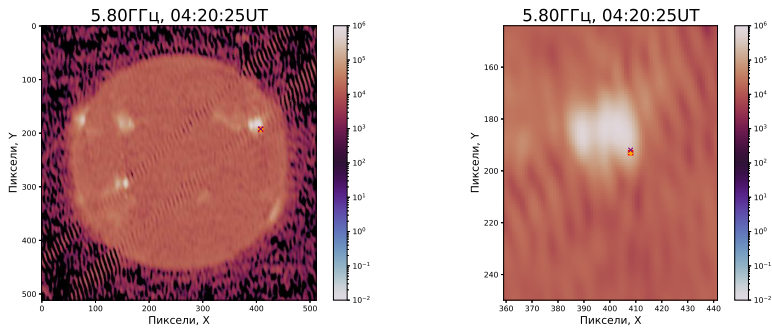


Рис. 2. Изображение СРГ на частоте 5.8 ГГц на момент перед началом вспышки 04:20:25UT. Отмечены положения вспышечных источников на моменты: красный «квадрат» для 04:21:11UT, оранжевый «плюс» для 04:21:21UT, фиолетовый «крест» для 04:21:31UT

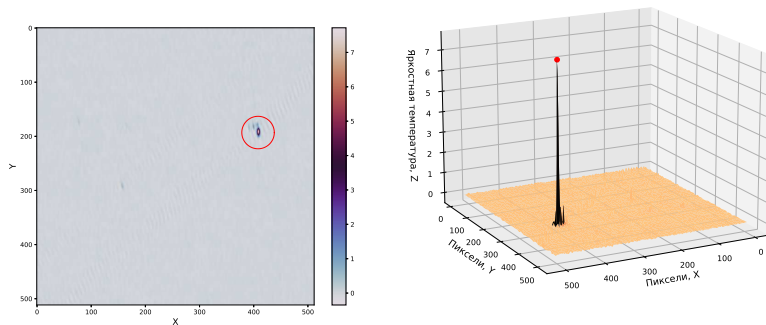


Рис. 3. Разностное изображение для вспышка 04:21:11UT, 3D диаграмма разностного изображения (T_B здесь в 10^{-5} К). Центр круга на карте (левая панель) соответствует максимуму яркостной температуры, отмеченному красной точкой на диаграмме (правая панель)

разностным изображениям можно выявить появление нового источника излучения, связанного с солнечной вспышкой, и определить его положение (на рис. 2 обозначены вспышечные источники для всех трех импульсов на частоте 5.8 ГГц). С использованием разностных изображений (рис. 3, левая панель) строились 3D-диаграммы (рис. 3, правая панель), где в плоскости XY находится разностное изображение, а по оси Z яркостная температура. По диаграмме посчитана площадь на полувысоте для каждого момента времени. Зная яркостную температуру на полувысоте вычисляется интенсивность I_ν принятого излучения по формуле приближения Рэлея — Джинса для закона Планка (1):

$$I_\nu = \frac{2\nu^2 k T_B}{c^2}, \quad (1)$$

где I_ν — интенсивность излучения на частоте $\nu = 5.8$ ГГц; T_B — яркостная температура на

полуширине; и P , поток принятого излучения, по формуле (2):

$$P = I_{\nu} \Omega n_{pix} \cdot 10^{19}, \quad \Omega = \left(\frac{\pi}{3600 \cdot 180} \right)^2, \quad (2)$$

где размерность P — [солнечные единицы потока] (С. Е. П.); $\Omega \cdot n_{pix}$ — площадь на полуширине. 1 [С. Е. П.] = $1 \cdot 10^5$ [Ян] = 10^{-22} [Вт см⁻² Гц⁻¹].

Оценка потока микроволнового излучения на частоте 5.8 ГГц для различных всплесков. T_B — яркостная температура на полуширине

Время (UT)	$T_B(K)$	Поток (С. Е. П.)
04:21:11	$3.9 \cdot 10^5$	1.0
04:21:21	$1.4 \cdot 10^5$	0.3
04:21:31	$1.0 \cdot 10^5$	0.3

Обсуждение результатов и выводы

Как видно на рис. 2, во время исследуемой вспышки на диске одновременно присутствовали не менее четырех активных областей. С помощью разностных изображений удалось локализовать положение всех источников всплесков на частоте 5.8 ГГц. Источники всех всплесков расположены в активной области NOAA 12939. На рис. 2 (правая панель) видно, все всплески совпадают по положению, из чего можно сделать вывод, что все всплески были связаны и относились к одному событию. Оценки потоков для трех всплесков представлены в таблице. Величина микроволнового потока первого всплеска около 1 С. Е. П., что находится на границе чувствительности большинства современных спектрометров микроволнового диапазона. Величина потока последующих всплесков около 0.3 С. Е. П. Это согласуется с тем, что видно на корреляционных кривых, где самым сильным всплеском вспышки был первый.

Библиографические ссылки

- [1] *Benz Arnold*. Flare Observations // Living Reviews in Solar Physics. — 2008. — Vol. 5. — P. 1–64.
- [2] *Алтынцев А. Т., Кашанова Л. К.* Введение в радиоастрономию Солнца. — Иркутск, Россия : ФБГОУ ВПО «ИГУ», 2014. — 203 с.
- [3] *Altynytsev A. T. et al.* Multiwave Siberian Radiogeliograph // Solar-Terrestrial Physics. — 2020. — Vol. 6, № 2. — P. 30–40.
- [4] *V. Lesovoi S., Kobets V. S.* Correlation plots of the Siberian Radiogeliograph // Solar-Terrestrial Physics. — 2017. — Vol. 3, № 1. — P. 3–18.

ИЗУЧЕНИЕ ВРЕМЕНИ РОСТА АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ В БАРЬЕРЕ ОРИОНА

И. А. Помельников¹, Д. С. Рящиков^{1,2}, Н. Е. Молевич^{1,2}

¹Самарский национальный исследовательский университет им. акад. С. П. Королёва,

²Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН

В областях фотодиссоциации (ОФД) межзвездного газа могут выполняться условия для появления изоэнтропической неустойчивости. Неустойчивость может привести к формированию ударноволновых структур, параметры которых не зависят от вида начального возмущения, а зависят лишь от свойств самой среды. Данное исследование направлено на численное моделирование распространения структур данного вида в среде с параметрами, характерными для ОФД Барьер Ориона и исследование времени их формирования.

THE STUDY OF ACOUSTIC PERTURBATIONS GROWTH TIME IN THE ORION BAR PDR

I. A. Pomelnikov¹, D. S. Riashchikov^{1,2}, N. E. Molevich^{1,2}

¹Samara University, ²P. N. Lebedev Physical Institute

Conditions of isentropic instability are able to appear in photodissociation regions (PDR) in the interstellar gas medium. Instability can cause the shock wave forming, the parameters of which do not depend on the initial perturbation type, but depend only on medium properties. This study aims to numerically simulate the propagation of those structures in the medium with parameters, which are common for the Orion Bar PDR and to investigate their formation time.

Введение

Ближайшей к Солнечной системе областью формирования массивных звезд является Молекулярное облако Ориона. Излучение и поток заряженных частиц от окружающих звезд оказывают сильное воздействие на эту область, формируя ОФД — область в межзвездной среде, в которой параметры газа определяются дальним ультрафиолетовым излучением. Фотоны с такими энергиями могут вызывать диссоциацию молекул и ионизировать тяжелые атомы ОФД [1, 2].

В ОФД выполняются условия для возникновения изоэнтропической неустойчивости [3–5]. Изоэнтропическая неустойчивость — это тип тепловой неустойчивости, происходящей в среде, в которой нагрев $\Gamma(\rho, T)$ и охлаждение $L(\rho, T)$ перестают друг друга компенсировать, в результате чего возникает положительная обратная связь между газодинамическими волнами и неравновесным тепловыделением. В стационарном состоянии ρ_0, T_0 нагрев и охлаждение уравновешены, однако акустические возмущения могут вызвать тепловой дисбаланс. При нагреве в фазе сжатия и охлаждении в фазе разрежения полученная из возмущения акустическая волна усиливается. Ведущим механизмом нагрева газа в ОФД являются фотоны дальнего ультрафиолетового излучения: выброс электронов фотонами с поверхности частиц пыли и последующий нагрев газа со сталкивающимися фотозлектронами [2]. Основным механизмом охлаждения являются быстро ионизирующиеся ультрафиолетовым излучением атомы углерода, вследствие чего молекулы, такие как

СО, быстро диссоциируют [6]. Результатом действия изоэнтропической неустойчивости на акустическое возмущение может являться периодическая волновая структура, которая на поздних этапах эволюции переходит в ударную волну, так называемый автоволновой импульс, параметры которого не зависят от вида начального возмущения, а зависят лишь от свойств самой среды [7–9]. Исследование [10] показало, что вызываемые изоэнтропической неустойчивостью турбулентные пульсации скоростей при параметрах среды, характерных для атомарной зоны Барьера Ориона, могут достигать 3.3 км/с.

Вышеупомянутые исследования показывают характер возмущений и величину их параметров, однако они не дают сведений о времени развития и размерах этих структур. Важность ответа на этот вопрос заключается в том, что структуры с предсказанными параметрами могут распространяться в среде с ограниченными размерами, из-за чего времени на рост импульса может быть недостаточно.

В данной работе произведено численное моделирование развития автоволнового импульса из начального возмущения в ОФД с параметрами, характерными для атомарной зоны Барьера Ориона.

Описание методики

Динамика акустических возмущений в ОФД может быть описана системой уравнений газодинамики (1):

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0, \\ \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \nabla P = 0, \\ C_V \frac{dT}{dt} - \frac{k_b T}{m\rho} \frac{d\rho}{dt} = -W(\rho, T), \\ P = \frac{k_b}{m} \rho T, \end{cases} \quad (1)$$

где ρ , T , P — плотность, температура и давление среды; \mathbf{v} — вектор скорости; C_V — теплоемкость при постоянном объеме; k_b — постоянная Больцмана; $W(\rho, T) = L(\rho, T) - \Gamma(\rho, T)$ — обобщенная функция тепловых потерь. В данной работе функция нагрева и охлаждения взята из [5]. Наблюдения показывают, что температура в Барьере Ориона может достигать 1000 К. Меньшие температуры характерны для областей дальше от ионизационного фронта облака, где рост ударноволновых структур будет медленнее [10], а в более дальних областях с меньшей концентрацией атомарного водорода речь идет о переходе в молекулярную зону [11], в которой наша модель не применима. Если принять $T_0 = 1000$ К за стационарную температуру, то, учитывая, что в состоянии равновесия $W(\rho_0, T_0) = 0$, можно вычислить равновесное значение концентрации: $n_0 = 2.26 \times 10^5$ см⁻³.

Начальное возмущение было задано в одномерном виде кривой Гаусса, описываемой выражениями (2):

$$\rho = \rho_0(1 + ae^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}), \quad p = p_0(1 + \gamma ae^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}), \quad (2)$$

где a — безразмерная амплитуда возмущения; σ — характерный размер возмущения; γ — показатель адиабаты среды, равный 5/3 в данной модели.

Характерное время τ_Q и характерная длина L_Q , определяемые процессами нагрева и охлаждения, на которые обезразмеривались все пространственно-временные параметры в численном моделировании [8] (3):

$$\tau_Q = 2\pi \frac{C_V}{W_{T_0}} \sqrt{\frac{\gamma}{1 - (\rho_0 W_{\rho_0}) / (T_0 W_{T_0})}}, \quad L_Q = \tau_Q \sqrt{\frac{k_b T_0}{m}}, \quad (3)$$

где W_{T_0}, W_{ρ_0} — производные функции обобщенной функции тепловых потерь по температуре и плотности.

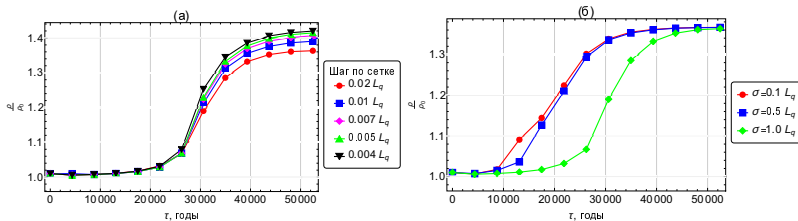
Для численного моделирования эволюции волновых структур использовался программный комплекс Athena MHD [12]. В качестве входных параметров программа принимает вышеупомянутые газодинамические параметры среды, амплитуду a и характерный пространственный масштаб начального возмущения σ . При проведении моделирования использовались разные значения амплитуды и характерного размера возмущений, а также разные шаги по сетке решения численной задачи.

Изложение результатов

Одномерное моделирование показывает разделение начального возмущения на две волны, расходящиеся в противоположные стороны. Распространяющиеся структуры представляют собой ударноволновую импульс, впоследствии распадается на импульсы меньшей амплитуды. Амплитуда ударной волны на переднем фронте далее рассматривается как амплитуда импульса.

Как было сказано ранее, моделирование проводилось при разных параметрах начального возмущения и шага по координатной сетке. При численном счете моделируемая система ведет себя так, будто в ней присутствует диффузия, значительно большая, чем та, которая наблюдается в реальных средах. Уменьшение шага сетки уменьшает этот эффект, но уменьшить числовую диффузию до порядка, наблюдаемого в реальных средах, невозможно из-за ограниченных вычислительных возможностей. В связи с этим была осуществлена серия моделирований с разными показателями шага по координате (см. рисунок *a*). На графике видно, что чем меньше шаг по координате, тем ближе амплитуда импульса к теоретическому значению [10].

Диффузия также замедляет рост высокочастотных гармоник, амплитуда которых меньше в возмущениях, имеющих больший характерный размер. Таким образом, вклад этих гармоник в развитие структуры будет незаметен, следовательно, время роста в данном случае будет больше. Иными словами, при одинаковых амплитудах возмущения рост будет быстрее в тех случаях, где меньше характерный размер возмущения (см. рисунок *б*).



Зависимость амплитуды волнового импульса от времени при величине начального возмущения $a = 0.01$: *a* — при разных значениях шага по сетке и характерном размере начального возмущения $\sigma = 1L_Q$; *б* — при разных значениях характерного размера возмущения и шаге сетки $\Delta x = 0.01L_Q$

Заключение

В работе была проведена оценка времени формирования автоволновых структур в изотропически неустойчивой среде с параметрами, характерными для атомарной зоны Барьера Ориона. Процесс эволюции возмущения можно разделить на три этапа: во время

первого этапа волны распространяются без существенного роста амплитуды, этот этап может длиться десятки тысяч лет; второй этап характеризуется быстрым ростом амплитуды волны до половины от максимально возможного значения, данный процесс происходит примерно за 4 000 лет; во время последнего этапа амплитуда волны возрастает с замедлением скорости роста до максимального значения, этот этап занимает около 15–20 тыс. лет.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по государственному заданию для образовательных и исследовательских учреждений № FSSS-2023-0009 и № 0023-2019-0003.

Библиографические ссылки

- [1] *Pabst C. H. M., Goicoechea J. R., Teyssier D. et al.* Expanding bubbles in Orion A: [C II] observations of M 42, M 43, and NGC 1977 // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 639. — P. A2.
- [2] *Young Owl R. C., Meixner M. M., Wolfire M. et al.* HCN and HCO⁺ images of the Orion Bar photodissociation region // *Astrophys. J.* — 2000. — Vol. 540. — P. 886–906.
- [3] *Molevich N. E., Zavershinsky D. I., Galimov R. N., Makaryan V. G.* Travelling self-sustained structures in interstellar clouds with the isentropic instability // *Astrophys. Space. Sci.* — 2011. — Vol. 334. — P. 35–44.
- [4] *Krasnobaev K. V., Tagirova R. R., Arafailov S. I., Kotova G. Y.* Evolution and saturation of Autowaves in photodissociation regions // *Astron. Letters.* — 2016. — Vol. 42. — P. 460–473.
- [5] *Krasnobaev K. V., Tagirova R. R.* Isentropic thermal instability in atomic surface layers of photodissociation regions // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2017. — Vol. 469. — P. 1403–1413.
- [6] *van Dishoeck E. F., Black J. H.* The Photodissociation and Chemistry of Interstellar CO // *Astrophys. J.* — 1988. — Vol. 334. — P. 771.
- [7] *Zavershinskii D. I., Kolotkov D. Y., Nakariakov V. M. et al.* Formation of quasi-periodic slow magnetoacoustic wave trains by the heating/cooling misbalance // *Physics of Plasmas.* — 2019. — Vol. 26. — P. 82113.
- [8] *Zavershinskii D. I., Molevich N. E., Riashchikov D. S., Belov S. A.* Nonlinear magnetoacoustic waves in plasma with isentropic thermal instability // *Physical Review E.* — 2020. — Vol. 101. — P. 43204.
- [9] *Molevich N., Riashchikov D.* Shock wave structures in an isentropically unstable heat-releasing gas // *Physics of Fluids.* — 2021. — Vol. 33. — P. 076110.
- [10] *Рящиков Д. С., Помельников И. А., Молевич Н. Е.* Возмущения сжатия в атомарной зоне фотодиссоциативных областей межзвездного газа // Краткие сообщения по физике Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук. — 2022. — Т. 49, № 10. — С. 3–9.
- [11] *Joblin C., Bron E., Pinto C. et al.* Structure of photodissociation fronts in star-forming regions revealed by Herschel observations of high-J CO emission lines // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 615. — P. A129.
- [12] *Stone J. M., Gardiner T. A., Teuben P. et al.* Athena: a new code for astrophysical MHD // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2008. — Vol. 178. — P. 137.

ВЕКТОРНЫЕ ГАУССОВЫ ПРОЦЕССЫ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ КРИВЫХ БЛЕСКА СВЕРХНОВЫХ

Т. А. Семенихин^{1,2}, М. В. Корнилов², М. В. Пружинская²

¹Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,

²Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, МГУ

Работа посвящена обработке астрофизических данных при помощи векторных гауссовых процессов. Мы рассмотрели задачу аппроксимации многоцветных кривых блеска сверхмощных сверхновых, представленных в Открытом каталоге сверхновых. В выборку вошли объекты, подтвержденные спектрально, имеющие наблюдения минимум в трех фотометрических полосах. После аппроксимации векторными гауссовыми процессами из выборки отбрасывались те объекты, максимальная светимость которых приходилась на первые или последние шесть дней наблюдений. Таким образом, было отобрано 29 сверхмощных сверхновых. После того как для всех объектов из выборки были получены аппроксимации многоцветных кривых блеска, мы построили по ним болометрические кривые блеска в чернотельном приближении.

VECTOR GAUSSIAN PROCESSES AND THEIR APPLICATION TO SUPERNOVA LIGHT CURVE MODELLING

T. A. Semenikhin^{1,2}, M. V. Kornilov², M. V. Pruzhinskaya²

¹Lomonosov Moscow State University, ²Sternberg astronomical institute, MSU

This work is devoted to the astrophysical data processing using vector Gaussian processes. We considered the problem of approximating multicolor light curves of superluminous supernovae taken from the Open Supernova Catalog. Sample included objects that were spectroscopically confirmed, had observations in at least three photometric bands. After approximations by vector Gaussian processes those objects were discarded from the sample, which maximum luminosity was in the first or last six days of observations. Thus, 29 SLSNe remained in the sample under study. After all objects from the sample were approximated, we constructed bolometric light curves for them in black body approximation.

Введение

Наблюдаемые в астрономии процессы имеют разную длительность — от нескольких секунд (гамма-всплески) до миллиардов лет (слияния галактик). Особый интерес вызывают события, эволюцию которых можно целиком наблюдать в течение человеческой жизни. Например, взрыв сверхмощной сверхновой. Однако зачастую, даже при продолжительных наблюдениях астрономического явления, данные получаются неравномерными по времени, так как измерения сильно зависят от таких факторов, как, например, погодные условия, которые невозможно контролировать. Для многих фундаментальных и прикладных задач необходимы равномерные по времени измерения, поэтому доступные данные необходимо аппроксимировать.

Гауссовы процессы (ГП, [1]) — особенно эффективный метод размещения априорного распределения в пространстве функций, который широко используется в астрофизике. Данная работа посвящена так называемым векторным гауссовым процессам. Этот метод позволяет аппроксимировать векторные функции, даже если обучающие данные неоднородны по времени.

Мы применили реализованный метод (<https://gp.snad.space/>) к данным из Открытого каталога сверхновых (<https://sne.space/>) (ОКС, [2]). В качестве объекта исследования были выбраны сверхмощные сверхновые (СН) [3].

ОКС содержит фотометрические наблюдения сверхновых в разных полосах пропускания (фильтрах). Зачастую для разных объектов доступны разные между собой фильтры, что усложняет сравнительный анализ сверхновых между собой. Поэтому, помимо многоцветных кривых блеска, полезно иметь болометрические кривые блеска, которые показывают, как поток от звезды, просуммированный по всему спектру излучения, меняется со временем. Они позволяют легко сравнивать сверхновые между собой, более того с их помощью можно определить некоторые параметры предсверхновых и параметры взрыва, что поможет лучше понять природу этих объектов.

Многоцветные кривые блеска, представленные в ОКС, неоднородны по времени. Для того, чтобы получить равномерные по времени болометрические кривые блеска, необходимы непрерывные многоцветные кривые блеска. Поэтому имеющиеся кривые блеска были аппроксимированы при помощи векторных гауссовых процессов. Следующим шагом было получение болометрических кривых блеска этих объектов в чернотельном приближении.

Методы

Гауссовы процессы предполагают, что каждое значение многоцветной кривой блеска — это векторная случайная величина, индексированная временем, то есть $\{\mathbf{f}_t = [f_t^1, \dots, f_t^m]; t \in T\}$ — стохастический процесс, описывающий измерение потока излучения наблюдаемого объекта в m разных полосах пропускания. Пусть $\mathbf{f}_1 = [\mathbf{f}_{\tau_1}, \dots, \mathbf{f}_{\tau_k}]^T$ — случайные векторы, соответствующие значениям потока в разных полосах пропускания в интересующие нас моменты времени τ_1, \dots, τ_k . Обозначим: $\mathbf{f}_2 = [\mathbf{f}_{t_1}, \dots, \mathbf{f}_{t_n}]^T$ — случайные векторы, соответствующие значениям потока в разных полосах пропускания в наблюдаемые моменты времени t_1, \dots, t_n ; \mathbf{f}_{obs} — наши наблюдения (реализация \mathbf{f}_2). Тогда по определению гауссовых процессов совместное распределение \mathbf{f}_1 и \mathbf{f}_2 примет вид:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{f}_1 \\ \mathbf{f}_2 \end{bmatrix} \sim N(0, \Sigma). \quad (1)$$

Для того чтобы определить Σ в общем виде, положим $\mathbf{f}_t = R\epsilon$, где R — нижнетреугольная матрица, а вектор $\epsilon \sim N(0, I)$. Тогда $\mathbf{f}_t \sim N(0, RR^T)$. Представим Σ блочной матрицей вида:

$$\Sigma = \begin{bmatrix} \Sigma^0 & \dots & \Sigma^{1(n+k)} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \Sigma^{(n+k)1} & \dots & \Sigma^0 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где $\Sigma^0 = RR^T$ — матрица ковариации для вектора \mathbf{f}_t , а Σ^{ab} $a \neq b$ — блок, соответствующий ковариации между компонентами вектора по времени:

$$\Sigma_{ij}^{ab} = \sum_{m=1}^{m \leq \min\{i,j\}} R_{im} R_{jm} k_m(t_a, t_b) \quad a \neq b. \quad (3)$$

Для удобства обозначим блоки матрицы Σ следующим образом:

$$\Sigma = \left[\begin{array}{ccc|ccc} \Sigma^0 & \dots & \Sigma^{1k} & \Sigma^{1(k+1)} & \dots & \Sigma^{1(k+n)} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Sigma^{k1} & \dots & \Sigma^0 & \Sigma^{k(k+1)} & \dots & \Sigma^{k(k+n)} \\ \hline \Sigma^{(k+1)1} & \dots & \Sigma^{(k+1)k} & \Sigma^0 & \dots & \Sigma^{(k+1)(k+n)} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Sigma^{(k+n)1} & \dots & \Sigma^{(k+n)k} & \Sigma^{(k+n)(k+1)} & \dots & \Sigma^0 \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c|c} \Sigma^A & \Sigma^B \\ \hline \Sigma^C & \Sigma^D \end{array} \right]. \quad (4)$$

Тогда условное математическое ожидание, которое является аппроксимацией наших наблюдений, примет вид:

$$\mathbf{f}_1 | (\mathbf{f}_2 = \mathbf{f}_{obs}) \sim N \left(\Sigma^B (\Sigma^D)^{-1} \mathbf{f}_{obs}, \Sigma^A - \Sigma^B (\Sigma^D)^{-1} \Sigma^C \right). \quad (5)$$

Чернотельное приближение — метод, который предполагает, что в каждый момент времени спектр излучающего объекта может быть описан спектром черного тела (ЧТ) с определенной температурой:

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \quad (6)$$

где I_ν — спектральная плотность излучения ЧТ, в собственной системе отсчета; ν — частота излучения; T — температура ЧТ; h — постоянная Планка; k — постоянная Больцмана; c — скорость света. Для того чтобы определить в каждый момент времени параметры черного тела (T , R), используется метод наименьших квадратов:

$$F(T, R) = \sum_{i=1}^{N_{bands}} (m_{gp}^i - m_{bb}^i(T, R))^2 \rightarrow \min. \quad (7)$$

Здесь m_{gp}^i — видимая в i -й полосе пропускания звездная величина, полученная нами при помощи ГП; $m_{bb}^i(T, R)$ — видимая в i -й полосе пропускания звездная величина модели ЧТ с параметрами T , R ; N_{bands} — количество полос пропускания для данного объекта.

Численно минимизируя функцию (7), мы получаем параметры ЧТ, благодаря чему можем посчитать модельную светимость ЧТ в каждый момент времени.

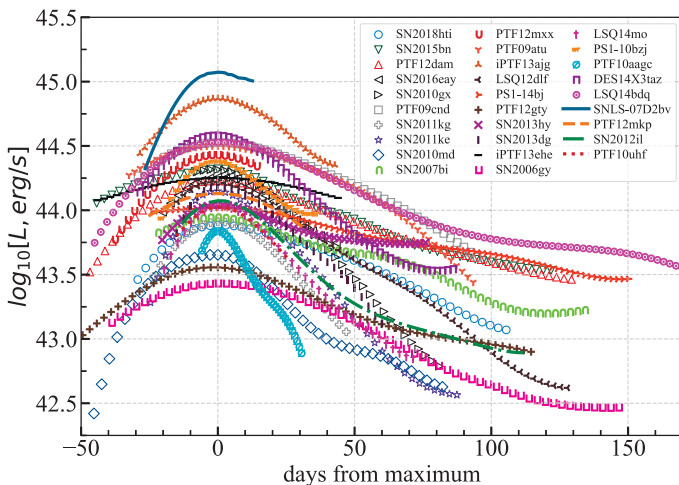
Результаты

В ходе работы была сформирована выборка сверхмощных сверхновых из ОКС, подходящих под условия нашей задачи: из 239 кандидатов, представленных в каталоге, было отобрано 29 спектрально подтвержденных объектов, из них SLSN-I — 22, SLSN-II — 2, SLSN-R — 5.

Для всех сверхмощных СН выборки была решена задача аппроксимации многоцветных кривых блеска при помощи векторных ГП, построены графики с данными фотометрических наблюдений и результатом аппроксимации.

Для каждого объекта была посчитана болометрическая кривая блеска в чернотельном приближении (см. рисунок), построены графики изменения температуры и радиуса ЧТ со временем. Таким образом, получены болометрические кривые блеска для 29 сверхмощных сверхновых.

Код, написанный для решения задачи, графики с аппроксимациями фотометрических наблюдений, графики зависимости изменения радиуса и температуры черного тела со временем, а также графики с болометрическими кривыми блеска доступны на GitHub репозитории <https://github.com/semtim/SLSN-bol> SLSN-bol.



Болометрические кривые блеска сверхмощных сверхновых выборки

Модель черного тела имеет плохое приближение в основном в тех диапазонах длин волн, где наблюдаются линии поглощения. Спектры сверхмощных СН имеют слабые линии поглощения, кроме ультрафиолетового диапазона. Наиболее сильные отклонения спектра от модели черного тела наблюдаются в ультрафиолетовой части при высокой температуре [4]. Поэтому модель может быть улучшена в дальнейших изысканиях путем внесения поправок в ультрафиолетовую часть спектра.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Национального центра научных исследований Франции в рамках научного проекта No 21-52-15024, а также при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фундаментальные и прикладные исследования космоса».

Библиографические ссылки

- [1] *Rasmussen C. E., Williams C. K. I.* Gaussian Processes for Machine Learning, Max-Planck-Gesellschaft. Adaptive Computation and Machine Learning. — Cambridge, MA, USA : MIT Press, 2006. — 248 p.
- [2] *Guillochon J., Parrent J., Kelley L. Z., Margutti R.* An Open Catalog for Supernova Data // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 835, № 1. — P. 64. 1605.01054.
- [3] *Gal-Yam A.* The Most Luminous Supernovae // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics.* — 2019. — Vol. 57, № 1. — P. 305–333.
- [4] *Angus C. R., Smith M., Sullivan M. et al.* Superluminous supernovae from the Dark Energy Survey // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 487, № 2. — P. 2215–2241. <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/487/2/2215/28791944/stz1321.pdf>.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МГД-МОДЕЛИРОВАНИЯ ОСТАТКОВ СВЕРХНОВЫХ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ

П. И. Смирнова^{1,2}, Е. И. Макаренко²

¹*Санкт-Петербургский государственный университет,*

²*I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Germany*

При вспышке сверхновой (СН) в межзвездную среду (МЗС) высвобождается около 10^{51} эрг. На поздних стадиях эволюции СН, около 70 % этой энергии теряется за счет радиационного охлаждения. Эти потери можно наблюдать в запрещенных оптических линиях. В данной работе мы провели статистическое исследование оптического излучения остатков СН, которые были смоделированы 3D-(магнито)гидродинамическим (МГД) кодом FLASH в реалистичной МЗС. Были рассмотрены два положения вспышки СН: на расстояниях 25 и 50 пк от центра масс молекулярного облака. В результате было выявлено, что наличие или отсутствие магнитного поля почти не влияет на оптическое излучение от СН. Однако распределение плотности в месте вспышки СН меняет всю дальнейшую эволюцию остатка СН. Это необходимо учитывать при сравнении моделей остатков СН и реальных наблюдений.

STATISTICAL ANALYSIS OF SIMULATED SUPERNOVA REMNANTS IN OPTICAL BAND

P. I. Smirnova¹, E. I. Makarenko²

¹*Saint Petersburg State University,*

²*I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Germany*

During the supernova (SN) explosion, about 10^{51} erg is released into the interstellar medium (ISM). In the later stages of SN evolution, about 70 % of this energy is lost due to radiative cooling. This loss can be observed in forbidden lines in the optical range. In this work, we have carried out a statistical study of the optical emission of SN remnants, which are simulated using the 3D (magneto)hydrodynamic code FLASH in a realistic ISM. Two positions of the SN were considered: at distances of 25 and 50 pc from the centre of mass of the molecular cloud. As a result, the presence or absence of magnetic field has almost no effect on the optical radiation from the SN remnant. However, the density distribution at the site of the SN changes the entire evolution of the SN remnant. This should be taken into account when comparing simulations of SN remnants and real observations.

Введение

Вспышки СН можно изучать в разных энергетических диапазонах благодаря их радиационному излучению, покрывающему весь диапазон длин волн [1]. На поздних стадиях эволюции, когда горячий газ остывает после прохождения ударной волны, СН можно наблюдать в оптическом диапазоне. Для статистического исследования данного излучения мы использовали данные моделирования СН, взаимодействующие с плотным молекулярным облаком [2]. Это 3D-моделирование методом конечных объемов включает в себя самогравитацию, магнитные поля, процессы нагрева и охлаждения, образование и диссоциация молекул и влияние звезд (звездный ветер, СН и другое). Оно является частью проекта SILCC [3], так что мы дадим только общее описание модели. Моделирование начинается с

возбуждения части галактического диска $500 \times 500 \text{ пк} \times \pm 5 \text{ кпк}$ в течение более 10 млн лет, прежде чем мы подробно проследим за формированием молекулярных облаков. Используя возможности адаптивной сетки кода `Flash` [4] в подобласти $\sim (100 \text{ пк})^3$, мы разрешаем размер ячейки 0.12 пк, в то время как остальная часть вычислительной области масштаба 500 пк остается неизменной. Как только молекулярное облако полностью сформировано (около 11.9 млн лет) и немного эволюционирует, мы добавляем 10^{51} эрг тепловой энергии в сферу в несколько вычислительных ячеек (таким образом «взрываем» одиночную СН) на расстоянии 25 или 50 пк от центра масс молекулярного облака вдоль осей x , y или z . Таким образом, у нас есть набор данных из 44 СН, которые взаимодействуют с ближайшим плотным молекулярным облаком в течение 0.3 млн лет. Далее, мы делаем постобработку данных моделирования (как в [5]) с помощью кода `MAPPINGS V` [6]. `MAPPINGS V` позволяет рассчитать радиационное излучение при условии, что плазма находится в ионизационном равновесии. В итоге мы получаем потери энергии в запрещенных оптических линиях: [OII] $\lambda 5 007$, [NII] $\lambda 6 583$, [SII] $\lambda 6 717$, $6 731$, $\text{H}\alpha$ $\lambda 6 563$ и $\text{H}\beta$ $\lambda 4 861$.

Описание статистического анализа

Мы хотим выяснить, какие отношения оптических линий являются независимыми из набора данных [OII] $\lambda 5 007/\text{H}\alpha$ $\lambda 6 563$, [OII] $\lambda 5 007/\text{H}\beta$ $\lambda 6 563$, [NII] $\lambda 6 583/\text{H}\alpha$ $\lambda 6 563$, [SII] $\lambda 6 731/\text{H}\alpha$ $\lambda 6 563$ и есть ли связь полученных отношений с начальными условиями: магнитным полем и распределением плотности в месте вспышки СН.

- *PCA-алгоритм*

Для начала требовалось уменьшить количество переменных в четырехмерном наборе данных, чтобы получить двумерный набор, который проще поддается анализу. В данной работе был использован алгоритм PCA, основанный на определении главных компонент (ГК) в заранее стандартизированных данных. ГК предоставляют нам максимальное количество отклонений в направлениях набора данных. Чем больше дисперсия, тем меньше информации мы теряем. Вследствие уменьшения алгоритмом PCA размерности остаются только две ГК с наибольшей дисперсией.

- *t-распределение, алгоритм t-SNE*

Также был использован *t-SNE* алгоритм, так как это нелинейный алгоритм по сравнению с PCA. *t-SNE* пытается вычислить меру сходства как в пространстве высокой, так и в низкой размерности, а затем минимизировать функцию Кульбака — Либлера.

- *Кластеризация алгоритмом k-means*

После уменьшения размерности набора данных точки были сгруппированы в кластеры с помощью алгоритма *k-средних*. Данный алгоритм минимизирует сумму квадратов расстояний (с использованием евклидовой метрики) между ранее найденными центрами и точками на диаграмме рассеяния.

Изложение результатов

Анализируя поведение ударных волн после взрыва СН, мы предположили, что есть несколько параметров, от которых зависят данные. Во-первых, было рассчитано отношение интенсивностей оптических линий с магнитным полем и без него. Во-вторых, были взяты два положения СН — 25 и 50 пк от центра масс молекулярного облака для оценки влияния распределения начальной плотности.

Разное расстояние от СН до молекулярного облака

Между СН расположенными на разном расстоянии от молекулярного облака наблюдается статистическая разница в оптическом излучении. Кластеры, полученные после статистического анализа, для первого молекулярного облака представлены на рис. 1. Кластеризация выполнялась по алгоритму k -средних с фиксированным числом кластеров $n = 2$. Предсказанные кластеры отмечены разными типами точек. Отчетливо видны два кластера, что показывает, что существует статистическая разница между СН, вспыхивающими на разных расстояниях от молекулярных облаков. Такие же графики были построены и для других предполагаемых зависимостей, например, сравнивая данные с магнитным полем и без него отдельно для СН на 25 и 50 пк. Но отдельных кластеров в этих случаях обнаружено не было (см. рис. 1, справа, где показан индекс Рэнда для всех выборок). Индекс Рэнда указывает на сходство между предполагаемыми (изначальными) кластерами и предсказанными кластерами. Чем ближе значение индекса Рэнда к 1.0, тем лучше проведена кластеризация. Также были рассмотрены разные преобразования исходных данных: полиномиальные, стандартные и логарифмические. Лучший индекс Рэнда получается для данных без изменений.

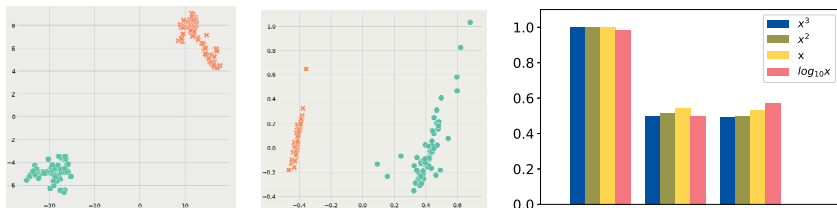


Рис. 1. Слева: результат кластеризации с алгоритмом t -SNE для СН, расположенной на расстояниях 25 и 50 пк от молекулярного облака: цвета (оранжевый и зеленый) соответствуют исходным кластерам, формы (крестики и кружочки) соответствуют кластерам, являющимся результатами работы алгоритма t -SNE. На средней панели аналогичные результаты для работы алгоритма PCA. Справа: индекс Рэнда. Цвета соответствуют различным вариантам преобразования исходных данных. Первая гистограмма приведена для данных 50 пк vs 25 пк, вторая МГД vs ГД (25 пк), третья МГД vs ГД (50 пк). Чем выше индекс Рэнда, тем лучше проведена кластеризация

МГД- и ГД-модели

Результаты прогнозов со слабым магнитным полем ($B = 6$ мкГс) и без него статистически неразличимы. Хотя из анализа начальных плотностей позиций СН видно, что почти все модели МГД менее плотные, чем ГД-модели. Левая панель рис. 2 показывает, как выглядят распределение плотности и температуры в месте вспышки СНй. Правая панель рис. 2 показывает, что большинство «крестиков» (ГД-модели) расположены в более плотной области, чем «звездочки» (МГД-модели). Исходная плотность рассчитывалась из начальных условий вспышки СН (радиуса вспышки и массы МЗС в этом месте).

Заключение

В данной работе проведен статистический анализ большой выборки данных моделей эволюции СН в реалистичной МЗС методом k -средних. Было показано, что наличие или

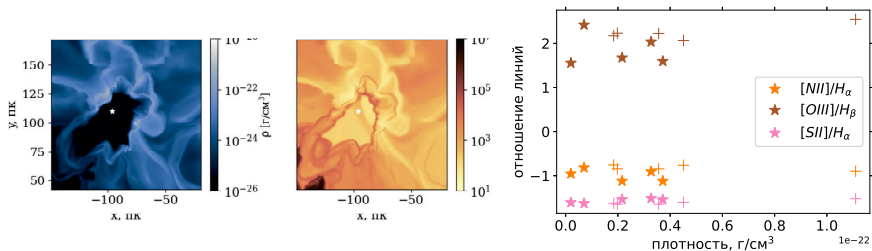


Рис. 2. Слева: срезы вдоль оси z плотности и температуры для исходных данных в момент времени 0.3 млн лет. Звездочка соответствует месту вспышки СН. Центр масс облака находится вне данного среза. Справа: график зависимости отношения интенсивностей линий в логарифмическом масштабе от плотности области взрыва СН. «Крестики» указывают на ГД-модели 25 пк, а «звездочки» указывают на МГД-модели 25 пк

отсутствие магнитного поля мало влияет на излучение остатка СН в запрещенных оптических линиях. Однако взаимодействие оболочки СН с неоднородной структурой МЗС существенно влияет на распределение горячего газа. Это меняет наблюдательные характеристики остатка СН и позволяет различить СН вспыхнувшие на 25 и 50 пк от центра масс молекулярного облака.

Библиографические ссылки

- [1] *Chevalier R. A.* Supernova Remnants in Molecular Clouds // *Astrophys. J.* — 1999. — Vol. 511, № 2. — P. 798–811.
- [2] *Seifried D., Walch S., Gürichidis P. et al.* SILCC-Zoom: the dynamic and chemical evolution of molecular clouds // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2017. — Vol. 472, № 4. — P. 4797–4818.
- [3] *Walch S., Gürichidis P., Naab T. et al.* The SILCC (Simulating the LifeCycle of molecular Clouds) project – I. Chemical evolution of the supernova-driven ISM // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 454, № 1. — P. 246–276.
- [4] *Fryxell Bruce, Olson Kevin, Ricker Paul M. et al.* FLASH: An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flashes // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2000. — Vol. 131. — P. 273–334.
- [5] *Makarenko E. I., Walch S., Clarke S. D., Seifried D.* Emission from cooling supernova shocks in MHD simulations // *Journal of Physics Conference Series.* — 2020. — Vol. 1640. — P. 012009.
- [6] *Sutherland R. S., A. Dopita M.* Effects of Preionization in Radiative Shocks. I. Self-consistent Models // *The Astrophysical Journal Supplement Series.* — 2017. — Vol. 229, № 2. — P. 34.

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ КРИОГЕННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ РЕАКЦИЙ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

Д. С. Труфанов, И. О. Антонов

Самарский филиал Физического института им. П. Н. Лебедева РАН

В работе была создана численная модель времяпролетного масс-спектрометра с ионным зеркалом в программе *Simion*. С помощью модели было произведено численное моделирование времяпролетного масс-спектрометра с целью оптимизации массового разрешения и эффективности сбора ионов. Результаты численных симуляций будут использованы в проектировании экспериментальной установки для лабораторного изучения астрохимических процессов.

TIME-OF-FLIGHT MASS SPECTROMETER FOR STUDYING CRYOGENIC SURFACE REACTIONS IN THE INTERSTELLAR MEDIUM

D. S. Trufanov, I. O. Antonov

Samara Branch of the Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences

In this work, a numerical model of a time-of-flight mass spectrometer was created in the *Simion* program. Then, numerical simulations of a mass spectrometer were performed in order to increase the mass resolution and ion collection efficiency. The results of the numerical simulations will be used to design the experimental setup for laboratory studies of astrochemical processes.

Введение

Благодаря недавним миссиям космических аппаратов к кометам Чурюмова — Герасименко и Вильда было обнаружено, что в космическом пространстве содержится значительное количество сложных органических молекул (СОМ). Для изучения реакций, протекающих в ледяных мантиях частиц межзвездной пыли инициируемых воздействием ультрафиолетового излучения звезд и галактических космических лучей, на базе Самарского университета и СФ ФИАН в рамках недавнего мегагранта создается уникальная установка. Главной частью данной установки является времяпролетный масс-спектрометр с ионным зеркалом, позволяющий разделять катионы СОМ, получаемые путем фотоионизации, по массе с массовым разрешением $\frac{M}{\Delta M} > 1000$. Этого достаточно для различения органических молекул, образующихся в криогенных поверхностных реакциях. В представленной работе с помощью численных симуляций и аналитических расчетов происходит оптимизация разрешающей способности и эффективность сбора ионов для времяпролетного масс-спектрометра.

Аналитические расчеты

Далее представлена схема масс-рефлектрона, геометрия которого основывалась на теории из [1].

Генерация ионов происходила на участке L1, согласно рис. 1. Затем ион разгонялся на участке L2 и влетал в бесполовое пространство L3. Далее ион тормозился в ионном зеркале на участках L4 и L5, после чего происходил разворот с последующим ускорением, и ион влетал в бесполовое пространство L8, в конце которого находился детектор ионов.

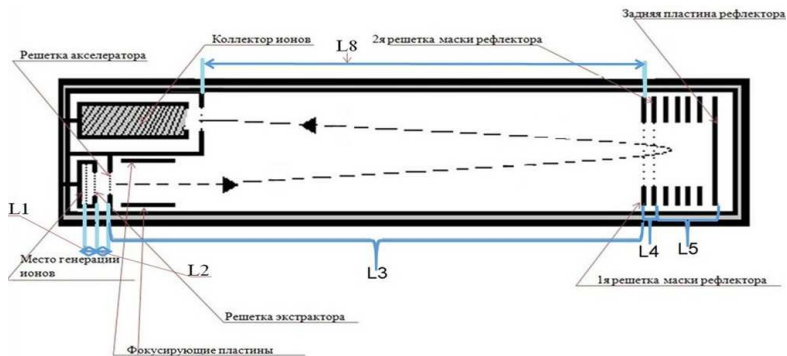


Рис. 1. Базовая геометрия рефлектрона: L1-расстояние между генерацией ионов и решеткой экстрактора; L2-расстояние между решеткой экстрактора и решеткой акселератора; L3-расстояние от акселератора до 1-й решетки маски рефлектора; L4-расстояние между решетками маски рефлектора; L5-расстояние между 2-й решеткой маски и задней пластиной рефлектора; L8-расстояние между 1-й решеткой маски рефлектора и коллектором ионов

Для аналитического расчета времени пролета ионов были использованы выражения (2a)–(2c) из работы [2].

При прохождении через источник любой ион с начальной энергией U_0 увеличит свою энергию до значения U , которое не зависит от m , но зависит от начальной энергии U_0 , расстояния s и заряда иона q :

$$U = U_0 + qsE_1 + qdE_2, \quad (1)$$

время пролета находится следующим образом:

$$T(U_0, S) = T_1 + T_2 + T_3 + T_4 + T_5 + T_6 + T_7 + T_8, \quad (2)$$

$$T_i = A\sqrt{m}(\sqrt{U} \pm \sqrt{U_0}), \quad (3)$$

$$T_i = \frac{B\sqrt{m}}{\sqrt{U}}. \quad (4)$$

Времени $T_1, T_2, T_4, T_5, T_6, T_7$ соответствует формула (3). Времени T_3, T_8 соответствует формула (4).

Знаки \pm в формуле для времени пролета на разгонном участке соответствуют начальным скоростям, направленным соответственно от коллектора и к нему. Формула (4) определяет время пролета в бесполовом участке.

Массовое разрешение считалось по формуле:

$$\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{M_x}\right)^2 + \sqrt{\left(\frac{1}{M_v}\right)^2}}}, \quad (5)$$

где M_x – массовое разрешение для распределения координат, а M_v – массовое разрешение для распределения скоростей.

Далее представлены графики траектории пролета иона пропена (рис. 2) и его времени пролета (рис. 3). Первый фокус находится на расстоянии приблизительно 35 см после ускоряющего участка. Далее, пролетев бесполовой участок, ионы попадают в область ионного зеркала, где их энергия под действием электрического поля обращается в ноль и происходит «разворот» и повторная фокусировка. Второй фокус находится непосредственно на детекторе приблизительно 64 см после ионного зеркала.

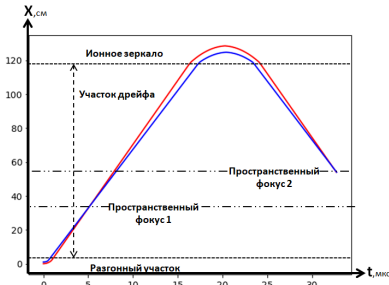


Рис. 2. Зависимость времени пролета от координаты x вдоль оси масс-спектрометра для иона пропена

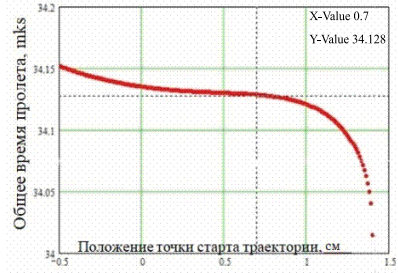


Рис. 3. Зависимость общего времени пролета от координаты точки старта для иона пропена

Также, опираясь на формулы (2–4), представлен график зависимости общего времени пролета ионов пропена, рассчитанного от положения точки старта траектории. В связи с подбором напряжений в симуляции достигли минимизации отклонения времени пролета ионов от среднего значения для большого диапазона начальных энергий. На детекторе зависимость времени пролета от точки старта иона стремится к нулю, в связи обращением производных первого и второго порядка времени пролета от координаты в поле источника ионов в ноль. Данный результат достигается в точке 0.7 см по оси X .

Математическая модель

Для проведения компьютерных симуляций с целью увеличения массового разрешения и числа захватываемых детектором ионов, была создана математическая модель в программе Simion [3]. Изменяемыми параметрами были потенциалы на экстракторе, анализаторе, а также на масках зеркала для лучшей фокусировки ионного пакета. Генерация начальных координат ионов происходила в центре источника ионов в виде горизонтального цилиндра высотой 5 мм и радиусом 1 мм. Начальное распределение скоростей задавалось векторно, согласно распределению Гаусса. Происходило тысячу симуляций за 1 запуск. Ионы имели массу 42.04695 а. е. м., что соответствует иону пропена. Результатом симуляции были число падений ионов на детектор и время пролета каждого из них, из чего считалось время пролета всех ионов за 1 запуск симуляции. После чего находилось среднее отклонение от среднего времени пролета. Массовое разрешение получалось по формуле: $\frac{T_{cp}}{2\Delta T}$, где ΔT является средним отклонением, а T_{cp} — среднее время пролета.

Результаты

На рис. 4а и 4б показана зависимость массового разрешения и числа захваченных ионов от напряжения на второй сетке ионного зеркала. Аналогичные зависимости были получены для всех электродов масс-спектрометра.

Аналитический расчет времени пролета показал нам достаточное высокое совпадение с данными, полученными во время симуляций.

Оптимальные значения времени пролета (34.32 мкс) и массового разрешения (1604), полученные в результате симуляций, хорошо согласуются с результатами аналитических расчетов (34.13 мкс и 1383 соответственно).

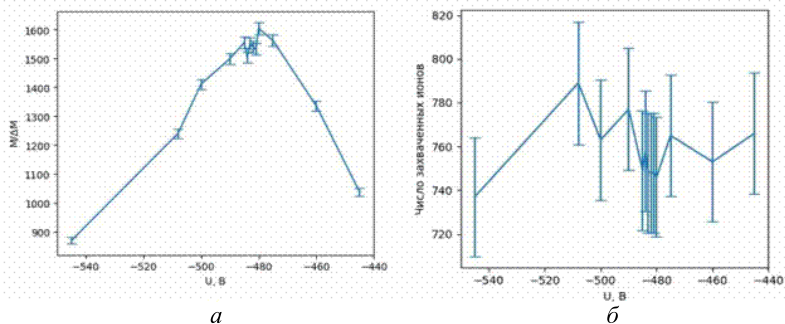


Рис. 4. Графики массового разрешения (а) и числа захваченных ионов (б)

Заключение

В рамках исследования были созданы численная модель и компьютерная симуляция времяпролетного масс-спектрометра с ионным зеркалом. При помощи данных инструментов была проведена оптимизация данного масс-спектрометра.

Работа проведена в рамках соглашения между Министерством науки и высшего образования Российской Федерации и ФИАН № 075-15-2021-597 от 2 июня 2021 г.

Библиографические ссылки

- [1] *Mamyrin B. A., Karataev V. I., Shmikk D. V., Zagulin V.A.* The mass-reflectron, a new nonmagnetic time-of-flight mass spectrometer with high resolution // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* — 1973. — Vol. 64. — P. 82–89.
- [2] *Wiley W. C., McLaren I. H.* Time-of-Flight Mass Spectrometer with Improved Resolution // *Review of Scientific Instruments.* — 1955. — Vol. 26. — P. 1150–1157.
- [3] *Dahl D. A.* SIMION for the personal computer in reflection // *International Journal of Mass Spectrometry.* — 2000. — Vol. 200, № 1. — P. 3–25.

ЛИНИИ ИЗОТОПОЛОГОВ СО КАК НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ИНДИКАТОРЫ ПРОШЕДШИХ ВСПЫШЕК ФУОРОВ

Л. Н. Цвикки¹, Т. С. Молярова²

¹Уральский федеральный университет, ²Институт астрономии РАН

Изменения в молекулярном излучении протопланетного диска вследствие химических процессов могут быть свидетельством прошлых вспышек светимости в данном диске. С помощью моделирования химического состава протопланетного диска (код XANDES) и переноса излучения (код RADMC-3D) исследуется изменение потока излучения в линиях изотопологов СО после вспышки фуора на ансамбле случайных моделей. Показано, что в дисках без оболочки обе пары линий $^{13}\text{CO } J = 2 - 1/\text{CO } J = 2 - 1$ и $\text{C}^{18}\text{O } J = 2 - 1/\text{CO } J = 2 - 1$ позволяют сформулировать критерии, позволяющие отличить диски с прошедшей вспышкой. В дисках с оболочкой такой критерий возможно сформулировать лишь для пары $\text{C}^{18}\text{O } J = 2 - 1/\text{CO } J = 2 - 1$.

CO ISOTOPOLOGUE LINES AS OBSERVATIONAL TRACERS OF PAST FUOR OUTBURSTS

L. N. Zwicky¹, T. S. Molyarova²

¹Ural Federal University, ²Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences

Changes in disc molecular emission due to chemical processes can help identify whether disc experienced FUor outbursts in the past. Using astrochemical modelling of protoplanetary discs (ANDES code) and radiative transfer (RADMC-3D code) on a set of random models we investigate the evolution of CO isotopologues lines emission after the FUor outburst. We find that for non-embedded discs, both $^{13}\text{CO } J = 2 - 1/\text{CO } J = 2 - 1$ and $\text{C}^{18}\text{O } J = 2 - 1/\text{CO } J = 2 - 1$ line pairs allow to formulate criteria for distinguishing post-outburst discs. For embedded discs only for $\text{C}^{18}\text{O } J = 2 - 1/\text{CO } J = 2 - 1$ pair it is possible to formulate such a criterion.

Введение

Одним из важных вопросов в теории формирования маломассивных звезд является проблема светимости. Она заключается в том, что наблюдаемые светимости молодых звездных объектов на порядок ниже, чем предсказывают теории. Для разрешения этой проблемы предполагается, что у молодых звездных объектов аккреция газа из диска на звезду протекает в эпизодическом режиме, при котором долгие периоды спокойной аккреции прерываются кратковременными мощными вспышками [1]. Предположительно, фазы вспышек есть у всех молодых звездных объектов.

Вероятным наблюдательным проявлением бурной фазы эпизодической аккреции являются звезды типа FU Ori (фуоры) — подвид молодых звездных объектов, у которых наблюдаются вспышки длиной в десятки лет с амплитудами в сотни солнечных светимостей [1]. Вспышки фуоров значительно влияют на динамическую и химическую эволюцию их околозвездной среды, например, испаряя ледяные мантии пылинок или ускоряя протекание химических реакций [2]. Это, в свою очередь, влияет на приходящее от фуора излучение как в линиях молекул, так и в континууме. Изменение потока излучения в линиях может сохраняться и после окончания вспышки, что позволяет использовать его в качестве

индикатора прошлых вспышек. Наличие такого индикатора позволит более полно оценить количество вспыхивающих объектов и, следовательно, лучше понять, действительно ли все молодые объекты имеют фазу вспышки.

Целью данной работы является выявление наблюдательных индикаторов прошедшей вспышки фуора на основе численного моделирования интегральных потоков излучения в самых часто наблюдаемых молекулярных линиях — линиях изотопологов CO: CO, ^{13}CO и C^{18}O $J = 2 - 1$. Так как наблюдаемые фуоры относятся как к классу I, так и к классу II [3], рассматриваются модели протопланетного диска с окружающей оболочкой и без нее.

Анализ

Для расчета физической и химической структуры протопланетных дисков с оболочкой и без использовалась модель ANDES [4] с модификациями из работы [2]. В сетке химических реакций в ANDES отсутствуют изотопологи, поэтому содержание ^{13}CO и C^{18}O вычисляется из содержания основного изотополога: $n(^{13}\text{CO}) = n(\text{CO})/70$, $n(\text{C}^{18}\text{O}) = n(\text{CO})/550$ [5]. Оболочка задавалась аналогично работе [6].

Вспышка фуора моделируется аналогично работе [2]. Сперва просчитывается полмиллиона лет эволюции спокойного диска с аккреционной светимостью $L_{\text{acc}} = 0.3L_{\odot}$. Затем аккреционная светимость за год линейно возрастает до вспышечной светимости L_{b} и остается на этом значении 100 лет. В конце вспышки аккреционная светимость линейно падает до первоначального значения за 20 лет и остается такой на протяжении 11 000 лет. На всех этапах светимость звезды остается постоянной и равной светимости абсолютно черного тела с эффективной температурой, получаемой из эволюционных треков (из работы [7]) для звезды с ее массой на возраст 1 млн лет.

На основе полученной химической структуры из ANDES с помощью программных кодов DiskCheF¹, RADMC-3D [8] и ALMA симулятора simalma [9] строятся синтетические карты излучения в каналах скоростей вокруг центральных частот линий. Также из изображения вычитается континуум излучения пыли, который оценивается медианой спектра вне линии. Окончательно для получения потока в линии интенсивность интегрируется по угловым координатам и по частоте для каждого момента времени эволюции диска.

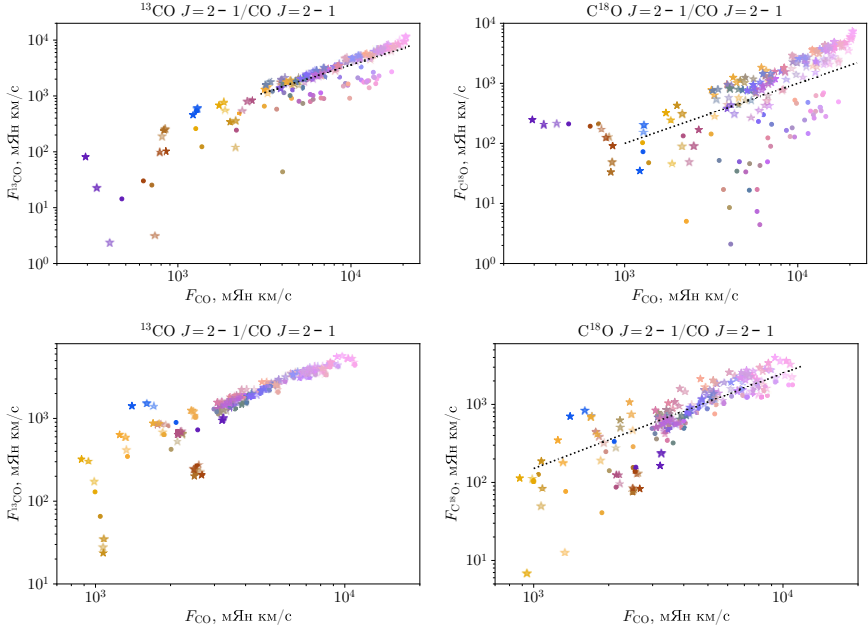
Далее значения потоков наносятся на диаграммы с потоком в одной линии по горизонтальной оси и потоком в другой линии по вертикальной (диаграммы поток-поток). Пару линий мы будем считать индикатором, если на их диаграмме будут явно выделяться области, в которые попадают довыспышечные и послевыспышечные диски. Если области выделить не удастся, то такая пара не является индикатором.

Было рассчитано 50 моделей с оболочкой и 50 моделей без оболочки со случайными значениями 5 параметров: максимальная светимость во время вспышки $L_{\text{b}} \in (100, 600) L_{\odot}$, масса звезды $M_{\star} \in (0.1, 2) M_{\odot}$, масса диска $M_{\text{d}} \in (0.001, 0.1) M_{\star}$, характеристический радиус диска $R_{\text{c}} \in (20, 200)$ а. е. и наклон диска к наблюдателю $i \in (0^{\circ}, 90^{\circ})$. При расчете абсолютных интенсивностей предполагалось, что диск находится на расстоянии 150 пк.

Результаты

На верхней части рисунка представлены диаграммы поток-поток для ансамбля дисков без оболочки. Для обеих пар линий ^{13}CO $J = 2 - 1/\text{CO}$ $J = 2 - 1$ и C^{18}O $J = 2 - 1/\text{CO}$ $J = 2 - 1$ потоки до и после вспышки хорошо дифференцируются в отдельные области, которые были разделены прямыми, описанной линейной зависимостью в логарифмическом масштабе. Зависимость подбиралась так, чтобы над линией были только значения после

¹DiskCheF: <https://gitlab.com/SmirnGreg/diskchef>



Диаграммы поток-поток для пар линий $^{13}\text{CO } J=2-1/\text{CO } J=2-1$ (слева) и $\text{C}^{18}\text{O } J=2-1/\text{CO } J=2-1$ (справа). Цветные точки означают модельные довыспышечные значения. Цветные звезды — послевспышечные. Непрозрачные звезды — спустя 10 лет после вспышки, полупрозрачные — 100 лет, почти прозрачные — 1000 лет. Каждый отдельный цвет — отдельная модель без оболочки (сверху) или с оболочкой (снизу). Сам цвет несет информацию о трех параметрах системы: доля красного $\propto \log M_*$, доля зеленого $\propto \log M_d$, доля синего $\propto \log R_c$. Штриховая линия отделяет до и послевспышечные значения

вспышки, и число этих точек было максимальным. Следовательно, попадание наблюдаемых значений потоков в область (с учетом перенормировки потоков на расстояние 150 пк) для $^{13}\text{CO } J=2-1/\text{CO } J=2-1$:

$$F_{^{13}\text{CO}} > 0.36 F_{\text{CO}}, \forall F_{\text{CO}} \in [3, 22] \text{ Ян км/с.} \quad (1)$$

Для $\text{C}^{18}\text{O } J=2-1/\text{CO } J=2-1$:

$$F_{\text{C}^{18}\text{O}} > 0.10 F_{\text{CO}}, \forall F_{\text{CO}} \in [1, 22] \text{ Ян км/с} \quad (2)$$

указывает на наличие вспышки в прошлом у наблюдаемого диска без оболочки. Границы области по F_{CO} заданы исходя из применимости отобранной прямой к данным.

Аналогичный анализ был проведен для дисков без оболочки (нижняя часть рис. 1). В результате область было возможно выделить лишь для пары $\text{C}^{18}\text{O } J=2-1/\text{CO } J=2-1$:

$$\log \frac{F_{\text{C}^{18}\text{O}}}{1 \text{ МЯн км/с}} > -1.48 + 1.22 \log \frac{F_{\text{CO}}}{1 \text{ МЯн км/с}}, \forall F_{\text{CO}} \in [1, 11] \text{ Ян км/с.} \quad (3)$$

Для пары $^{13}\text{CO } J=2-1/\text{CO } J=2-1$ значения потоков до и после вспышки оказались практически неотделимы, что свидетельствует о невозможности идентификации прошедшей вспышки в диске с оболочкой по этим линиям.

У полученных результатов есть простое физико-химическое объяснение. Для большинства дисков ($F_{\text{CO}} \gtrsim [1, 3]$ Ян км/с) во время вспышки происходит тепловая десорбция изотопологов СО с пыли, а затем их медленное оседание обратно после ее окончания. При этом излучение в линии СО оптически толстое, и из плоскости диска, где происходит десорбция, излучение до нас не доходит. В линиях остальных изотопологов ситуация зависит от наличия оболочки. Если она есть, то в линии ^{13}CO излучение также оптически толстое, но в C^{18}O эту область видно. Если оболочки нет, то десорбированное вещество наблюдается в линиях обоих изотопологов.

На диаграммах в области малых потоков можно наблюдать иное поведение, приводящее к заметному уменьшению потоков в линиях во время вспышки (см. рисунок). Это объясняется тем, что эти диски обладают параметрами системы, сопутствующими доминированию фотодиссоциации СО над его десорбцией во время вспышки или смещению поверхности $\tau = 1$ в более холодные зоны диска.

Таким образом, в случае дисков с оболочкой для пары линий $\text{C}^{18}\text{O } J = 2 - 1/\text{CO } J = 2 - 1$ и в случае дисков без оболочки для пар линий $\text{C}^{18}\text{O } J = 2 - 1/\text{CO } J = 2 - 1$ и $^{13}\text{CO } J = 2 - 1/\text{CO } J = 2 - 1$ удалось выделить области, идентифицирующие прошедшую вспышку. Аналитический вид областей представлен в выражениях (1), (2) и (3).

Работа поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (20-1-2-20).

Библиографические ссылки

- [1] *Audard M., Ábrahám P., Dunham M. M. et al.* Episodic Accretion in Young Stars // Protostars and Planets VI / ed. by Henrik Beuther, Ralf S. Klessen, Cornelis P. Dullemond, Thomas Henning. — 2014. — P. 387. 1401.3368.
- [2] *Molyarova T., Akimkin V., Semenov D. et al.* Chemical Signatures of the FU Ori Outbursts // Astrophys. J. — 2018. — Vol. 866, № 1. — P. 46. 1809.01925.
- [3] *Quanz S. P., Henning Th., Bouwman J. et al.* Evolution of Dust and Ice Features around FU Orionis Objects // Astrophys. J. — 2007. — Vol. 668, № 1. — P. 359–383. 0706.3593.
- [4] *Akimkin V., Zhukovska S., Wiebe D. et al.* Protoplanetary Disk Structure with Grain Evolution: The ANDES Model // Astrophys. J. — 2013. — Vol. 766, № 1. — P. 8. 1302.1403.
- [5] *Williams J. P., Best W. M. J.* A Parametric Modeling Approach to Measuring the Gas Masses of Circumstellar Disks // Astrophys. J. — 2014. — Vol. 788, № 1. — P. 59. 1312.0151.
- [6] *Molyarova T. S., Elbakyan V. G.* Chemical impact of FUor outburst in embedded objects // INASAN Science Reports. — 2019. — Vol. 4. — P. 45–49.
- [7] *Yorke H. W., Bodenheimer P.* Theoretical Developments in Understanding Massive Star Formation // Massive Star Formation: Observations Confront Theory: Astronomical Society of the Pacific Conference Series / ed. by H. Beuther, H. Linz, Th. Henning. — 2008. — Vol. 387. — P. 189.
- [8] *Dullemond C. P., Juhasz A., Pohl A. et al.* RADMC-3D: A multi-purpose radiative transfer tool. — Astrophysics Source Code Library, record ascl:1202.015. — 2012. 1202.015.
- [9] *Bean B., Bhatnagar S., Castro S. et al.* CASA, Common Astronomy Software Applications for Radio Astronomy // Publ. Astron. Soc. Pac. — 2022. — Vol. 134, № 1041. — P. 114501.

ДЕКОМПОЗИЦИЯ ГАЛАКТИК С УЧЕТОМ СПИРАЛЬНОГО УЗОРА КАК ОТДЕЛЬНОГО КОМПОНЕНТА

И. В. Чугунов^{1,2}, А. А. Марчук^{1,2}

¹Санкт-Петербургский государственный университет,

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория

Спиральная структура может вносить значительный вклад в светимость галактики. Для определения, как она может влиять на оценку параметров при декомпозиции галактики, отобраны 29 галактик с выраженным спиральным узором и проведена их декомпозиция с учетом спиральной структуры как отдельного компонента. Были использованы изображения из инфракрасного обзора S4G в полосе 3.6 мкм. Получены фотометрические модели галактик и их полное параметрическое описание. Показано, что учет спиральной структуры заметно влияет на оценку некоторых параметров галактик, например поверхностной яркости диска.

DECOMPOSITION OF GALAXIES CONSIDERING THE SPIRAL ARMS AS A SEPARATE COMPONENT

I. V. Chugunov^{1,2}, A. A. Marchuk^{1,2}

¹Saint Petersburg State University, ²Central (Pulkovo) Astronomical Observatory

Spiral structure can contribute significantly to galaxy luminosity. To determine how it can affect the estimation of parameters from decomposition, 29 galaxies with prominent spiral structure are selected and their decomposition considering the spiral arms as a separate component is performed. The sample consists of S4G infrared survey galaxies in 3.6 micron band. Photometric models of galaxies and the full set of model parameters are the results of this work. It was shown that considering spiral arms as a separate component affects the estimation of some other parameters in decomposition, for example, surface brightness of the disc.

Введение

Фотометрические модели дисков, балджей и некоторых других компонент галактик хорошо описывают элементы их структуры. Изучение параметров этих компонент важно для прояснения моделей формирования и эволюции галактик. При помощи различных программ декомпозиция изображений галактик, то есть нахождение отдельных компонент и измерение их параметров при помощи моделей, может быть реализована на практике.

Спиральные рукава галактик имеют сложное распределение яркости и демонстрируют разнообразие его вариаций, общепринятых фотометрических моделей для них не существует. В то же время спиральные рукава могут вносить значительный вклад в светимость галактики, так что при декомпозиции галактики без учета спиральной структуры измеренные параметры галактики могут быть существенно искажены.

Декомпозиция некоторой выборки галактик при помощи определенной модели, включающей спиральную структуру, позволяет определить, насколько спиральная структура влияет на результаты декомпозиции, оценить пригодность данной модели и выявить ее недостатки, а также измерить параметры спиральных рукавов данных галактик (см., например, [1]).

Выборка

Для анализа и декомпозиции были выбраны изображения 29 галактик из инфракрасного обзора S4G [2], использовалась полоса 3.6 мкм. Выбирались галактики с небольшим углом наклона диска к картинной плоскости ($i < 40^\circ$), а из них вручную были отобраны галактики с наиболее упорядоченным и выраженным спиральным узором.

Модель спиральных рукавов и декомпозиция

Модель каждого отдельного спирального рукава задается 21 параметром. Из них 4 задают координаты спирального рукава, наклон его плоскости к картинной плоскости и позиционный угол, а остальные 17 задают параметры самого рукава.

В данной модели угол закрутки является функцией позиционного угла в точке на спирали и зависит от нее как полином третьей степени. Распределение яркости вдоль рукава на большей его части описывается экспоненциальным убыванием с расстоянием, при этом в начале рукава происходит рост яркости до максимума, а в конце — линейное убывание до нуля. Распределение яркости поперек рукава моделируется асимметричной функцией Серсика [3]. Также предусмотрена возможность увеличения ширины рукава с расстоянием.

Среди параметров модели — коэффициенты полинома для угла закрутки, координаты начала и протяженность участков роста, экспоненциального и линейного убывания и масштаб экспоненциального убывания, максимальная яркость, параметры функции Серсика для наружного и внутреннего участка спирали.

Декомпозиция проводилась при помощи модифицированного пакета программ IMFIT [4]. Для каждой галактики использовалась модель с полным необходимым набором компонент. Также проводилась декомпозиция без включения в модель спиральных рукавов с целью определения влияния спирального узора на результат. Для упрощения процесса подгонки часть параметров, связанных с положением спирального рукава, определялась заранее и фиксировалась, но и их при необходимости можно было подгонять.

Результаты

Для каждой галактики были получены две модели: со спиральными рукавами и без них. Производилось попарное сравнение этих моделей, а также глобальный анализ моделей со спиральными рукавами. Пример внешнего вида моделей, а также исходных изображений и относительных ошибок на разностных изображениях показан на рис. 1.

Сравнение статистики хи-квадрат для двух моделей одной галактики во всех случаях показывает (рис. 2, слева), что модели со спиральными рукавами имеют более низкие значения хи-квадрата, чем модели без рукавов. Это значит, что добавление спиральных рукавов в модель улучшает ее качество. Значимость этого результата проверена также с помощью сравнения байесовского информационного критерия (BIC) для моделей.

В таблице приведены некоторые параметры моделей галактик: доля спиральных рукавов в полной светимости, отношение среднего экспоненциального радиуса для рукавов галактики к экспоненциальному масштабу диска галактики и средний угол закрутки спиральных рукавов. Видно, что масштаб убывания яркости вдоль рукава может быть как меньше такового масштаба у диска, так и заметно больше.

Получено, что вклад спиральных рукавов в полную светимость галактики может превышать 40 %, как в случае NGC5194 (M51). Максимальный вклад спиральных рукавов (рис. 2, в центре) в светимость достигается при промежуточных морфологических типах $T = 2 \dots 4$, что соответствует типам Sab...Sbc. Можно объяснить это тем, что в галактиках раннего типа высок вклад бадджа (что получено и в моделях), а спиральные рукава в

Некоторые характеристики моделей галактик. S/T — доля спиральных рукавов в общей светимости галактики, r_c/h — отношение среднего экспоненциального масштаба рукавов к экспоненциальному масштабу диска, μ — средний угол закрутки по всем рукавам (в градусах). Значения r_c/h не определены для галактик, где модель диска имеет «излом» в профиле поверхностной яркости, соответствующие ячейки пропущены

Название	S/T	r_c/h	$\mu, ^\circ$	Название	S/T	r_c/h	$\mu, ^\circ$
ESO508-024	0.078	0.091	18.379	IC0769	0.208	1.467	13.920
IC1993	0.214	0.863	11.867	IC2627	0.241	2.742	28.032
IC4237	0.248	3.608	12.881	NGC0895	0.247	2.278	18.364
NGC0986	0.185	0.337	13.898	NGC2460	0.287		11.014
NGC3507	0.206	0.681	10.567	NGC3596	0.388	0.258	14.017
NGC3683A	0.158	1.879	17.463	NGC3684	0.135	0.636	24.268
NGC3686	0.175	1.071	18.163	NGC3687	0.216	0.773	11.277
NGC4067	0.198	1.682	8.622	NGC4165	0.165	0.893	11.223
NGC4314	0.137	0.309	7.969	NGC4548	0.138		12.954
NGC4680	0.273	0.800	15.576	NGC4902	0.380	0.606	14.917
NGC5194	0.464	0.405	15.197	NGC5240	0.242	1.292	25.365
NGC5247	0.325		29.415	NGC5364	0.255	0.944	11.756
NGC5427	0.360	1.023	20.325	NGC7167	0.133	0.772	21.029
NGC7661	0.132	3.230	27.758	NGC7798	0.192	3.732	11.029
PGC028380	0.122	7.585	21.539				

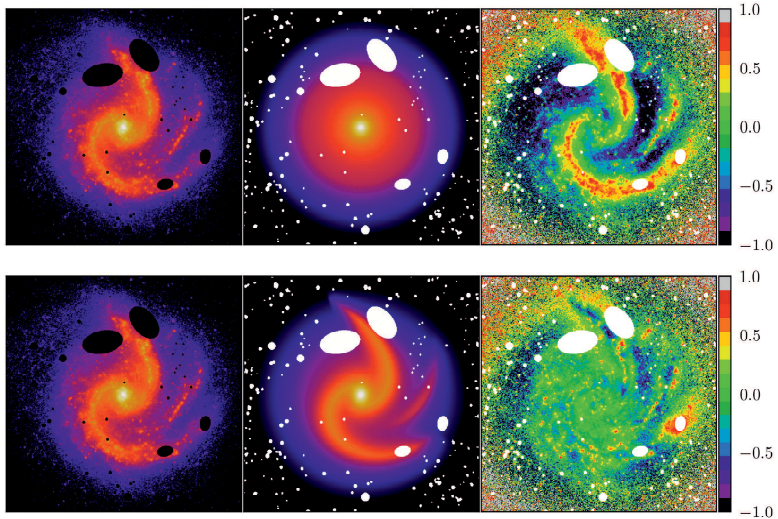


Рис. 1. Результат декомпозиции галактики NGC5247 без учета спиральной структуры (вверху) и с учетом ее (внизу). Слева — исходное изображение, в середине — модель, справа — относительная ошибка на разностном изображении

диске слабы сами по себе, в то время как в галактиках позднего типа спиральные рукава становятся клочковатыми и фрагментированными и не полностью охватываются моделью, которая была использована [5].

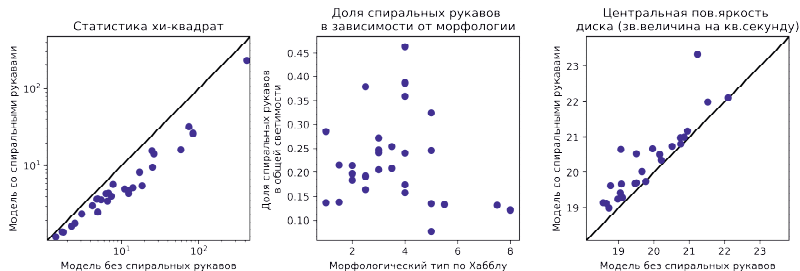


Рис. 2. Зависимости между параметрами модельных галактик. Слева — сравнение статистики хи-квадрат для моделей со спиральными рукавами и без них; в центре — зависимость между морфологическим типом галактики и вкладом спиральной структуры в ее полную светимость; справа — сравнение центральной поверхностной яркости диска для моделей со спиральными рукавами и без них

Поверхностная яркость диска в модели со спиральными рукавами оказывается систематически ниже, чем в модели без спиральных рукавов (рис. 2, справа). Для остальных параметров такого заметного систематического отклонения не наблюдается.

Выводы и заключение

Декомпозиция выборки из 29 галактик с учетом спиральной структуры и последующий анализ результатов позволили оценить применимость использованной модели спиральных рукавов и понять, насколько учет спиральных рукавов меняет оценку параметров при декомпозиции. Выяснилось, что используемая модель в целом хорошо описывает наблюдаемую структуру. Получено, что вклад спиральных рукавов в полную светимость галактики может превышать 40 %. Спиральные рукава оказывают заметное влияние на оценки параметров галактики, что согласуется, в частности, с результатом работы [6]. Личный вклад автора в работе включает в себя декомпозицию части галактик и полностью анализ полученных результатов декомпозиции.

Библиографические ссылки

- [1] *Lingard Timothy K., Masters Karen L., Krawczyk Coleman et al.* Galaxy Zoo Builder: Four-component Photometric Decomposition of Spiral Galaxies Guided by Citizen Science // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 900, № 2. — P. 178. 2006.10450.
- [2] *Sheth Kartik, Regan Michael, Hinz Joannah L. et al.* The Spitzer Survey of Stellar Structure in Galaxies (S4G) // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 2010. — Vol. 122, № 898. — P. 1397. 1010.1592.
- [3] *Sersic Jose Luis.* Atlas de Galaxias Australes. — 1968. — 150 p.
- [4] *Erwin Peter.* IMFIT: A Fast, Flexible New Program for Astronomical Image Fitting // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 799, № 2. — P. 226. 1408.1097.
- [5] *Buta Ronald J.* Galaxy Morphology // *arXiv e-prints.* — 2011. — P. arXiv:1102.0550. 1102.0550.
- [6] *Sonnenfeld Alessandro.* The effect of spiral arms on the Sérsic photometry of galaxies // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 659. — P. A141. 2112.01550.

ГРАВИТАЦИОННЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ВОЛНОВЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В СТАТИЧЕСКИХ САМОГРАВИТИРУЮЩИХ СРЕДАХ

Е. С. Юдина, А. В. Урсулов
Уральский федеральный университет

В работе в рамках нелокальной теории гравитации в нерелятивистском пределе рассматривается распространение малых возмущений в самогравитирующих средах. Показано, что при определенных условиях одновременный учет темной материи и темной энергии позволяет сделать корректной математическую постановку задачи Джинса о гравитационной неустойчивости статической однородной сплошной среды. Получен закон дисперсии малых одномерных возмущений. Исследованы гравитационные неустойчивости, возникающие в таких системах.

GRAVITATIONAL INSTABILITIES AND WAVE PERTURBATIONS IN STATIC SELF-GRAVITATING MEDIUMS

E. S. Yudina, A. V. Ursulov
Ural Federal University

In the paper within the nonlocal theory of gravitation in the nonrelativistic limit the propagation of small perturbations in self-gravitating mediums is considered. It is shown that under certain conditions the simultaneous consideration of dark matter and dark energy allows one to make a correct mathematical statement of the Jeans problem about the gravitational instability of a static homogeneous continuous medium. The law of dispersion of small one-dimensional perturbations is obtained. The gravitational instabilities arising in such systems are investigated.

Как известно, математическая постановка задачи Джинса о гравитационной неустойчивости статической (неподвижной) однородной сплошной среды не корректна, поскольку однородное распределение плотности вещества не является решением уравнения Пуассона для потенциала гравитационного поля [1]. Один из выходов из данной ситуации состоит в попытке учесть темную материю и темную энергию. Хотя представление о темной материи и темной энергии основывается на астрофизических наблюдениях (кривые вращения галактик, гравитационное линзирование, отклонения от закона Хаббла и т. д.), физическая природа их неизвестна. В работах [2–4] было предложено считать источником эффективной темной материи нелокальность гравитационного поля. В данной работе показано, что такой подход к темной материи совместно с учетом темной энергии, обусловленной наличием космологической постоянной, позволяет при определенных условиях решить проблему некорректной постановки задачи Джинса. Кроме того, указанный подход позволяет получить модельные законы дисперсии плоских волновых возмущений и сделать выводы о темпах нарастания плотности возмущения, обусловленного гравитационной неустойчивостью.

Полная система уравнений, описывающая неподвижную самогравитирующую среду, состоит из уравнения непрерывности, уравнения Эйлера и уравнения Пуассона:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \vec{v}) = 0, \\ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P - \vec{\nabla} \varphi, \\ \Delta \varphi = 4\pi G(\rho + \rho_D - \rho_\Lambda), \end{cases} \quad (1)$$

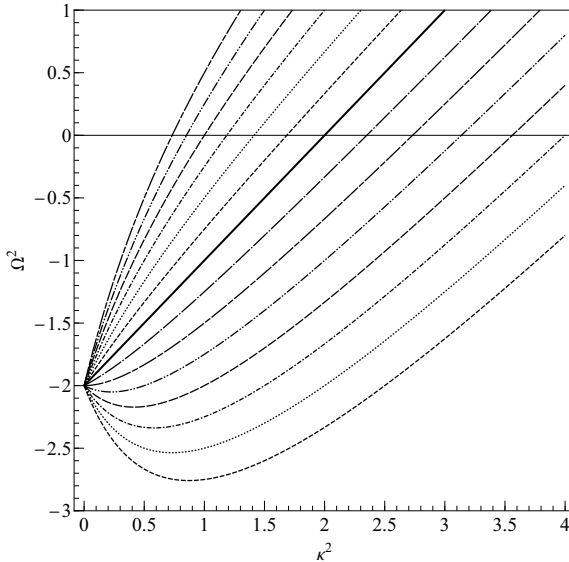
где ρ и \vec{v} — плотность и скорость барионной материи; $P = P(\rho)$ — давление; φ — напряженность гравитационного поля, а

$$\rho_D(\vec{r}) = \int K(\vec{r} - \vec{r}')\rho(\vec{r}')d\vec{r}' \quad (2)$$

есть плотность темной материи, которая зависит от плотности барионной материи посредством интеграла по всему объему, занимаемому этой материей. В данной работе, по сравнению с [2], дополнительно учтена плотность, обусловленная космологической постоянной Λ (плотность «темной энергии») $\rho_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{4\pi G}$ [1]. Условие, при котором становится возможным исключить нулевое приближение из уравнения, имеет следующий вид:

$$\int K(\vec{r})d\vec{r} = \frac{\rho_\Lambda - \rho_0}{\rho_0} > 0. \quad (3)$$

Система уравнений (1) сводится к линейному интегродифференциальному уравнению, описывающему малые одномерные возмущения плотности. Путем моделирования ядра интегрального слагаемого интегродифференциальное уравнение может быть сведено к дифференциальному уравнению. Получен закон дисперсии рассматриваемых возмущений и построен его график (см. рисунок).



Зависимость $\Omega^2(\kappa^2)$ при $\zeta^2 = 1$. Случай Джинса [1] — сплошная прямая линия на графике, соответствует значению $\alpha = -1$. Выше лежат кривые, отвечающие значениям $\alpha > -1$, а ниже — кривые, отвечающие значениям $\alpha < -1$. При $\alpha \leq -(1 + \zeta^2)$ у изображенных на графике кривых появляются минимумы

Здесь $\Omega = \frac{\omega}{\omega_J}$ — безразмерная частота; $\kappa = \frac{k}{k_J}$ — безразмерное волновое число; α — параметр, характеризующий величину пространственной дисперсии; $\zeta = \frac{v}{k_J}$ — безразмерный параметр, который характеризует относительный размер пространственной дисперсии, а k_J и ω_J — волновое число и частота Джинса, соответственно: $k_J = \sqrt{\frac{4\pi G\rho_0}{v_s^2}}$ и $\omega_J = v_s k_J = \sqrt{4\pi G v_s}$, v_s — скорость звука.

Анализ показывает, что Ω^2 обращается в 0 в точках $\kappa_0^2 = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\zeta^2 + \alpha - 1)^2 + 8\zeta^2} - (\zeta^2 + \alpha - 1) \right]$, которые существуют при любых значениях α и ζ . Соответствующие длины волн $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ определяют критическую массу $M_0 = (\lambda_0/2)^3 \rho_0$. В зависимости от параметров α и ζ , критическая масса M_0 может быть как больше, так и меньше массы Джинса. Минимумы, возникающие при значениях волнового числа $\kappa_{min}^2 = -\zeta^2 + \sqrt{-(\alpha + 1)\zeta}$, определяют характерные времена, при которых нарастание плотности происходит более медленно.

Библиографические ссылки

- [1] *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.* Стрoение и эволюция Вселенной. — М. : Наука, 1975. — 736 с.
- [2] *Mashhoon B.* Nonlocal gravity: The general linear approximation // *Phys. Rev. D.* — 2014. — Vol. 90, iss. 12. — P. 124031.
- [3] *Mashhoon Bahram.* Nonlocal General Relativity // *Galaxies.* — 2014. — Vol. 3, № 1. — P. 1–17. 1411.5411.
- [4] *Chicone C., Mashhoon B.* Nonlocal Newtonian cosmology // *Journal of Mathematical Physics.* — 2016. — Vol. 57, № 7. — P. 072501. 1510.07316.

Научные сообщения



ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ СИСТЕМ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ. ПОСЛЕДНЯЯ ВЕРСИЯ

Д. Л. Басхаев, Н. А. Попандопуло, А. Г. Александрова, Т. В. Бордовицына
Национальный исследовательский Томский государственный университет

В работе представлено описание последней версии численной модели движения систем искусственных спутников Земли (ИСЗ), разработанной в НИИ ПММ ТГУ. Представленное программное математическое обеспечение (ПМО) позволяет прогнозировать движение ИСЗ, исследовать хаотичность движения околоземных объектов, вычислять резонансные характеристики для изучения влияния вековых резонансов на динамику ИСЗ. Программный комплекс реализован в двух версиях: для персонального компьютера (ПК) и в среде параллельных вычислений «СКИФ Cyberia» ТГУ. Для удобства ПМО дополнено пользовательским интерфейсом.

NUMERICAL MODEL OF THE MOTION OF ARTIFICIAL EARTH SATELLITE SYSTEMS. LATEST VERSION

D. L. Baskhaev, N. A. Popandopulo, A. G. Aleksandrova, T. V. Bordovitsyna
National Research Tomsk State University

The paper presents a description of the latest version of the numerical model of the motion of artificial Earth satellites (AES) systems developed at the Research Institute of Applied Mathematics and Mechanics of Tomsk State University. The presented mathematical software (MO) makes it possible to predict the motion of the satellite, to investigate the chaotic character of the motion of AES, to calculate resonant characteristics to study the influence of secular resonances on the dynamics of the satellite. The software package is realized in two versions: for a personal computer and in the environment of parallel computing “SKIF Cyberia” TSU. For convenience, the MO is supplemented with a user interface.

В ПМО «Численная модель движения систем ИСЗ» неоднократно вносились дополнения и улучшения. Первое описание этой программы дано [1] в 1992 г. Описание предыдущей версии сделано [2] в 2021 г.

Представляемый здесь программный комплекс предназначен для исследования динамической структуры околоземного орбитального пространства. Уравнения движения ИСЗ интегрируются численно в прямоугольных координатах с помощью колокационного интегратора Lobbe [3]. Совместно с уравнениями движения интегрируются уравнения для вычисления параметра MEGNO [4], позволяющего оценивать хаотичность движения околоземных космических объектов. В ПМО также была добавлена возможность вычисления вековых частот объекта в процессе численного интегрирования. Получаемые величины позволяют проводить исследования влияния вековых резонансов на орбитальную динамику ИСЗ. Структура возмущающих сил, учитываемых в ПМО, представлена в таблице.

В настоящее время численная модель движения систем ИСЗ реализована в двух версиях: первая на ПК и вторая на кластере «СКИФ Cyberia» ТГУ. Основное преимущество версии программного комплекса для среды параллельных вычислений — это значительное сокращение вычислительного времени. Расчеты организованы таким образом, что на каждом ядре прогнозируется движение только одного объекта. На рис. 1 приведен схематический механизм применяемого способа распределения вычислений. На схеме кругами обозначены ядра, а квадратами — интегрируемые уравнения движения для объекта с соответствующим номером. В начальный момент времени каждое ядро берет данные только

Возмущающие факторы	Составляющие модели сил
Гармоники геопотенциала	Модель EGM2008 (рекомендовано IERS Conventions 2010 [5]), алгоритм Л. Каннингема
Дополнительные возмущения геопотенциала (рекомендовано IERS Conventions 2010 [5])	Вековые изменения первых зональных гармоник; возмущения от приливных деформаций центрального тела; возмущения от океанических и полюсного приливов; возмущения от приливных деформаций центрального тела; возмущения от океанического полюсного прилива [5]
Влияние Солнца, Луны и планет	Модель притяжения точечной массы [6] с использованием фонда DE/LE438
Гармоники селенопотенциала	Модель LP150Q [7]
Радиационные силы	Конусная модель светового давления с тенью и полутенью; учет искажения диска Солнца и сжатия Земли в атмосфере; эффект Поинтинга — Робертсона [8]
Релятивистские эффекты	Шварцшильдовские возмущения; эффекты Лензе — Тирринговой прецессии; релятивистские квадрупольные члены [9]
Возмущения от сопротивления атмосферы	Модель атмосферы NRLMSISE-00 [10]

одного объекта из массива размера N . Параметры оставшихся незанятых объектов, если таковые имеются, распределяются следующим образом. Первое ядро K_1 , которое завершает расчеты для своего объекта, начинает счет для следующего объекта, то есть $(N+1)$ -го, следующее незанятое ядро K_2 берет на себя следующий по очереди объект $(N+2)$ и так, пока не закончатся объекты.

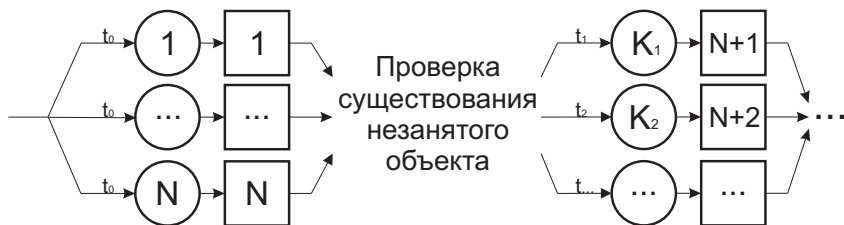


Рис. 1. Схема распараллеливания

В предыдущих версиях ПМО взаимодействие с пользователем осуществлялось с помощью входного файла, что нередко служило причиной случайного заполнения неверных входных данных и являлось неудобным инструментом для взаимодействия с программой. Поэтому численная модель движения была дополнена пользовательским интерфейсом. Предыдущая и новая версии программного интерфейса показаны на рис. 2.

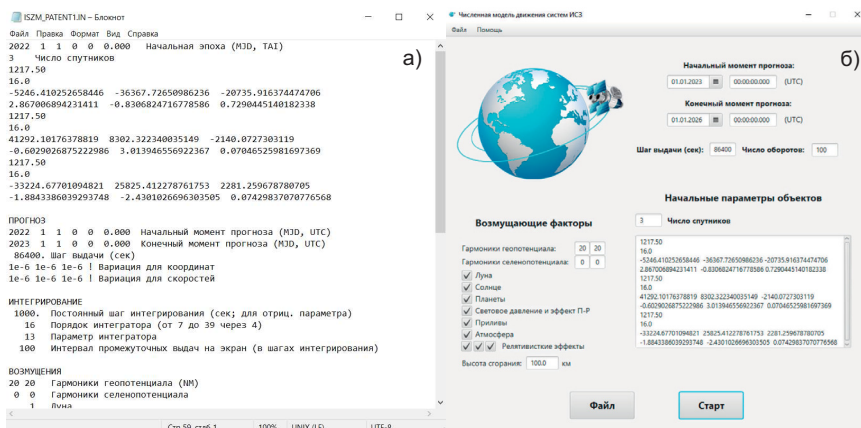


Рис. 2. Скриншоты версий программного интерфейса: а — предыдущая; б — новая

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-72-10022, <https://rscf.ru/project/19-72-10022/>.

Библиографические ссылки

- [1] *Бордовицына Т. В., Быкова Л. Е., Кардаш А. В. и др.* Эффективные алгоритмы численного моделирования движения ИСЗ // Изв. вузов. Физика. — 1992. — Т. 35, № 8. — С. 62–70.
- [2] *Александрова А. Г., Авдюшев В. А., Попандопуло Н. А., Бордовицына Т. В.* Численное моделирование движения околоземных объектов в среде параллельных вычислений // Изв. вузов. Физика. — 2021. — Т. 64, № 8. — С. 168–175.
- [3] *Авдюшев В. А.* Новый коллокационный интегратор для решения задач динамики. 1. Теоретические основы // Изв. вузов. Физика. — 2020. — Т. 63, № 11. — С. 131–140.
- [4] *Бордовицына Т. В., Александрова А. Г., Чувашиов И. Н.* Комплекс алгоритмов и программ для исследования хаотичности в динамике искусственных спутников Земли // Изв. вузов. Физика. — 2010. — Т. 53, № 8. — С. 14–21.
- [5] *Petit G., Luzum B.* IERS Conventions // IERS Technical Note No. 36. — Frankfurt am Main: Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie. — 2010. — P. 179.
- [6] *Дубошин Н. Г.* Небесная механика. Основные задачи и методы. — М.: Наука, 1968. — 800 с.
- [7] Lunar Prospector Spherical Harmonics and Gravity Models. — 2005. — URL: https://pds-geosciences.wustl.edu/lunar/lp-lrss-5-gravity-v1/lp_1001/sha/.
- [8] *Бордовицына Т. В., Авдюшев В. А.* Теория движения искусственных спутников Земли. Аналитические и численные методы. — Томск: Изд-во Томск. ун-та, 2007. — 178 с.
- [9] *Brumberg V. A.* On relativistic equations of motion of an Earth satellite // Celest. Mech. Dyn. Astron. — 2004. — № 88. — P. 209–225.
- [10] *Picone M., Hedin A. E., Drob D.* Naval Research Laboratory. — URL: <http://modelweb.gsfc.nasa.gov/atmos/nrlmsise00.html>.

ДРЕЙФ КОМПОНЕНТ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ Ве ХЕРБИГА HD 200775

А. П. Бисярина, С. Ю. Горда, А. М. Соболев
Астрономическая обсерватория УрФУ

Продолжено исследование двойной звезды Ве Хербига HD 200775, спектральные наблюдения которой выполняются в Коуровской обсерватории с 2012 г. Период двойной системы хорошо известен и составляет около 3.7 лет. Профили эмиссионных линий в спектре звезды меняются с орбитальным периодом. В рамках настоящего исследования на отдельных участках профиля эмиссионных линий обнаружен дрейф по скоростям.

DRIFT OF EMISSION LINES COMPONENTS IN THE SPECTRA OF HERBIG Be BINARY STAR HD 200775

A. P. Bisyarina, S. Yu. Gorda, A. M. Sobolev
Astronomical observatory of UrFU

We continue the spectral investigation of the Herbig Be binary star HD 200775 which has been observed in Kourovka Astronomical observatory since 2012. The system has well-known orbital period of about 3.7 years. The emission lines profiles vary with the binary period. In the current work we found a velocity drift of certain wavelength interval of the emission lines.

Введение

Звезда HD 200775 — двойная звезда Ве Хербига. Вокруг главной компоненты системы наблюдаются свидетельства существования аккреционного диска [1]. Система также окружена общим газопылевым диском [2]. Период обращения составляет около 3.7 лет. Период и параметры орбиты системы были определены разными авторами по ряду спектральных наблюдений (например, [3, 4]), а также по интерферометрическому наблюдению орбиты в среднем ИК [5].

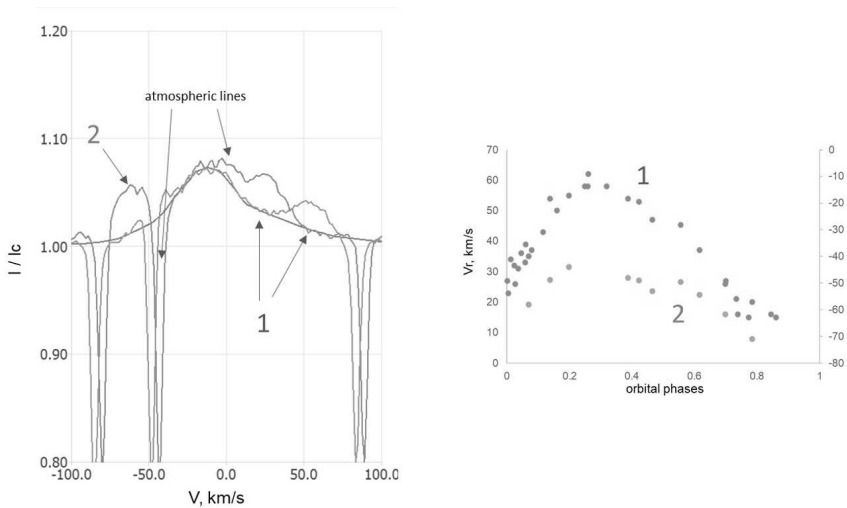
Особенность спектра звезды — фазы максимума активности, возникновение которых предположительно связано с влиянием прохождения менее массивной компоненты на аккреционный диск вокруг главной звезды. Эти фазы происходят с периодом, близким или равном орбитальному и характеризуются ростом эквивалентной ширины линии $H\alpha$ и изменением ее профиля [6]. Вдобавок ранее было показано, что профили широких эмиссионных линий [O I], Si II и Fe II также меняются с орбитальной фазой [7]. Анализ переменности этих линий продолжен в рамках настоящего исследования.

Наблюдения

Спектральные наблюдения звезды проводятся с 2012 г. в Коуровской астрономической обсерватории на 1.2-метровом телескопе. В исследовании также используются данные, полученные с 2014 г. в обсерватории Three Colleges Observatory. В 2013 г. был получен спектр на спектрографе НЭС в САО РАН. Используются данные из электронных архивов, полученные с 1994 по 2011 г. на спектрографах ELODIE и SOPHIE (OHP), EsPADONS (CFHT).

Результаты

На отдельных участках профиля широких эмиссионных линий в спектре звезды HD 200775 обнаружен дрейф по скоростям. Так, например, на фоне нижней огибающей профиля линии кислорода [O I] 6300 Å, сконструированной по наблюдениям линии на разных фазах без учета теллурических линий, выделено две компоненты (см. рисунок, правая панель). На рисунке виден дрейф компоненты 1 по скорости. На участок, где образована компонента 2, в некоторые эпохи наблюдений накладываются теллурические линии. Поэтому скорость этой компоненты была определена по линии [O I] 6363 Å, интенсивность излучения которой связана с излучением линии [O I] 6300 Å отношением 1/3. Из-за меньшей интенсивности линии скорость компоненты 2 была определена в меньшем числе спектров с лучшим отношением «сигнал — шум». Показано, что скорость компонент изменяется с орбитальным периодом (см. рисунок, левая панель). При этом изменение скорости подобно изменению скоростей главной компоненты системы, полученного по фотосферной линии He I 5876 Å [4], но отличается по амплитуде (амплитуда главной компоненты системы около 20 км/с).



На левой панели представлен профиль линии [O I] 6300 Å на орбитальных фазах 0.2 и 0.7. На профиль линии также накладываются атмосферные компоненты. Также показана нижняя огибающая профиля линии, на фоне которой выделяются компоненты 1 и 2. Результаты измерения скоростей компонент методом аппроксимации функциями Гаусса представлены на правой панели. Для компоненты 1 показана скорость, определенная для линии [O I] 6300 Å как более интенсивной. Для компоненты 2 — для линии [O I] 6363 Å. Скоростям компоненты 1 соответствует левая, а компоненты 2 — правая вертикальная шкала

Исследование было поддержано Министерством науки и образования РФ (госзадание FEUZ-2023-0019).

Библиографические ссылки

- [1] *Benisty M., Perraut K., Mourard D. et al.* Enhanced H α activity at periastron in the young and massive spectroscopic binary HD 200775 // *Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 555. — P. A113+.
- [2] *Okamoto Y. K., Kataza H., Honda M. et al.* Direct detection of a flared disk around a young massive star HD 200775 and its 10 to 1000 AU scale properties // *ApJ.* — 2009. — Vol. 706. — P. 665–675.
- [3] *Pogodin M. A., Miroshnichenko A. S., Tarasov A. E. et al.* A new phase of activity of the Herbig Be star HD 200775 in 2001: Evidence for binarity // *Astron. Astrophys.* — 2004. — Vol. 417. — P. 715–723.
- [4] *Bisyarina A. P., Sobolev A. M., Gorda S. Yu., Parfenov S. Yu.* Optical spectroscopic monitoring of the Herbig Be binary star HD 200775: New maximum of activity and refinement of the orbital period // *AstroBull.* — 2015. — Vol. 70. — P. 229–309.
- [5] *Monnier J. D., Berger J.-P., Milan-Gabet R. et al.* Few skewed disks found in first closure-phase survey of Herbig Ae/Be stars // *ApJ.* — 2006. — Vol. 647. — P. 444–463.
- [6] *Beskrovnaya N. G., Pogodin M. A., Shcherbakov A. G., Tarasov A. E.* Profile variations of the H α emission line in the Herbig B3e star HD 200775 // *Astron. Astrophys.* — 1994. — Vol. 287. — P. 564–570.
- [7] *Bisyarina Anastasia P., Sobolev Andrey M., Gorda Stanislav Yu., Miroshnichenko Anatoly S.* Variability of emission lines in the optical spectra of the Herbig Be binary system HD 200775 // *Research in Astronomy and Astrophysics.* — 2019. — Vol. 19, № 3. — P. 036.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА С ЦЕЛЬЮ ПОИСКА ОРБИТ, ПРИГОДНЫХ ДЛЯ УТИЛИЗАЦИИ ИСЗ

Е. В. Блинкова, И. В. Томилова, А. Г. Александрова, Т. В. Бордовицына
Национальный исследовательский Томский государственный университет

В работе представлены результаты исследования динамической структуры околоземного пространства, расположенного в диапазоне больших полуосей от 8 000 до 45 000 км, методом численного моделирования. Выявлены зоны подверженные наибольшему влиянию вековых резонансов. Показано расположение реальных объектов из каталога NORAD и влияние на них резонансов различных типов. Выделены области наиболее подходящие для утилизации отработавших ИСЗ.

PRELIMINARY ANALYSIS OF THE DYNAMIC STRUCTURE OF NEAR-EARTH SPACE AND ORBITAL DEBRIS LOCATION WITH THE AIM OF FINDING THE POSSIBLE UTILIZATION ORBIT OF ARTIFICIAL EARTH SATELLITES

E. V. Blinkova, I. V. Tomilova, A. G. Aleksandrova, T. V. Bordovitsyna
National Research Tomsk State University

The paper presents the results of a study of the dynamic structure of the near-Earth orbital space located in the semi-major axes range from 8 000 to 45 000 km using the numerical simulation method. The zones subject to the greatest influence of secular resonances are revealed. The location of real objects from the NORAD catalog and the influence of different types of resonances on them is shown. The most suitable areas for the disposal of defunct satellites are identified.

Введение

Активное освоение околоземного космического пространства (ОКП), связанное с разрыванием новых или преобразованием/дополнением уже существующих спутниковых систем, ставит перед нами задачу по детальному изучению динамической структуры этого пространства для оптимального размещения в ОКП таких систем и решения проблемы утилизации отработавших объектов. При помощи усовершенствованной численной модели движения искусственных спутников Земли был проведен обширный эксперимент для составления карт распространенности резонансов и времени жизни объектов на околоземных орбитах, расположенных во внеатмосферной части ОКП вплоть до сферы действия Луны относительно Земли. В рамках настоящей работы проведен предварительный анализ с целью выбора зон космического пространства, пригодных для утилизации и паркинга, полученный в результате совместного анализа динамической структуры околоземного орбитального пространства и результатов исследования динамики каталогизированного космического мусора, представленного в каталоге NORAD.

© Блинкова Е. В., Томилова И. В., Александрова А. Г., Бордовицына Т. В., 2023

Таблица 1. Типы апсидально-нодальных резонансов низких порядков

№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения
1	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega} - \dot{\omega}'_{S,L}$	6	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega} + 2\dot{\omega}'_{S,L}$	11	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega}$	16	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega}'_{S,L}$
2	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega} + \dot{\omega}'_{S,L}$	7	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega} + 2\dot{\omega}'_{S,L}$	12	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega}$	17	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$
3	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega} + \dot{\omega}'_{S,L}$	8	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega} - 2\dot{\omega}'_{S,L}$	13	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega}'_{S,L}$	18	$(\dot{\omega} - \dot{\omega}'_{S,L})$
4	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega} - \dot{\omega}'_{S,L}$	9	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega}$	14	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega}'_{S,L}$	19	$(\dot{\omega} + \dot{\omega}'_{S,L})$
5	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega} - 2\dot{\omega}'_{S,L}$	10	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega}$	15	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega}'_{S,L}$	20	$\dot{\omega}$

Методика исследования и описание эксперимента

В настоящей работе внимание было сосредоточено на модельных объектах с начальным эксцентриситетом, равным 0.001, равномерно распределенных по наклонению от 0 до 180°, с шагом 5°, в диапазоне больших полуосей от 8 000 и до 45 000 км с шагом 200 км и реальных объектах из каталога NORAD, попадающих в данную область ОКП.

Выбор нижней границы исследуемой области ОКП обусловлен действием атмосферы, из-за действия которой расположенные ниже объекты имеют короткое время жизни, в силу чего данная область ОКП имеет естественные механизмы самоочистки. Кроме того, именно в диапазоне больших полуосей от 8 000 км и до 45 000 км расположена значительная часть объектов, представленных в каталоге NORAD. Динамическая эволюция выбранных модельных объектов исследовалась путем численного моделирования на столетнем интервале времени при помощи программного комплекса «Численная модель движения систем ИСЗ» на кластере «СКИФ Cyberia» ТГУ [1]. При моделировании учитывались возмущения от гармоник геопотенциала до 10 порядка и степени, возмущения от Луны и Солнца.

В данной работе мы не рассматривали влияние светового давления (СД) на объекты, т. к. его сила способна кардинально менять орбитальную эволюцию объектов с большой парусностью и является вторым по величине воздействием возмущающим фактором после гравитационного поля Земли для таких объектов [2]. В случае малой парусности динамическая структура с учетом светового давления и без него совпадает [3]. Как показали наши исследования на примере ряда вековых резонансов [3], учет СД меняет границы влияния резонансов при разных значениях парусности объектов. Анализ динамической структуры ОКП с учетом СД планируется посвятить отдельную работу.

Исследование структуры вековых резонансов основано на изучении эволюции во времени резонансных соотношений и критических аргументов в соответствии с методикой, описанной в [4].

С использованием данной методики были получены сведения о распределении в рассматриваемой области ОКП вековых апсидально-нодальных резонансов 1–6 порядков, связанных с прецессией орбит Луны и Солнца (табл. 1) и полuveковых резонансов со скоростью движения возмущающего тела, Луны или Солнца (табл. 2).

В табл. 1, 2 приняты следующие обозначения: $\dot{\Omega}$, $\dot{\omega}$, $\dot{\Omega}'$, $\dot{\omega}'$ – вековые частоты в движении спутника и возмущающих тел; $\bar{n}'_{S,L}$ – среднее движение третьего тела, обозначения элементов орбит стандартные; штрих говорит о том, что элементы относятся к третьему телу. Индексы L и S относятся к возмущениям от Луны и Солнца соответственно.

Результаты численного эксперимента

Исследование результатов численного эксперимента на наличие в динамике объектов вековых апсидально-нодальных резонансов, связанных с прецессией орбит Луны и Солнца

Таблица 2. Типы вековых резонансов со скоростью движения возмущающего тела

№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения	№	Тип резонансного соотношения
1	$\bar{n}'_{S,L} - \dot{\omega}$	5	$\bar{n}'_{S,L} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$	9	$\bar{n}'_{S,L} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega}'_{S,L}$	13	$\bar{n}'_{S,L} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega}$
2	$\bar{n}'_{S,L} + \dot{\omega}$	6	$\bar{n}'_{S,L} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$	10	$\bar{n}'_{S,L} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega}'_{S,L}$	14	$\bar{n}'_{S,L} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega}$
3	$\bar{n}'_{S,L} - 2\dot{\omega}$	7	$\bar{n}'_{S,L} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega}$	11	$\bar{n}'_{S,L} - 2(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L})$	15	$\bar{n}'_{S,L} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega}$
4	$\bar{n}'_{S,L} + 2\dot{\omega}$	8	$\bar{n}'_{S,L} + (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega}$	12	$\bar{n}'_{S,L} + 2(\dot{\omega} - \dot{\omega}'_{S,L})$	16	$\bar{n}'_{S,L} - (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega}$

и полuveковых резонансов со средним движением третьего тела (Луны, Солнца), позволило построить карты распределения указанных в табл. 1 и 2 резонансов в рассматриваемой области ОКП (рис. 1 и 2 соответственно). Здесь же цветными крестиками показано распределение в исследуемой области объектов из каталога NORAD. Разнообразие эксцентриситетов у объектов каталога не принципиально, т. к. действие вековых резонансов определяется большой полуосью и наклоном.

На рис. 1 в каждой точке плоскости показано количество одновременно действующих на объект устойчивых (либрация) и неустойчивых (либрация/циркуляция) апсидально-нодальных резонансов. На рис. 1 и 2 использованы разные способы обозначения областей резонансов в связи с тем, что наложений полuveковых резонансов не встречается и можно показать каждый резонанс отдельно, в отличие от апсидально-нодальных резонансов. Кроме того, на рис. 2 желтыми линиями помечены зоны действия орбитальных резонансов со скоростью вращения Земли.

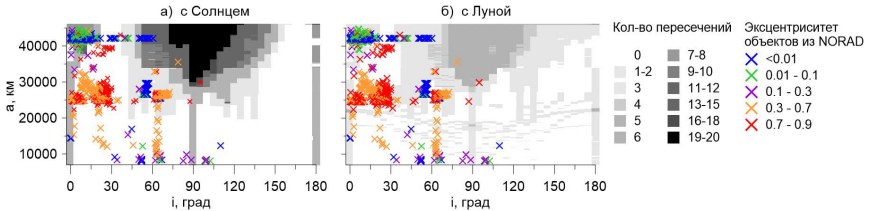


Рис. 1. Распределение апсидально-нодальных вековых резонансов, связанных с прецессией орбиты Солнца (а), Луны (б) и каталогизированного космического мусора из каталога NORAD

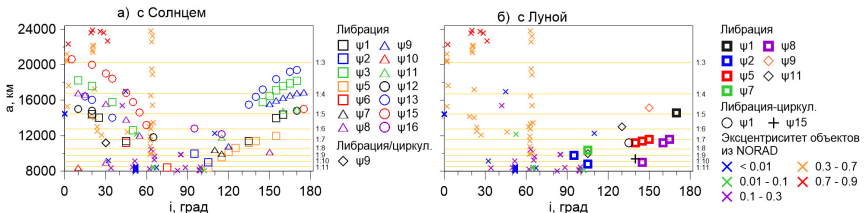


Рис. 2. Распределение полuveковых резонансов, связанных со средним движением Солнца (а), Луны (б) и каталогизированного космического мусора из каталога NORAD

Сопоставляя данные, представленные на рис. 1 и 2, можно заметить, что в рассматриваемой области околоземного пространства действует большое количество вековых резонансов. Большая часть апсидально-нодальных резонансов сконцентрирована в диапазоне

наклонений от 45 до 150° , начиная с примерно $20\,000$ км по большой полуоси. Кроме того, всю рассматриваемую область пронизывают нодальные резонансы, которые оказывают влияние на объекты, расположенные на орбитах с наклонениями 0 , 90 и 180° .

Вековые резонансы со средним движением третьего тела появляются в нижней части рассматриваемой области. При этом, несмотря на широкий спектр встречающихся резонансов, совместное влияние нескольких вековых резонансов со средним движением третьего тела встречается крайне редко.

Следует отметить, что, помимо вековых резонансов, в рассматриваемой области ОКП действует большое количество орбитальных резонансов, связанных с вращением Земли, отмеченных на рис. 2 желтыми линиями.

Известно [4], что наложение устойчивых и неустойчивых резонансов различных типов приводит к хаотизации движения. Следовательно, при выборе областей для утилизации отработавших ИСЗ стоит избегать областей с наложением большого числа резонансов.

В области ОКП, ограниченной большими полуосями от $8\,000$ до $45\,000$ км можно выделить следующие области свободные от резонансов или их наложений. Наиболее свободной от вековых резонансов областью является область до $20\,000$ км встречаются лишь единичные апсидально-нодальные вековые резонансы, связанные с прецессией орбиты Луны и полувековые резонансы, связанные со средним движением Луны и Солнца. В диапазоне от $20\,000$ до $35\,000$ км по большой полуоси свободна от резонансов только область обратного движения с наклонениями от 145 до 175° .

Заключение

Таким образом, в работе рассмотрена область ОКП, расположенная в диапазоне больших полуосей от $8\,000$ до $45\,000$ км, с наклонениями от 0 до 180° . Показано, что рассматриваемой области околоземного орбитального пространства оптимальной в качестве зоны для утилизации отработавших ИСЗ является область, расположенная ниже $20\,000$ км. При этом стоит избегать областей, в которых действуют орбитальные резонансы со скоростью вращения Земли.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-72-10022, <https://rscf.ru/project/19-72-10022/>.

Библиографические ссылки

- [1] Александрова А. Г., Авдошев В. А., Попандотуло Н. А., Бордовицына Т. В. Численное моделирование движения околоземных объектов в среде параллельных вычислений // Изв. вузов. Физика. — 2021. — Т. 64, № 8. — С. 168–175.
- [2] Кузнецов Э. Д., Захарова П. Е., Гламазда Д. В. и др. О влиянии светового давления на орбитальную эволюцию объектов, движущихся в окрестности резонансов низких порядков // Астрон. вестн. — 2012. — Т. 46, № 6. — С. 480–488.
- [3] Александрова А. Г., Бордовицына Т. В., Томилова И. В. Исследование влияния светового давления на динамику околоземных объектов на резонансных орбитах // Астрон. вестн. — 2018. — Т. 52, № 5. — С. 447–462.
- [4] Александрова А. Г., Блинкова Е. В., Бордовицына Т. В. и др. Вековые резонансы в динамике объектов, движущихся в областях ЛЕО–МЕО околоземного орбитального пространства // Астрон. вестн. — 2021. — Т. 55, № 3. — С. 272–287.

ПОИСК НОВЫХ ВОЗМОЖНЫХ ЧЛЕНОВ МОЛОДЫХ СЕМЕЙСТВ АСТЕРОИДОВ

М. А. Васильева, Э. Д. Кузнецов
Уральский федеральный университет

Выполнен поиск новых членов молодых семейств астероидов с помощью метрик Холшевникова. Обнаружено 8 новых членов семейства астероидов Emilkowalski, 6 новых членов семейства астероидов Nicandra и 19 новых членов семейства астероидов Schulhof.

SEARCH FOR NEW POSSIBLE MEMBERS OF YOUNG ASTEROID FAMILIES

M. A. Vasileva, E. D. Kuznetsov
Ural Federal University

We searched for new members of three young asteroid families by calculating the Kholshcheynikov metrics. We found 8, 6, and 19 new members of the Emilkowalski, Nicandra, and Schulhof asteroid families, respectively.

Введение

Существование семейств астероидов является следствием крупномасштабных столкновений в Главном поясе. Важной задачей является изучение молодых семейств астероидов, возраст которых составляет менее 1 млн лет. На сегодняшний день известно более десятка таких семейств. Анализ крупных объектов, возникших в результате разрушения, позволит оценить размер родительского тела, поскольку большая часть объема приходится на крупные члены семейства, движущиеся по орбитам, близким к орбите родительского тела.

Описание методики

Молодые семейства астероидов могут быть идентифицированы как группы в пространстве оскулирующих элементов орбит (a , e , i , Ω , ω — большая полуось, эксцентриситет, наклон, долгота восходящего узла, аргумент перигентра, соответственно). Поиск новых возможных членов семейств астероидов проводился путем вычисления метрик Холшевникова ϱ_2 и ϱ_5 [1]. Оскулирующие элементы орбит были взяты из базы данных AstDyS (<https://newton.spacedys.com/astdys/>).

Алгоритм поиска новых возможных членов молодых семейств астероидов: 1) для каждой пары астероидов вычисляются значения метрик ϱ_2 и ϱ_5 ; 2) из полученных значений выбираются максимальные $\max(\varrho_2)$ и $\max(\varrho_5)$ и используются как критерии при поиске; 3) для каждого объекта из каталога AstDyS и каждого известного члена семейства вычисляются метрики ϱ_2 и ϱ_5 , если значения обоих метрик одновременно удовлетворяют условиям (меньше или равны максимальным значениям для семейства), то новый объект добавляется в список; 4) для известных и новых возможных членов семейства выполняется моделирование движения на основе номинальных орбит с помощью Mercury6 [2]; 5) для каждой пары астероидов семейства анализируется эволюция метрик ϱ_2 и ϱ_5 , разностей угловых элементов $\Delta\Omega$ и $\Delta\omega$, а также разностей радиусов-векторов Δr и скоростей Δv ; 6) делается вывод о возможности принадлежности астероида к данному семейству.

Результаты поиска новых возможных членов трех молодых семейств астероидов Emilkowalski, Nicandra и Schulhof представлены в табл. 1–3, в которых приведены абсолютные звездные величины H и оскулирующие элементы орбит астероидов на эпоху MJD 59 800.0. Названия известных ранее астероидов выделены полужирным шрифтом. Астероиды, наблюдавшиеся в одной оппозиции, отмечены звездочкой (*).

Семейство астероидов Emilkowalski

Семейство Emilkowalski открыто в 2006 г. Nesvorný и Vokrouhlický [3]. Они обнаружили 3 астероида ((14627) Emilkowalski, (126 761) 2002 DW10 и (224 559) 2005 WU179) и оценили возраст семейства в 220 ± 30 тыс. лет. В последующих работах [4, 5] были обнаружены новые члены этого семейства, которое на сегодняшний день насчитывает 9 астероидов, а также выполнены оценки возраста пар «главный астероид (14627) Emilkowalski — вторичный астероид». Результаты моделирования указывают, что за последние 5 млн лет произошло по меньшей мере два события распада родительского астероида этого семейства. Кроме того, на основе моделирования было показано, что семейство астероидов Emilkowalski является вероятным источником неполной пылевой полосы, наклоненной к эклиптике на 17° [6]. Этот вывод подтверждают наклонение, большая полуось, узел и возраст семейства. В работе [5] высказывается предположение, что (14627) Emilkowalski мог быть ядром кометы.

В результате поиска новых членов семейства Emilkowalski было обнаружено 8 астероидов: 2006 UQ33, 2009 UL13, 2014 WE584, 2015 WH29, 2016 CS377, 2017 UY114, 2020 UZ20 и 2021 TU55 (см. табл. 1).

Таблица 1. Астероиды семейства Emilkowalski

Астероид	H , зв. вел.	a , а. е.	e	i , $^\circ$	Ω , $^\circ$	ω , $^\circ$
(14627) Emilkowalski	13.56	2.59835	0.15039	17.75245	41.431	44.077
(126761) 2002 DW10	15.30	2.59913	0.15061	17.71500	40.991	44.075
(224559) 2005 WU178	16.77	2.59919	0.14901	17.72742	41.929	44.168
(256124) 2006 UK337	16.03	2.59978	0.14930	17.76278	42.203	43.151
(434002) 2000 SM320	16.91	2.59983	0.15519	17.53335	34.398	49.961
(476673) 2008 TN44	17.96	2.60016	0.15595	17.47018	33.007	52.777
2009 VF107	17.59	2.59986	0.15270	17.50909	34.303	52.162
2014 UV143	17.55	2.60179	0.15345	17.55157	34.442	50.144
2018 VB69	17.93	2.60132	0.14681	17.74541	43.762	44.416
2006 UQ33*	18.50	2.60346	0.15584	17.74567	35.670	47.396
2009 UL13	18.45	2.60007	0.15086	17.47692	34.724	54.825
2014 WE584	18.68	2.60150	0.14707	17.86878	45.877	38.197
2015 WH29	17.25	2.59820	0.14902	17.76542	42.771	44.080
2016 CS377	18.39	2.59997	0.15043	17.63588	38.728	48.558
2017 UY114	18.64	2.59933	0.15275	17.60515	37.525	48.059
2020 UZ20	18.47	2.59983	0.15148	17.70431	40.679	45.685
2021 TU55*	18.30	2.60019	0.15239	17.54034	36.481	51.159

Семейство астероидов Schulhof

Семейство, состоящее из четырех астероидов ((813 37) 2000 GP36, (286 239) 2001 UR193, (271 044) 2003 FK6 и 2008 GW33), было открыто в 2009 г. Pravec и Vokrouhlický [7]. Позже Vokrouhlický и Nesvorný показали, что эти объекты являются частью более крупного скопления, связанного с крупным астероидом (23 84) Schulhof [8]. В работе [9] показано, что семейство Schulhof состоит из 12 астероидов и его возраст составляет 800 ± 200 тыс. лет.

В результате поиска новых членов семейства Schulhof было обнаружено 19 астероидов: (538410) 2016 DO32, (583004) 2016 CD342, (583246) 2016 FB8, (583459) 2016 GY245, 2001 BB85, 2008 FF47, 2009 BV194, 2013 EQ37, 2013 GV46, 2015 GB17, 2015 RD144, 2015 RN272, 2016 DE45, 2016 EF9, 2016 EH195, 2016 FT28, 2017 FC76, 2018 FK55, 2022 EU8 (табл. 2).

Таблица 2. Астероиды семейства Schulhof

Астероид	H , зв. вел.	a , а. е.	e	i , °	Ω , °	ω , °
(2384) Schulhof	11.98	2.61022	0.12069	13.53578	7.819	205.317
(81337) 2000 GP36	15.03	2.60794	0.12112	13.65411	10.269	199.317
(271044) 2003 FK6	16.34	2.60868	0.11907	13.68757	11.784	197.179
(286239) 2001 UR193	15.99	2.61219	0.12009	13.63055	9.448	201.023
(457075) 2008 EK72	17.36	2.61153	0.12481	13.46373	4.907	211.222
(484810) 2009 EL11	16.95	2.60903	0.12278	13.54512	7.895	205.328
(508193) 2015 FN344	16.98	2.60932	0.11914	13.60188	9.555	200.801
(593122) 2015 GH4	17.32	2.60972	0.12052	13.55245	8.154	204.553
2007 EV68	17.45	2.60902	0.12161	13.56052	7.907	205.136
2008 GW33	18.05	2.61155	0.11882	13.72406	12.984	196.228
2008 RA126	17.08	2.61010	0.12040	13.55452	8.383	204.501
2012 FM46	17.50	2.61266	0.12235	13.53468	6.643	206.976
(538410) 2016 DO32	17.21	2.61209	0.12027	13.64738	10.353	201.254
(583004) 2016 CD342	17.79	2.60923	0.11949	13.67138	10.832	197.961
(583246) 2016 FB8	17.52	2.61060	0.11661	13.81087	15.889	188.466
(583459) 2016 GY245	17.17	2.60968	0.11762	13.77053	14.422	191.740
2001 BB85	17.61	2.61087	0.12225	13.49093	6.811	207.929
2008 FF47	18.04	2.61161	0.11951	13.68013	11.310	198.602
2009 BV194	16.91	2.60963	0.12179	13.57894	9.231	203.667
2013 EQ37	17.97	2.60761	0.12175	13.62368	9.743	200.967
2013 GV46	17.98	2.60747	0.11978	13.72939	13.287	195.004
2015 GB17	17.91	2.60959	0.12073	13.54739	7.995	204.947
2015 RD144	17.91	2.61043	0.12492	13.43622	5.221	211.513
2015 RN272	17.61	2.60849	0.12012	13.65155	11.087	198.446
2016 DE45*	18.26	2.61135	0.11799	13.74959	13.718	194.170
2016 EF9	17.61	2.61172	0.11842	13.73692	13.396	195.284
2016 EH195	17.18	2.61162	0.11794	13.74275	13.363	194.108
2016 FT28	18.32	2.61009	0.11726	13.78424	14.864	190.626
2017 FC76	17.81	2.60798	0.12035	13.70468	12.169	196.918
2018 FK55	18.40	2.61025	0.12154	13.55518	8.713	204.547
2022 EU8*	18.35	2.60909	0.11742	13.75473	15.011	191.500

Семейство астероидов Nicanra

Семейство астероидов Nicanra было открыто в 2018 г. и включало в себя 5 астероидов: (66 583) Nicanra, (279 777) 1999 TT144, 2008 SO34, 2012 TF228 и 2014 QV272. В работе были выполнены оценки возраста семейства. Метод сходимости вековых углов астероидов дал оценку возраста семейства 890_{-60}^{+210} тыс. лет. Для двух пар 66583 — 279777 и 66583 — 2014 QV272 методом анализа низкоскоростных сближений получены оценки возраста 867_{-25}^{+171} и 868_{-271}^{+598} тыс. лет соответственно [4].

В результате поиска новых членов семейства Nicanra было обнаружено 6 астероидов: 2006 ST295, 2007 RC364, 2007 TM252, 2016 SV22, 2020 SN11 и 2021 RK120 (см. табл. 3).

Закключение

Выполнен поиск новых членов трех молодых семейств астероидов. Для семейств астероидов Emilkowalski, Nicanra и Schulhof обнаружено 8, 6 и 19 новых членов, соответственно. В дальнейшем планируется исследовать вероятностную эволюцию астероидов с целью определения возраста и построения сценариев образования этих семейств.

Таблица 3. Астероиды семейства Nicandra

Астероид	H , зв. вел.	a , а. е.	e	i , °	Ω , °	ω , °
(66583) Nicandra	15.17	2.63525	0.24438	3.60446	198.320	169.314
(279777) 1999 TT144	16.59	2.63597	0.24552	3.87001	188.595	182.751
2008 SO34	18.03	2.63503	0.24424	3.86991	188.553	182.877
2012 TF228	18.40	2.63601	0.24342	3.92353	186.492	185.742
2014 QV272	18.77	2.63301	0.24704	3.92757	186.976	186.128
2006 ST295	18.99	2.63409	0.24596	3.56753	200.306	168.000
2007 RC364	18.90	2.63664	0.24303	3.92109	186.682	186.157
2007 TM252	18.96	2.63635	0.24356	3.71662	194.488	175.927
2016 SV22	18.61	2.63620	0.24356	3.73522	193.689	176.440
2020 SN11	18.94	2.63576	0.24392	3.58051	199.195	168.111
2021 RK120*	18.57	2.63416	0.24554	3.51799	201.566	165.432

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038.

Библиографические ссылки

- [1] *Kholshchikov K. V., Kokhirova G. I., Babadzhanyan P. B., Khamroev U. H.* Metrics in the space of orbits and their application to searching for celestial objects of common origin // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2016. — Vol. 462, № 2. — P. 2275–2283.
- [2] *Chambers John E.* A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1999. — Vol. 304, № 4. — P. 793–799.
- [3] *Nesvorný D, Vokrouhlický D.* New candidates for recent asteroid breakups // *The Astronomical Journal.* — 2006. — Vol. 132, № 5. — P. 1950.
- [4] *Pravec P., Fatka P., Vokrouhlický D. et al.* Asteroid clusters similar to asteroid pairs // *Icarus.* — 2018. — Vol. 304. — P. 110–126.
- [5] *Fatka P., Pravec P., Vokrouhlický D.* Cascade disruptions in asteroid clusters // *Icarus.* — 2020. — Vol. 338. — P. 113554.
- [6] *Espy Kehoe A. J., Kehoe T. J. J., Colwell J. E., Dermott S. F.* Signatures of Recent Asteroid Disruptions in the Formation and Evolution of Solar System Dust Bands // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 811, № 1. — P. 66. 1510.00615.
- [7] *Pravec P, Vokrouhlický D.* Significance analysis of asteroid pairs // *Icarus.* — 2009. — Vol. 204, № 2. — P. 580–588.
- [8] *Vokrouhlický D., Nesvorný D.* Half-brothers in the Schulhof family? // *Astron. J.* — 2011. — Vol. 142, № 1. — P. 26.
- [9] *Vokrouhlický D., Ďurech J., Pravec P. et al.* The Schulhof family: Solving the age puzzle // *Astron. J.* — 2016. — Vol. 151, № 3. — P. 56.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕРОЯТНОСТНОЙ ЭВОЛЮЦИИ СЕМЕЙСТВА АСТЕРОИДОВ BRUGMANSIA С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ЯРКОВСКОГО

М. А. Васильева, Э. Д. Кузнецов

Уральский федеральный университет

Исследована динамическая эволюция молодого семейства Brugmansia, включающего в себя 4 астероида: (16598) Brugmansia, (190603) 2000 UV80, (218697) 2005 TT99 и 2006 SK443. При моделировании вероятностной эволюции астероидов учитывались ошибки определения орбит и влияние эффекта Ярковского. Рассмотрено три сценария эволюции семейства при различных значениях негравитационного ускорения, обусловленного влиянием эффекта Ярковского. Для каждой пары астероидов внутри семейства получены оценки возраста на основе анализа низкоскоростных сближений астероидов и минимальных значений метрики Холшевникова.

SIMULATION OF PROBABILISTIC EVOLUTION OF BRUGMANSIA ASTEROID FAMILY WITH THE YARCOVSKY EFFECT

M. A. Vasileva, E. D. Kuznetsov

Ural Federal University

Currently four members of the Brugmansia asteroid family are known: (16598) Brugmansia, (190603) 2000 UV80, (218697) 2005 TT99, and 2006 SK443. We carried out a research of the probabilistic evolution of this asteroids, taking into account the Yarkovsky effect. We considered three scenarios of family evolution for different values of non-gravitational acceleration due to the Yarkovsky effect. We obtained age estimations based on the analysis of close and slow encounters and the minimum values of the Kholshvnikov metric for each pair of asteroids within the family.

Введение

Молодые семейства астероидов, имеющие возраст менее 1 млн лет, представляют большой интерес с точки зрения улучшения понимания физики ударов, исследования состава астероидов, процессов космического выветривания и динамической эволюции Главного пояса астероидов в целом.

Семейство астероидов Brugmansia было открыто в 2006 г. [1]. Nesvorný и Vokrouhlický обнаружили 3 астероида ((16598) 1992 YC2, 2000 UV80 и 2005 TT99) и оценили возраст семейства в 50–250 тыс. лет. Кроме того, они выделили наиболее вероятные моменты времени образования семейства $t_{age} \approx 72, 115, 152, 195$ и 220 тыс. лет. Позже Pravec и др. оценили возраст пар «16598–190603» и «16598–218697» методом анализа сближений клонов астероидов и получили оценки 182^{+63}_{-64} и 167^{+63}_{-47} тыс. лет, соответственно [2]. В работе [3] обнаружен новый член семейства – астероид 2006 SK443, а также получена оценка возраста семейства около 145 тыс. лет. На данный момент семейство астероидов Brugmansia включает 4 астероида (см. табл. 1).

Таблица 1. Абсолютная звездная величина и оскулирующие элементы орбит астероидов семейства Brugmansia в эпоху MJD 59800.0

Астероид	H , зв. вел.	a , а. е.	e	i , °	Ω , °	ω , °	M , °
(16598) Brugmansia	14.59	2.61992	0.218767	1.625	286.769	105.046	36.250
(190603) 2000 UV80	16.86	2.62068	0.217999	1.627	286.419	105.835	60.542
(218697) 2005 TT99	17.16	2.62067	0.220783	1.622	286.225	105.791	344.248
2006 SK443	18.65	2.61860	0.221796	1.624	285.950	107.023	252.579

Описание методики

Для каждого астероида была выполнена оценка параметров, необходимых для моделирования и последующего анализа: скорость дрейфа большой полуоси \dot{a} [4], максимальное значение модуля негравитационного ускорения $|A_2|^{\max}$ [5], радиус сферы Хилла R_{Hill} и скорость убегания с поверхности v_{esc} [6].

Моделирование динамической эволюции астероидов семейства Brugmansia проводилось с помощью интегратора Mercury [7] на 500 тыс. лет назад по времени. При исследовании вероятностной эволюции астероидов учитывались ошибки определения орбит и влияние эффекта Ярковского. Для каждого астероида генерировалось 1 000 клонов орбит на основе разложения Холецкого для многомерных нормальных распределений. Для каждого клона рассматривалось три сценария ($A_2 = 0$ а. е. сут⁻² и $A_2 = \pm |A_2|^{\max}$), соответствующие различным положениям оси вращения астероида относительно плоскости его орбиты. Для шести пар астероидов внутри семейства были получены оценки возраста, основанные на анализе низкоскоростных сближений ($\Delta r < 20R_{Hill}$ и $\Delta v < 4v_{esc}$) и минимальных значений метрики ϱ_2 .

Изложение результатов

В табл. 2 представлены результаты расчетов скорости дрейфа большой полуоси \dot{a} , максимального значения модуля негравитационного ускорения $|A_2|^{\max}$, радиуса сферы Хилла R_{Hill} и скорости убегания с поверхности v_{esc} .

Таблица 2. Оценки динамических параметров астероидов семейства Brugmansia

Астероид	\dot{a} , 10^{-4} а. е. /млн лет	$ A_2 ^{\max}$, 10^{-14} а. е./сут ²	R_{Hill} , км	v_{esc} , м/с
(16598) Brugmansia	0.622	2.57	1185	2.94
(190603) 2000 UV80	1.77	7.31	417	1.04
(218697) 2005 TT99	2.03	8.39	363	0.90
2006 SK443	4.06	16.7	182	0.45

Для астероидов семейства Brugmansia было рассмотрено три сценария эволюции. В табл. 3 даны оценки возраста пар астероидов, полученные на основе анализа данных моделирования без учета влияния эффекта Ярковского (для всех астероидов $A_2 = 0$ а. е./сут²). В табл. 4 и 5 даны оценки возраста пар, астероиды в которых имеют максимальные положительные ($A_2 = +|A_2|^{\max}$) и максимальные отрицательные ($A_2 = -|A_2|^{\max}$) значения негравитационного ускорения, соответственно. За возраст пары принято 50 % значение (медиана) распределения моментов времени, соответствующих минимальным значениям ϱ_2 и Δr , для t_{ϱ_2} и t_r , соответственно. Границы диапазона возможных значений оценки возраста — 5 и 95 % значения распределения.

Таблица 3. Оценка возраста пар астероидов внутри семейства Brugmansia без учета эффекта Ярковского

№	Пара астероидов	Сближения, %	t_r , тыс. лет	t_{e2} , тыс. лет
1	Brugmansia – 190603	28.1	144^{+53}_{-52}	143^{+2}_{-1}
2	Brugmansia – 218697	22.3	145^{+47}_{-47}	143^{+2}_{-1}
3	Brugmansia – 2006 SK443	10.2	122^{+67}_{-16}	107^{+15}_{-2}
4	190603 – 218697	99.6	150^{+3}_{-3}	150^{+4}_{-4}
5	190603 – 2006 SK443	1.6	89^{+23}_{-7}	88^{+1}_{-27}
6	218697 – 2006 SK443	0.04	111^{+1}_{-1}	141^{+1}_{-2}

Таблица 4. Оценка возраста пар астероидов внутри семейства Brugmansia; $A_2 = +|A_2|^{\max}$

№	Пара астероидов	Сближения, %	t_r , тыс. лет	t_{e2} , тыс. лет
1	Brugmansia – 190603	41.5	194^{+152}_{-54}	267^{+201}_{-173}
2	Brugmansia – 218697	67.8	201^{+147}_{-66}	266^{+69}_{-6}
3	Brugmansia – 2006 SK443	1.1	132^{+18}_{-1}	88^{+1}_{-40}
4	190603 – 218697	28.8	356^{+93}_{-66}	262^{+53}_{-250}
5	190603 – 2006 SK443	0.64	86^{+1}_{-1}	59^{+1}_{-2}
6	218697 – 2006 SK443	0.04	82^{+1}_{-1}	104^{+2}_{-22}

Обсуждение результатов и заключение

Для большинства пар астероидов оценки t_r и t_{e2} совпадают в пределах их неопределенностей. Диапазоны возможных значений возраста не пересекаются только у некоторых пар, для которых процент низкоскоростных сближений составляет меньше 1 %. Это означает, что для пар астероидов были найдены такие моменты времени, когда их орбиты наиболее близки друг к другу, и при этом относительные скорости и расстояния между объектами достигают минимальных значений. Неопределенности возрастов пар имеют более широкий диапазон для варианта с положительными значениями негравитационного ускорения, в сравнении в вариантами с нулевыми и отрицательными значениями A_2 .

Пары «Brugmansia – 190603» и «Brugmansia – 218697», испытывают большее количество низкоскоростных сближений при положительном значении негравитационного ускорения A_2 , 41.5 и 67.8 %, соответственно. Для сравнения, при нулевом значении A_2 количество сближений составляет 28.1 и 22.3 %, соответственно. Для пары «Brugmansia–2006 SK443», наоборот, количество сближений при $A_2 = 0$ а. е. сут⁻² больше и составляет 10.2 %. Самым интересным случаем является пара «190603 – 218697», для которой при $A_2 = 0$ а. е. сут⁻² сближения происходят в 99.6 % случаев, при $A_2 = +|A_2|^{\max}$ – в 28.8 %, а при $A_2 = -|A_2|^{\max}$ не обнаружено ни одного события.

Для варианта эволюции семейства, при котором $A_2 = 0$ а. е. сут⁻², оценка возраста пар, в которые входят астероиды 16598, 190603 и 218697, составляет 145 тыс. лет, при $A_2 = +|A_2|^{\max}$ оценка возраста увеличивается и составляет около 300 тыс. лет, при $A_2 = -|A_2|^{\max}$ оценка возраста уменьшается и составляет примерно 100 тыс. лет. Оценки возраста пар, в которых одним из астероидов является недавно обнаруженный 2006 SK443, существенно меньше. Это может означать, что астероид 2006 SK443 отделился от другого члена этого семейства позже того события, в результате которого образовалось семейство Brugmansia.

В дальнейших исследованиях семейства астероидов Brugmansia планируется рассмотреть 9 вариантов эволюции (все возможные комбинации) для каждой пары.

Таблица 5. Оценка возраста пар астероидов внутри семейства Brugmansia; $A_2 = -|A_2|^{\max}$

№	Пара астероидов	Сближения, %	t_r , тыс. лет	t_{e2} , тыс. лет
1	Brugmansia – 190603	15.2	126^{+63}_{-39}	86^{+1}_{-1}
2	Brugmansia – 218697	8.8	139^{+42}_{-44}	98^{+1}_{-5}
3	Brugmansia – 2006 SK443	4.8	139^{+17}_{-46}	74^{+1}_{-1}
4	190603 – 218697	0		200^{+586}_{-2}
5	190603 – 2006 SK443	0.8	122^{+1}_{-1}	61^{+3}_{-1}
6	218697 – 2006 SK443	0.1	115^{+1}_{-1}	9^{+1}_{-1}

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038.

Библиографические ссылки

- [1] *Nesvorný D, Vokrouhlický D.* New candidates for recent asteroid breakups // *Astron. J.* — 2006. — Vol. 132, № 5. — P. 1950.
- [2] *Pravec Petr, Fatka Petr, Vokrouhlický D et al.* Asteroid clusters similar to asteroid pairs // *Icarus.* — 2018. — Vol. 304. — P. 110–126.
- [3] *Vasileva M. A., Kuznetsov E. D.* Age estimation of Brugmansia asteroid family // *Abstract Book. The Thirteenth Moscow Solar System Symposium (13M-S3), 10–14 October 2022. Moscow :* IKI RAS, 2022. — P. 287–288.
- [4] *Kuznetsov ED, Rosaev AE, Plavalova E et al.* A search for young asteroid pairs with close orbits // *Solar System Research.* — 2020. — Vol. 54, № 3. — P. 236–252.
- [5] *Vasileva M. A., Kuznetsov E. D.* Yarkovsky effect: relationship between acceleration A_2 and semi-major axis drift velocity for Main Belt asteroids // *Astronomy at the Epoch of Multimessenger Studies.* — 2022. — P. 262.
- [6] *Pravec P, Fatka P, Vokrouhlický D et al.* Asteroid pairs: A complex picture // *Icarus.* — 2019. — Vol. 333. — P. 429–463.
- [7] *Chambers John E.* A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1999. — Vol. 304, № 4. — P. 793–799.

ИЗМЕНЕНИЕ БЛЕСКА И ЦВЕТА МОЛОДОЙ ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ V645 CYG ПО ДАННЫМ ДОЛГОВРЕМЕННЫХ НАБЛЮЖДЕНИЙ

С. Ю. Горда, А. П. Бисярина, А. М. Соболев

Коуровская астрономическая обсерватория Уральского федерального университета

Приведены результаты 13-летнего (2009—2022) фотометрического исследования блеска молодой переменной звезды V645 Cyg, являющейся объектом Ae/Be Хербига и расположенной в области активного звездообразования. Наблюдения проводились в оптической части спектра в *VRI* фильтрах. За время наблюдений наряду с кратковременными, хаотическими изменениями блеска V645 Cyg небольшой амплитуды было зафиксировано монотонное увеличение общего блеска системы в полосе *V* на $\sim 1^m$, в *R* на $\sim 1.^m4$ и в *I* на $\sim 2^m$, а также увеличение покраснения системы: показатель цвета *V* – *R* увеличился на $\sim 0.3^m$, а *R* – *I* на $\sim 0.6^m$. Монотонные изменения блеска и цвета V645 Cyg интерпретируются в рамках предположения об уменьшении оптической толщины газопылевого кокона в направлении на звезду и увеличения видимости нагретых излучением звезды областей газопылевой оболочки.

CHANGES IN THE BRIGHTNESS AND COLOR OF YOUNG VARIABLE STAR V645 CYG FROM LONG-TERM OBSERVATIONS

S. Yu. Gorda, A. P. Bisyarina, A. M. Sobolev

Kourouka observation of the Ural Federal University

This paper presents the results of a 13-year (2009—2022) photometric study of the brightness of the young variable star V645 Cyg, which is a Herbig Ae/Be object located in a region of active star formation. Observations were carried out in the optical part of the spectrum in *VRI* filters. During the observation period, we found, along with short-term, chaotic changes in the V645 Cyg brightness of small amplitude, a monotonous increase in the total brightness of the system in the *V* band by $\sim 1^m$, in *R* by $\sim 1.^m4$, and in *I* by $\sim 2^m$, as well as an increase in the reddening of the system: color index *V* – *R* increased by $\sim 0.3^m$ and *R* – *I* by $\sim 0.^m6$. The monotonous changes in the brightness and color of V645 Cyg are interpreted as a decrease in the optical depth of the gas-dust cocoon towards the star and relevant increase in the visibility of regions of the star and its immediate vicinity.

Введение

Переменность V645 Cyg была открыта Хоффмейстером, Рольфс и Анертом в 1950 г. [1]. Несмотря на общее мнение, что V645 Cyg — молодой звездный объект, до сих пор нет единого мнения о его физических параметрах. Согласно одному из недавних исследований, V645 Cyg [2] — это молодая массивная звезда главной последовательности В-типа, которая уже прошла стадию протозвездной аккреции и освобождается от своего газопылевого кокона. Такие молодые звездные объекты редки, потому что они довольно массивны и быстро эволюционируют. Они обычно глубоко погружены в пылевую оболочку, и их излучение проявляется себя лишь в инфракрасном диапазоне [3]. V645 Cyg — один из немногих объектов такого класса, видимый в оптике. Одной из причин этого является ориентация плоскости околос звездного диска, практически совпадающая с картинной плоскостью [2, 4].

Исследование изменений блеска V645 Cyg проводилось в основном в ИК-диапазоне. Имеются только два ряда наблюдений в оптическом диапазоне, это самые первые фотографические наблюдения Хофмейстера и др. [1] 50-х гг. прошлого века и Шевченко и др. [5] 1985—2000 гг. В работе Мирошниченко и др. [2] на основе анализа фотометрических данных Шевченко и др. [5], полученных в *UBVR* — фильтрах на Майданакской обсерватории, указывается на возможное наличие 8-летнего периода переменности блеска звезды в оптическом диапазоне со средней амплитудой в цвете $V \sim 0.6^m$ и снижение блеска в инфракрасном диапазоне на временах порядка 20 лет. Поскольку фотометрические наблюдения V645 Cyg в оптическом диапазоне проводились очень редко, а последние из них датируются 2000 г., то проведение новых наблюдений было крайне полезно, хотя бы в плане подтверждения периодического изменения блеска, обнаруженного Мирошниченко и др. [2].

Фотометрия V645 Cyg в Коуровской обсерватории

Фотометрическое исследование переменной V645 Cyg, проводилось в течение 111 ночей с апреля 2009 по декабрь 2018 г. на телескопе-рефлекторе АЗТ-3 ($D = 0.45$ м, $F = 2.0$ м), а с декабря 2018 по апрель 2022 г. — на телескопе AstroSib 500RC ($D = 0.5$ м, $F = 4.0$ м) Коуровской астрономической обсерватории Уральского федерального университета. Наблюдения проводились в фильтрах *VRI*, реализующих систему, близкую к системе Джонсона — Казинса, с использованием ПЗС-камер Alta U6 фирмы Apogee с чипом Kodak KAF-1001E (1024×1024 , 24 мкм) и с 2015 г. PL A230 фирмы FLI с чипом E2V CCD230-42 (2048×2048 , 15 мкм). В качестве звезд сравнения и контрольной звезды в непосредственной близости от переменной были выбраны две звезды UCAC-3-281-203713 ($m_v = 12.60^m$) и UCAC-3-281-203646 ($m_v = 12.22^m$), соответственно.

После проведения фотометрической обработки, включающей в себя операции вычитания темновых кадров, деления на кадры плоского поля и определения блеска звезд методом апертурной фотометрии, было получено 111 усредненных за ночь значений разностей блеска V645 Cyg и звезды сравнения в фильтре *V*, 96 значений в фильтре *R* и 58 значений в фильтре *I*. Размер апертуры выбирался таким образом, чтобы включить в себя все излучение в целом ассоциирующееся с V645 Cyg в данном фильтре (включая видимые диффузные структуры).

Наряду с изменениями блеска V645 Cyg с амплитудами от нескольких сотых до десятых долей звездной величины на интервалах времени от суток до нескольких месяцев, на всем протяжении наших наблюдений, порядка 13 лет, наблюдался систематический рост блеска звезды. За это время среднее значение блеска V645 Cyg в фильтре *V* выросло на $\sim 1.0^m$, в фильтре *R* на $\sim 1.4^m$ и в фильтре *I* на $\sim 2.0^m$. Одновременно с увеличением блеска наблюдалось и покраснение звезды. Так, за весь период наблюдений значение показателя цвета $V - R$ увеличилось на $\sim 0.3^m$, а $R - I$ — на $\sim 0.6^m$. В качестве примера кривые изменения блеска V645 Cyg в фильтре *V* и показателя цвета $V - R$ за весь период наблюдений в Коуровской обсерватории приведены на рис. 1 и 2, соответственно. Изменение блеска в оптическом диапазоне в пределах $\sim 0.5^m$ наблюдалось и ранее в данных, полученных Шевченко и др. [5] (см. работу Мирошниченко и др. [2]). Однако в той же работе отмечается, что показатели цвета $V - R$, а также $B - V$ и $U - B$ оставались стабильным в пределах 0.1^m , что существенно меньше амплитуды изменения значений, полученных по наблюдениям в Коуровской обсерватории. Также нами не было обнаружено какой-либо цикличности в изменениях блеска V645 Cyg, тем более с периодом 8 лет, которая найдена Мирошниченко и др. [2] в наблюдениях Шевченко и др. [5].

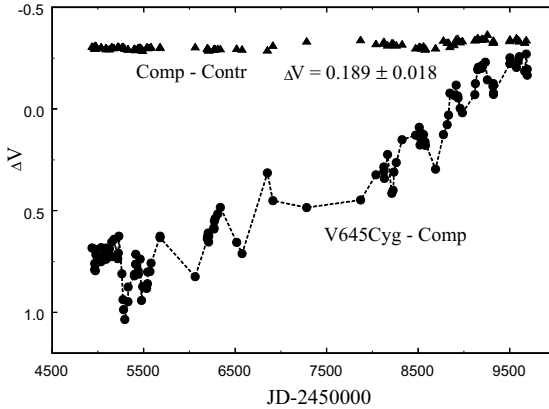


Рис. 1. Кривая изменения блеска V645 Cyg в фильтре V — кружки и разностей блеска звезд сравнения и контрольной — треугольники. В верхней части рисунка приведено усредненное за весь период наблюдений значение разностей блеска звезды сравнения и контрольной звезды, а также значение средней квадратичной ошибки

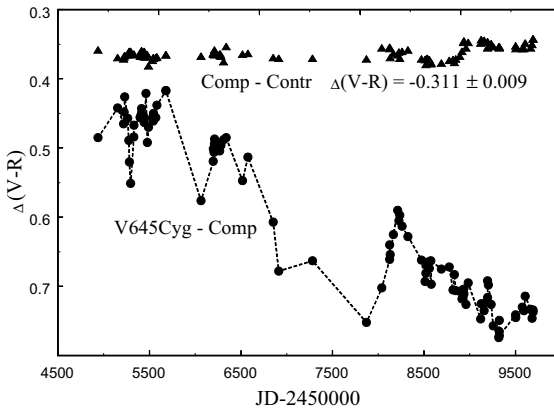


Рис. 2. Кривая изменения разностей показателей цвета $V - R$ V645 Cyg и звезды сравнения. Обозначения те же, что на рис. 1

Заключение

На основе результатов данного ряда наблюдений можно сделать определенные заключения о причинах изменений блеска и цвета V645 Cyg. Так, наблюдаемые изменения излучения и цвета могут быть обусловлены изменением угла наклона плоскости диска за счет прецессионного вращения, в процессе которого горячие структуры во внутренней области диска оказываются в большей степени видны наблюдателю. Другой возможной причиной, объясняющей переменность в оптике может быть дальнейшее рассеивание газопылевого кокона, окружающего звезду, в результате которого излучение из внутренних, нагретых излучением звезды, областей пылевой оболочки становится в большей степени видно наблюдателю. Более подробную информацию можно найти в нашей работе [6].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

Библиографические ссылки

- [1] *Hoffmeister Cuno, Rohlfs Eva, Ahnert Paul.* Die veraenderlichen Sterne der noerdlichen Milchstrasse Teil VI // Veröffentlichungen der Sternwarte Sonneberg. — 1951. — Vol. 5. — P. 413–498.
- [2] *Miroshnichenko A. S., Hofmann K. H., Schertl D. et al.* A new spectroscopic and interferometric study of the young stellar object V645 Cygni // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 498, № 1. — P. 115–126.
- [3] *Zinnecker Hans, Yorke Harold W.* Toward Understanding Massive Star Formation // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 45, № 1. — P. 481–563.
- [4] *Val'ts Irina E., Slysh Viacheslav I., Voronkov Maksim A., Migenes Victor.* A Protoplanetary Disk in V645 Cyg As Seen with H₂O and Methanol Masers // *Exotic Stars as Challenges to Evolution: Astronomical Society of the Pacific Conference Series* / ed. by Christopher A. Tout, Walter van Hamme : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 2002. — Vol. 279. — P. 279.
- [5] *Shevchenko V. S., Grankin K. N., Ibragimov M. A. et al.* Periodic Phenomena in Ae/be Herbig Stars Lightcurves - Part One - Lightcurves Classification and Digital Analysis Methods // *Astrophys. Space. Sci.* — 1993. — Vol. 202, № 1. — P. 121–136.
- [6] *Gorda S. Yu., Bisyarina A. P., Sobolev A. M., Parfenov S. Yu.* Long-term brightness and color variations of the young variable star V645 Cyg // *Peremennye Zvezdy.* — 2022. — Vol. 42, № 11. — P. 87–105.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ ОБЪЕКТОВ ПОЯСА КОЙПЕРА

В. Д. Гусев, Э. Д. Кузнецов
Уральский федеральный университет

Для оценки точности численного интегрирования было выполнено моделирование динамической эволюции группы из 19 объектов, принадлежащих как к классической холодной популяции, так и к резонансной популяции пояса Койпера. Точность интегрирования объектов сильно зависит от характера орбитальной эволюции. Для классических объектов с малыми значениями эксцентриситета точность определения положения на интервалах 10 млн лет составляет около 3000 км. Близость объекта к резонансу или большие значения эксцентриситета могут увеличить ошибку определения положения более, чем на два порядка.

INVESTIGATION OF THE ACCURACY OF MODELING THE MOVEMENT OF KUIPER BELT OBJECTS

V. D. Gusev, E. D. Kuznetsov
Ural Federal University

To assess the accuracy of numerical integration, we simulated the dynamic evolution of a group of 19 objects belonging to both the classical cold population and the resonant population of the Kuiper belt. The accuracy of integration of asteroids strongly depends on the orbital evolution. For classical objects with small eccentricities, the position accuracy in the integration is about 3000 km. The proximity of an asteroid to resonance or large values of eccentricity can increase the position error by more than 2 orders of magnitude.

Введение

Поиск пар транснептуновых объектов (ТНО) на близких орбитах показал, что такие пары принадлежат к динамически холодному населению классического пояса Койпера (см., например, [1, 2]). В [3] на основе моделирования распада двойного объекта были сформулированы условия формирования пары ТНО. При анализе результатов интегрирования в прошлое, одним из критериев формирования пары является уменьшение расстояния между компонентами пары до $1.6 R_h$, где R_h — радиус сферы Хилла самого массивного компонента пары. Чтобы использовать данный критерий, ошибка определения положения при интегрировании не должна быть больше $0.1 R_h$. Как показано в работах [1, 2], радиусы сфер Хилла объектов, входящих в пары ТНО, лежат в пределах 100–1000 тыс. км, тогда необходимая точность определения положения должна быть от 10 до 100 тыс. км. Данная работа посвящена исследованию точности моделирования ТНО и возможности применения упомянутого выше критерия формирования пары.

Описание методики

Численное моделирование движения объектов пояса Койпера выполнялось с помощью пакета `rebund` [4]. Использовался модифицированный интегратор Эверхарта 15-го порядка

№	a , а. е.	e	i , град	ω , град	Ω , град	M , град	ΔR , км
1	43.23	0.096	2.42	147.05	47.54	100.06	$1.3 \cdot 10^{10}$
2	42.21	0.045	3.98	239.25	30.09	114.84	$7.9 \cdot 10^6$
3	41.58	0.048	1.15	99.45	27.97	96.81	$2.1 \cdot 10^9$
4	41.98	0.040	2.72	47.07	67.03	133.67	$2.8 \cdot 10^9$
5	44.62	0.027	0.29	9.52	44.18	25.63	2630
6	42.84	0.043	2.60	154.42	41.43	40.86	$1.2 \cdot 10^5$
7	44.83	0.011	1.36	208.44	23.77	178.49	2615
8	43.49	0.031	2.24	37.42	81.34	154.28	2615
9	43.68	0.007	3.40	105.54	53.59	106.73	$1.4 \cdot 10^6$
10	44.65	0.000	0.53	284.84	83.84	199.12	2598
11	42.93	0.060	1.82	6.18	35.63	148.52	$5.1 \cdot 10^7$
12	44.20	0.060	1.92	262.45	31.73	259.63	2813
13	44.81	0.005	3.78	169.24	81.13	43.85	2603
14	43.37	0.019	2.62	71.91	29.36	232.68	2675
15	42.51	0.011	3.80	25.73	77.14	196.83	2710
16	44.91	0.100	0.29	345.10	24.95	222.93	$3.5 \cdot 10^5$
17	43.79	0.046	2.05	182.26	64.85	101.18	2590
18	43.48	0.010	1.85	316.82	28.22	321.09	2637
19	41.63	0.027	3.71	28.26	83.14	64.52	$1.2 \cdot 10^{10}$

с адаптивным шагом [5]. Учитывались возмущения от 8 планет Солнечной системы и Плутона. Орбиты 19 объектов выбирались случайным образом в диапазонах большой полуоси от 41 до 45 а. е., эксцентриситета от 0 до 0.1 и наклонения i от 0 до 4° . Аргумент перигея ω , долгота восходящего узла Ω и средняя аномалия M варьировались от 0 до 360° . В полученной выборке 18 объектов относятся к классическому населению пояса Койпера и один находится в резонансе среднего движения с Нептуном 7:4.

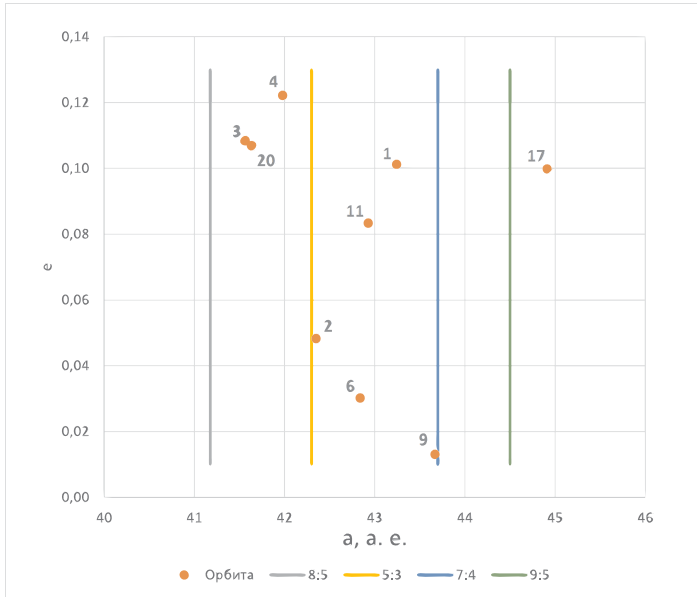
Как видно из данных таблицы, для оценки ошибки положения было выполнено интегрирование уравнений движения в будущее на интервале 10 млн лет, затем обратное интегрирование в прошлое (до момента 0 лет). В таблице приведены начальные значения элементов орбит 19 модельных объектов пояса Койпера и соответствующие им ошибки положения ΔR по результатам моделирования на интервале 10 млн лет. Ошибка положения ΔR определяется как максимальное значение разности радиусов-векторов, полученных на заданный момент времени в результате прямого и обратного интегрирования, на рассматриваемом интервале.

Обсуждение результатов

Как видно из данных таблицы, для 10 объектов ошибка положения ΔR не превышает 3 тыс. км. Это значение можно выбрать в качестве критерия формирования пар возрастом до 10 млн лет в динамически спокойных областях при отсутствии резонансов низких порядков и при сохранении малых значений эксцентриситетов. Для восьми объектов ошибка превышает 100 тыс. км (см. таблицу). Ошибка положения для пяти объектов превышает значение критерия формирования пары ТНО. Анализ эволюции модельных объектов показал, что для объектов, движущихся в окрестности резонансов или испытывающих существенный рост эксцентриситетов орбит, результаты интегрирования вперед и назад во времени, могут существенно различаться, что приводит к большим ошибкам положения.

В работе [6] был выполнен анализ устойчивости орбит транснептунового региона. Ор-

биты с меньшими значениями большой полуоси и большими значениями эксцентриситета, а также орбиты вблизи резонансов среднего движения с Нептуном менее устойчивы. Прохождение объектов через области неустойчивости приводит к существенному росту ошибок. Результаты интегрирований согласуются с этим выводом. Положение объектов на фазовой плоскости «большая полуось a — эксцентриситет e » в моменты быстрого роста ошибки положения ΔR показаны на рисунке.



Распределение объектов на фазовой плоскости «большая полуось a — эксцентриситет e » в моменты быстрого возрастания ошибки положения ΔR . Числами обозначены номера ТНО. Вертикальными линиями показаны области резонансов среднего движения с Нептуном

Большую ошибку положения для восьми объектов можно объяснить прохождением ТНО через зоны неустойчивости. Эксцентриситеты орбит шести объектов (№ 1, № 3, № 4, № 11, № 16 и № 19) увеличиваются до $e = 0.08$ и более. С увеличением эксцентриситета возрастает влияние возмущений от Нептуна, что может приводить к неустойчивости орбит. Объект № 2 проходит в окрестности резонанса среднего движения с Нептуном 5:3, где орбиты неустойчивы. Объект № 9 находится в резонансе среднего движения 7:4 с Нептуном и в ходе эволюции покидает зону резонанса примерно на 500 тыс. лет, попадая в зону неустойчивости. Эксцентриситет орбиты объекта № 6 остается малым, орбита не проходит в окрестности резонансов низких порядков, однако ошибка положения ΔR большая. Причины такого поведения пока не определены.

Среднее значение ошибки положения для динамически спокойных областей составляет $\Delta R = 2655 \pm 68$ км. Такая точность позволяет исследовать эволюцию объектов с радиусом сферы Хилла от 27 000 км, массой от $3.9 \cdot 10^{14}$ — $5.2 \cdot 10^{14}$ кг, или радиус 4 500—5 000 км при плотности $\rho = 1000$ кг/м³ для орбит с большими полуосями a от 41 до 45 а. е. Можно сделать вывод, что точность моделирования динамической эволюции ТНО с помощью пакета rebound позволяет исследовать происхождение пар ТНО.

Заключение

В ходе проведенного исследования получено, что ошибка положения при интегрировании уравнений движения объектов пояса Койпера в динамически спокойных областях на интервале 10 млн лет не превышает 3 тыс. км. Такой точности достаточно для исследования происхождения пар ТНО. Прохождение объекта через зоны неустойчивости, связанные с влиянием резонансов или сближений с Нептуном, может увеличить ошибку положения до значений, при которых критерий формирования пары ТНО не применим. Причину появления большой ошибки положения одного из объектов еще предстоит выяснить. Интервал времени 10 млн лет относительно мал для изучения особенностей формирования пары ТНО. В дальнейшем мы планируем провести исследование точности интегрирования на интервале 100 млн лет.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Программы развития Уральского федерального университета имени первого Президента России Б. Н. Ельцина в соответствии с программой стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

Библиографические ссылки

- [1] *Kuznetsov E. D., Al-Shiblawi O. M., Gusev V. D., Ustinov D. S.* Pairs of Trans-Neptunian Objects with Close Orbits // 52nd Lunar and Planetary Science Conference : Lunar and Planetary Science Conference. — 2021. — P. 1859.
- [2] *Kuznetsov Eduard, Al-Shiblawi Omar, Gusev Vladislav.* Probabilistic evolution of pairs of trans-Neptunian objects in close orbits // IAU Symposium. — 2022. — Vol. 364. — P. 165–170.
- [3] *Гусев В. Д., Кузнецов Э. Д.* Моделирование распада двойных транснептуновых объектов // *Астрономия и исследование космического пространства.* — 2022. — P. 101–104.
- [4] *Rein H., Liu S. F.* REBOUND: an open-source multi-purpose N-body code for collisional dynamics // *Astron. Astrophys.* — 2012. — Vol. 537. — P. A128. 1110.4876.
- [5] *Rein Hanno, Spiegel David S.* IAS15: a fast, adaptive, high-order integrator for gravitational dynamics, accurate to machine precision over a billion orbits // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 446, № 2. — P. 1424–1437. 1409.4779.
- [6] *Muñoz-Gutiérrez Marco A., Peimbert Antonio, Lehner Matthew J., Wang Shiang-Yu.* Long-term Dynamical Stability in the Outer Solar System. I. The Regular and Chaotic Evolution of the 34 Largest Trans-Neptunian Objects // *Astron. J.* — 2021. — Vol. 162, № 4. — P. 164. 2107.00240.

**О ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ РАЗРЕШЕНИЯ
ИЗОБРАЖЕНИЙ МАЛЫХ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ
ПРИ ИХ РАДИОЛОКАЦИОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ
ШИРОКОПОЛОСНЫМИ СИГНАЛАМИ:
ТРЕХМЕРНАЯ КОМПЬЮТЕРНАЯ МОДЕЛЬ АСТЕРОИДА**

З. А. Денисов

Волгоградский государственный университет

В докладе приводятся результаты численного моделирования отражения радиолокационного сигнала от поверхности свободно вращающегося малого небесного тела. Учитывается возможность сложного вращения (кувыркание). Рассматриваются оцифрованные модели поверхности с разным пространственным разрешением (от 1400 до 10^5 точек на всю поверхность). Показано, что вариации ширины доплеровских спектров могут объясняться изменением ориентации мгновенной оси вращения тела. Утверждается, что можно повысить разрешение трехмерного изображения в направлении вдоль луча зрения при использовании широкополосных сигналов. Показана принципиальная возможность повышения разрешения в картинной плоскости за счет построения фазовых изображений с применением технологий зондирования средствами сингулярной оптики (геликоидальные волны).

**ON THE POSSIBILITY OF INCREASING THE RESOLUTION
OF IMAGES OF SMALL CELESTIAL BODIES IN THE PROCESS
OF THEIR RADAR SOUNDING WITH BROADBAND SIGNALS:
A THREE-DIMENSIONAL COMPUTER MODEL OF THE ASTEROID**

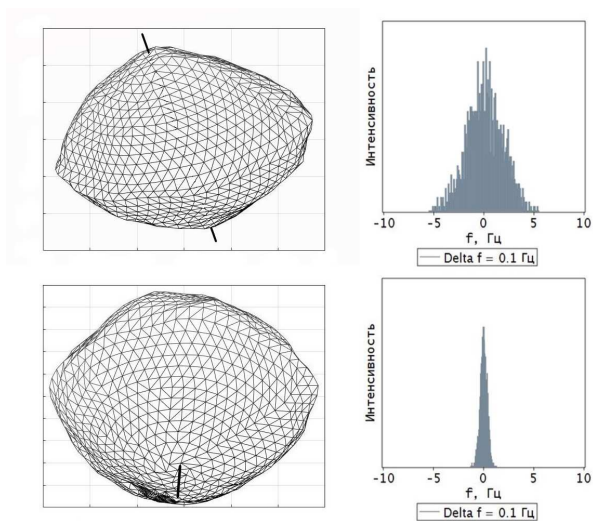
Z. A. Denisov

Volgograd State University

The report presents the results of numerical simulation of the reflection of a radar signal from the surface of a freely rotating small celestial body. The possibility of complex rotation (tumbling) is taken into account. Digitized surface models with different spatial resolutions (from 1400 to 10^5 points for the entire surface) are considered. It is shown that variations in the width of the Doppler spectra can be explained by a change in the orientation of the instantaneous axis of rotation of the body. It is claimed that it is possible to increase the resolution of a 3D image in the direction along the line of sight by using broadband signals. The fundamental possibility of increasing the resolution in the plane of the sky by constructing phase images using sounding technologies using singular optics (helicoidal waves) is shown.

Введение

Одна из важнейших задач, стоящих перед радиолокационной астрономией, — повышение пространственного разрешения изображений удаленных космических объектов при их радиолокационном зондировании с Земли [1]. В настоящее время при зондировании околоземных астероидов достигнуто разрешение в 7.5 м на дальности ~ 7 млн км [2, 3] и 3.75 м на дальности $\lesssim 4$ млн км [4]. Оценки показывают, что при использовании сверхразрешающих сигналов дальность при указанном разрешении может быть увеличена до ~ 200 млн км [5] либо можно потенциально повысить пространственное разрешение на более коротких дистанциях почти на порядок.



Результаты компьютерного моделирования сложно вращающегося астероида с поворачивающейся мгновенной осью вращения. В качестве примера астероида выпуклой формы использована геометрическая модель поверхности астероида Бенну. Различным ракурсам соответствуют различные по ширине доплеровские спектры

Прямая задача радиолокационного зондирования астероида. Компьютерная модель

Для подтверждения возможностей достижения указанного сверхвысокого разрешения требуется выполнение расчетов отражения зондирующего сигнала от поверхности астероида (решение прямой задачи зондирования) и отладка алгоритмов восстановления рельефа поверхности астероида по его радиолокационному портрету (решение обратной задачи зондирования). В настоящей работе выполнено построение доплеровских спектров и радиолокационных портретов вращающегося астероида в трехмерной компьютерной модели астероида в рамках решения прямой задачи зондирования. Использовались модели малых небесных тел принципиально разной геометрии: объект выпуклой формы — на примере цифровой модели астероида Бенну и объект невыпуклой формы — на примере цифровой модели ядра кометы Чурюмова — Герасименко. Тестировались модели с различным пространственным разрешением (1 400, 25 000 и 100 000 вершин в цифровой модели поверхности). Сами модели построены на основе детального картографирования поверхностей данных небесных тел аппаратами OSIRIS-REx и Rosetta и выставлены на сайты лиц, аффилированных с NASA и JPL. Положение тела в пространстве, величина мгновенной угловой скорости и мгновенная ориентация оси вращения рассчитывались путем решения системы уравнений свободно вращающегося асимметричного вольчка с трехосным эллипсоидом инерции. В ходе моделирования продемонстрировано периодическое изменение ширины доплеровского спектра астероида вследствие изменения ориентации его мгновенной оси вращения при сложном вращении (см. рисунок).

Моделирование обратного рассеяния при зондировании астероида геликоидальными волнами

Кроме того, большой интерес у специалистов вызывают возможности повышения разрешения при построении фазовых изображений. Согласно [6] критерий разрешения по Рэлею основан на распределении интенсивности в изображении точечного источника и не может быть буквально распространен на фазовые изображения. Как показано в [6], когерентная фазовая микроскопия позволяет повысить разрешение до 5 раз. Чтобы получить такой эффект в радиолокации, необходимо обеспечить высокую степень когерентности сигнала на больших расстояниях, что технически проблематично на данном уровне развития технологий. В настоящей работе выполнена проверка этого эффекта методом численного моделирования. В качестве зондирующего сигнала использовался вихревой пучок (геликоидальная волна), обладающий орбитальным угловым моментом. Расчет отражения вихревого пучка от поверхности астероида производился для чистого оптического вихря — пучка, радиальное распределение поля в котором задается гипергеометрической функцией. Чистый вихрь имеет более предпочтительные свойства для применения в радиолокации по сравнению с другими типами пучков (бесселевы, гауссовы и тому подобное) — его пятно убывает с расстоянием z от источника поля как \sqrt{z} [7], что гораздо медленнее, чем расширение пучка в оптике ($\sim z$) или такое же растяжение ($\sim z$) импульса за счет дисперсии среды в радиолокации.

В радиодиапазоне использование вихревых пучков может дать эффект при зондировании целей сложной формы. В перспективе следует ожидать повышения разрешения в плоскости, перпендикулярной направлению излучения, а также повышения отношения сигнал-шум при измерении параметров отраженного сигнала. Автору неизвестно, используется ли в настоящее время в радиолокационной астрономии зондирование геликоидальными сигналами. Из-за гораздо большей длины волны в радиодиапазоне создание пространственных модуляторов электромагнитного излучения (вихревых масок или транспарантов) для генерации многомодовых вихревых пучков затруднительно по сравнению с оптическим диапазоном, однако есть сообщения о создании прототипов таких радиоантенн [8].

Аппроксимационные функции обратного рассеяния для астероидов

Проведен анализ соответствия наблюдательных данных для реальных альbedo малых небесных тел альbedo, рассчитываемому по различным теоретическим моделям функции обратного рассеяния [9]. В [9] приведены наблюдательные данные зависимости альbedo астероида 1998 CS₁ от угла рассеяния и их аппроксимация пятью различными аппроксимирующими функциями. Утверждается, что наилучшей по методу наименьших квадратов является аппроксимация распределением Хэгфорса, однако степень точности аппроксимации в числовой мере не указана. По массиву наблюдательных данных [9] нами проведена оценка величины относительной невязки для всех пяти аппроксимаций. Результаты приведены в таблице. Действительно, распределение Хэгфорса демонстрирует наименьшую невязку, при этом показано, что одна из самых простых и часто используемых в моделировании функций обратного рассеяния — степенная зависимость от косинуса угла рассеяния [10], демонстрирует высокую точность аппроксимации наблюдательных данных и может применяться в компьютерном моделировании.

Название функции	Значение невязки
Косинус в степени n , $1 \leq n \leq 2$	0.0342
Экспоненциальная функция	0.0963
Распределение Гаусса	0.0642
Распределение Хэгфорса	0.0273
Распределение Брэгга	0.0665

Библиографические ссылки

- [1] *Ostro S. J., Hudson R. S., Benner L. A. M. et al.* Asteroid Radar Astronomy // Asteroids III. — 2002. — P. 151–168.
- [2] *Marshall Sean E., Howell Ellen S., Brozović Marina et al.* Potentially Hazardous Asteroid (85989) 1999 JD6: Radar, Infrared, and Lightcurve Observations and a Preliminary Shape Model // AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #47 : AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts. — 2015. — Vol. 47. — P. 204.09.
- [3] *Taylor P. A., Richardson J. E., Rivera-Valentin E. G. et al.* Radar Observations of Near-Earth Asteroids from Arecibo and Goldstone // 47th Annual Lunar and Planetary Science Conference : Lunar and Planetary Science Conference. — 2016. — P. 2772.
- [4] *Brozović Marina, Benner Lance A. M., Busch Michael W. et al.* Recent Goldstone radar observations of selected near-Earth asteroids less than 140 m in diameter // Asteroids: New Observations, New Models / ed. by S. R. Chesley, A. Morbidelli, R. Jedicke, D. Farnocchia. — 2016. — Vol. 318. — P. 160–169.
- [5] *Захарченко В. Д., Коваленко И. Г., Пак О. В., Рыжков В. Ю.* Фундаментальные ограничения по когерентности зондирующих сигналов в задаче достижения максимальных разрешения и дальности при стробоскопической локации астероидов // Космич. исслед. — 2018. — Т. 56, № 3. — С. 209–217.
- [6] *Тычинский В. П.* Сверхразрешение и сингулярности в фазовых изображениях // УФН. — 2008. — Т. 178, № 11. — С. 1205–1214.
- [7] *Котляр А. В., Ковалев А. А., Хонина С. Н.* Вращающиеся вихревые лазерные пучки. — М. : Физматлит, 2021. — 240 с.
- [8] *Yu, S., Li, L., Shi, G. et al.* Generating multiple orbital angular momentum vortex beams using a metasurface in radio frequency domain // Appl. Phys. Lett. — 2016. — Vol. 108, id 241901.
- [9] *Zambrano-Marin Luisa F., Virkki Anne K., Marshall Sean E., Rivera-Valentin Edgard G.* Scattering functions fits for Arecibo Observatory Planetary Radar data // EPSC-DPS Joint Meeting 2019. — 2019. — Vol. 2019. — P. EPSC-DPS2019-1077.
- [10] *Зайцев А. Л.* Радиолокационные исследования астероидов, сближающихся с Землей : дис. ... д-ра физ.-мат. наук. — Фрязино, 1997. — 70 с.

ОБ ОДНОМ СЦЕНАРИИ ОБРАЗОВАНИЯ ЛУНЫ

Г. Н. Дремова¹, В. В. Дремов¹, А. В. Тутуков²
¹РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, ²Институт астрономии РАН

Рассматривается задача гравитационного захвата околосолнечной Луны как возможный вариант образования спутника Земли. В модели трех тел (Солнце, Земля, Луна) производится отбор кривых сближений Луны и Земли, допускающих пересечение сферы Хилла Земли. Такие варианты повторяются в модели N -тел для оценки влияния приливных сил на перекачку орбитального момента Луны (P_{orb}^M) относительно Земли в ее собственный ($P_s^M \sim 10^{-6}P_{orb}^M$), что не приводит к захвату в короткой шкале времени ~ 100 лет. Как показывает моделирование, захват Луны за одно сближение реализуется при учете небольшого ($\approx 0.05\%$ от орбитальной скорости Луны) ее «притормаживания» за счет, например, столкновения с астероидом.

ON THE SCENARIO OF THE MOON FORMATION

G. N. Dryomova¹, V. V. Dryomov¹, A. V. Tutukov²
¹RFNC-VNIITF, Snezhinsk, ²INASAN, Moscow

The problem of gravitational capture of the Moon as near-sun planet is considered as a possible variant of the formation of the Earth satellite. In the model of three bodies (Sun, Earth, Moon), the Moon and Earth approaching trajectories are selected, allowing the intersection of the Earth's Hill sphere. Such variants are repeated in the N -body model to assess the effect of tidal forces on the transfer of the orbital moment of the Moon (P_{orb}^M) relative to the Earth into its own ($P_s^M \sim 10^{-6}P_{orb}^M$), which does not lead to capture in a short timescale ~ 100 years. It was shown that the capture of the Moon in one approach is realized if one takes into account a small ($\approx 0.05\%$ of the orbital velocity of the Moon) “braking” due, for example, to a collision with an asteroid.

Введение

Космические обсерватории нового поколения (Kepler, Spitzer, TESS, Cheops и др.) уже открыли тысячи экзопланет, подтвердив теоретический прогноз их частоты встречаемости [1]. Современные высокотехнологичные наблюдения позволили обнаружить десятки спутников планет-гигантов, продемонстрировав универсальность гравитационной неустойчивости на разных масштабах. Все эти спутники маломассивные ($< 10^{-3}$ от массы планеты), включая спутники Марса. Получается парадокс в отношении происхождения Луны, соразмерной с Землей, что может указывать на случайный характер события, например захват. Есть еще пример «сдвоенной» системы — Плутон — Харон, с отношением масс 0.1, находящейся на границе пояса Койпера — Эджворта, где процесс планетной сборки продолжается, и потому вопрос устойчивости стадии двойной планеты открыт. В пользу захвата Луны с ее некогда самостоятельной околосолнечной орбитой говорят три факта: заметный ($\sim 80\%$) вклад Луны в угловой момент системы Земля — Луна, вдвое большая сила притяжения со стороны Солнца, чем Земли и нахождение Луны на границе Роша Земли.

Возможные сценарии образования пары Земля — Луна

- срыв сгустка с быстро вращающейся молодой расплавленной Земли, из которого потом образуется Луна (сценарий Эразма и Георга Дарвиновых [2]);
- независимое образование Земли и Луны с последующим захватом Луны (See, 1909 [3]);
- мегаимпакт — столкновение с астероидом или планетой (Рускол, 1960 [4], Alfvén и Arrhenius, 1972 [5], Сапур, 2019 [6]);
- столкновительная аккумуляция твердых тел в околопланетном диске, собирающихся в двойную планету (Schmidt, 1957 [7], Alfvén, 1971 [8], Горькавый и Тайдакова, 1995 [9]).

Принимая во внимание «изотопный кризис» модели мегаимпакта, мы моделируем второй сценарий — с гравитационным захватом Луны, полагая, что сходство химии Луны и Земли может быть следствием близости исходных зон их формирования в околосолнечном диске, тем более что захват с точки зрения фазового объема может оказаться более вероятным.

Результаты моделирования

Гравитационный захват Луны моделировался в задаче трех тел для большого числа случайных околосолнечных орбит, близких к земной, и пересекающих сферу Хилла Земли. На левом графике рис. 1 показаны кривые сближения Земли и Луны на интервале 80 оборотов Земли вокруг Солнца для вариантов начальной большой полуоси околосолнечной орбиты Луны $a_M = 163.9$ – 145.6 млн км. На правом графике рис. 1 показана область захвата Луны с околосолнечной внутренней орбиты с $a_M = 145.6$ млн км в зону Хилла Земли, в которой Луна делает 14 оборотов и уходит на внешнюю околосолнечную орбиту.

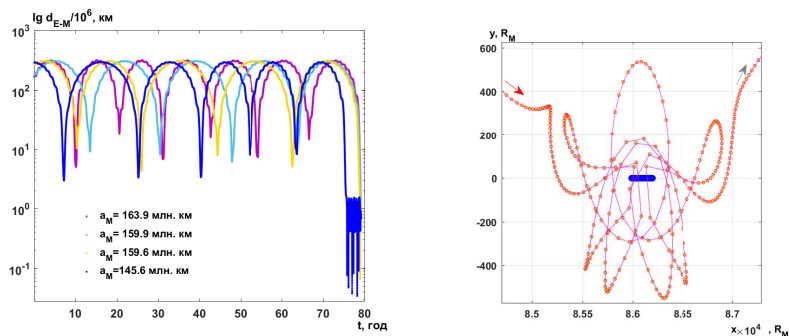


Рис. 1. Слева: кривые сближения Луны и Земли в зависимости от a_M ; справа: область захвата Луны с околосолнечной внутренней орбиты с $a_M = 145.6$ млн км с демонстрацией 14 оборотов вокруг Земли; красная и серая стрелочки — вход и выход из зоны захвата

Вариант с $a_M = 145.6$ млн км был повторен в режиме обратного интегрирования. Траектории Луны, полученные в расчетах прямого и обратного интегрирования в задаче трех тел совпадают (левый график рис. 2), демонстрируя надежность численной схемы интегрирования (Верлетта, Вейса, 1972 [10]). Для анализа орбитальной эволюции Луны с момента входа ее в сферу Хилла Земли использовалась модель N тел: Луна описывается набором гравитационно связанных частиц одной массы ($N = 3583$), Земля и Солнце — точечные

объекты. Интересно провести сравнение расчетов с обратным интегрированием в постановках задачи трех и N -тел. Хорошо видно (правый график рис. 2) совпадение кривых сближения Луны и Земли на первых десяти оборотах Луны вокруг Земли, после чего расхождение нарастает: в задаче N -тел Луна раньше на оборот уходит на околосолнечную орбиту. Чтобы понять, как «задержать» Луну в зоне захвата, необходимо проанализировать интенсивность перекачки ее орбитального углового момента в собственный. Модель N -тел позволяет оценить приобретенную угловую скорость собственного вращения Луны, которая варьирует в диапазоне $\sim 2.25 \cdot 10^{-7} - 1.2 \cdot 10^{-6}$ оборотов в секунду, что сравнимо с ее нынешней скоростью. Захват Луны с таким низким темпом перекачки может реализоваться за миллионы лет.

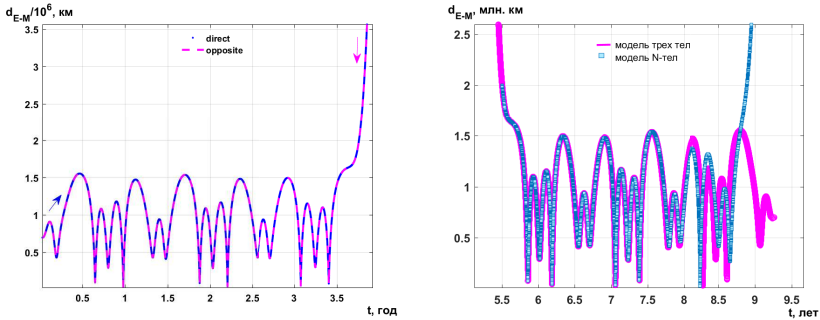


Рис. 2. Вариант $a_M = 7 \cdot 10^5$ км. Слева: сравнение кривых сближения Луны с Землей как функции времени для прямого (синий) и обратного (пурпурный) интегрирования. Справа: сравнение расчетов методом обратного интегрирования в задачи трех- и N -тел

В короткой шкале времени ~ 100 лет захват может произойти при условии слабого столкновения, которое в моделировании можно имитировать искусственным притормаживанием Луны: в первый момент наибольшего сближения с Землей, например уменьшить полную скорость Луны на доли процента 2–0.01 % (рис. 3). В вариантах с притормаживанием 2–0.05 % происходит захват Луны. С уменьшением эффекта притормаживания орбита Луны вокруг Земли становится более вытянутой — апогей увеличивается от 143 000 до 1 200 000 км, а перигей уменьшается от 75 000 до 45 000 км. При изменении полной скорости Луны менее чем на 0.05 %, Луна после нескольких сближений с Землей уходит на околосолнечную орбиту.

Заключение

Таким образом, параметрический подбор околосолнечной орбиты Луны позволяет реализовать ситуацию гравитационного захвата Луны, но не удержать ее в статусе спутника. Необходимо создать легкое притормаживание Луны, порядка сотых долей процента от ее полной орбитальной скорости. Такое событие возможно в результате столкновения с астероидом, размер которого должен быть десятки километров, как это следует из закона сохранения импульса. Поэтому концепция прямого (без притормаживания) захвата Луны требует продолжения поиска параметрического «окна» для захвата, чем далеко не исчерпывается загадка происхождения Луны.

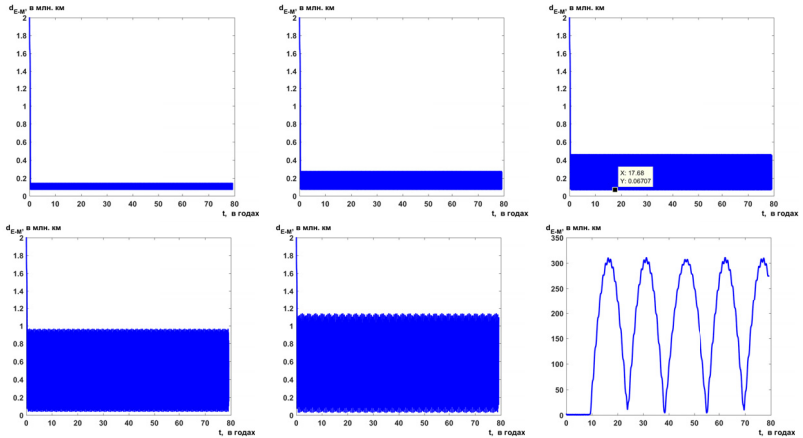


Рис. 3. Расчеты в постановке задачи трех тел с $a_M = 145.6$ млн км с притормаживанием Луны на 2, 1, 0.5, 0.1, 0.05, 0.01 % от ее полной скорости (графики слева направо)

Библиографические ссылки

- [1] *Tutukov A. V.* Stars and planetary systems // *Астрон. журнал.* — 1987. — Vol. 64. — P. 1264–1268.
- [2] *Darwin G.* Tidal Friction and the Evolution of a Satellite // *Nature.* — 1886. — Vol. 34. — P. 287–288.
- [3] *See T. J. J.* Origin of the lunar terrestrial system by capture... // *Astronomische Nachrichten.* — 1909. — Vol. 181. — P. 365–386.
- [4] *Ruskol E.* The Origin of the Moon. I. Formation of a Swarm of Bodies Around the Earth // *Soviet Astronomy.* — 1961. — Vol. 4. — P. 657–667.
- [5] *Arrhenius G., Alfvén H.* Asteroidal Theories and Experiments // *Physical Studies of Minor Planets, Proceedings of IAU Colloq. 12.* — 1971. — Vol. 267. — P. 213–223.
- [6] *Canup R.* Lunar origin by giant impact: an evolving legacy of Apollo // *LPI Contrib.* — 2019. — № 2132.
- [7] *Шмидт О. Ю.* Четыре лекциио теории происхождения Земли. — М. : Изд-во АН СССР, 1957. — 140 с.
- [8] *Alfvén H.* Motion of Small Particles in the Solar System // *Physical Studies of Minor Planets, Proceedings of IAU Colloq. 12.* — 1971. — Vol. 267. — P. 315–317.
- [9] *Gorkavyy N., T. Taidakova.* A model for the formation of the satellite systems of Jupiter, Saturn, and Neptune // *Astronomy Letters.* — 1995. — Vol. 21. — P. 846–851.
- [10] *Verlet L., Weis J. J.* Equilibrium Theory of Simple Liquids // *Phys. Rev.* — 1972. — Vol. 5. — P. 939–952.

ЗАВИСИМОСТЬ ТЕМПА УБЫЛИ НАСЕЛЕНИЯ АСЗ ОТ ОРБИТАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Р. В. Золотарёв, Б. М. Шустов
Институт астрономии РАН

В работе проводится численное моделирование динамической эволюции населения АСЗ на время 20 млн лет. В результате получено характерное время убыли населения АСЗ для различных областей пространства орбит, а также рассмотрены различные каналы убыли АСЗ.

DEPENDENCE ON ORBITAL PARAMETERS FOR NEA DEPLETION RATE

R. V. Zolotarev, B. M. Shustov
Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences

A numerical simulation of the dynamical evolution of the NEA population is made. Dependence of NEA depletion rate on orbit parameters is obtained. Different channels of the NEA depletion are considered.

Введение

Изучение объектов, сближающихся с Землей является важной задачей в контексте вопросов астероидно-кометной опасности, а также изучения Солнечной системы. Согласно определению, астероиды, сближающиеся с Землей (АСЗ), — это астероиды с перигелийным расстоянием $q < 1.3$ а. е. АСЗ являются подклассом более общего класса объектов, сближающихся с Землей (ОСЗ), куда, помимо астероидов, входят еще и кометы с перигелийным расстоянием $q < 1.3$ а. е., однако комет существенно меньше, чем астероидов.

Одной из особенностей динамической истории текущего населения АСЗ является тот факт, что численность населения АСЗ на протяжении последних 2–3 млрд лет оставалась неизменной. Об этом свидетельствуют исследования процесса ударного кратерообразования на Луне [1]. С другой стороны, оценки динамической шкалы существования населения АСЗ дают существенно меньшее время, до нескольких десятков млн лет (см., например, обзор в [2]). Для характеристики динамической шкалы можно использовать время, за которое текущее число астероидов значительно уменьшится. В нашей работе мы используем медианное время t_{NEA} , т. е. время, за которое число астероидов уменьшается вдвое. В работе [2] было показано, что для населения АСЗ t_{NEA} составляет порядка 3 млн лет, а также было замечено на качественном уровне, что эта величина сильно зависит от значений большой полуоси и эксцентриситета орбит астероидов. В данной работе этот вопрос исследуется детально на количественном уровне.

Методика

Для оценки времени жизни АСЗ рассматривается динамическая эволюция фиксированного населения АСЗ с «выключенными» источниками пополнения и вычисляется t_{NEA} в различных регионах пространства орбит $a - e - i$. Технически это реализуется следующим образом. Из каталога Центра малых планет [3] были выбраны АСЗ с абсолютной

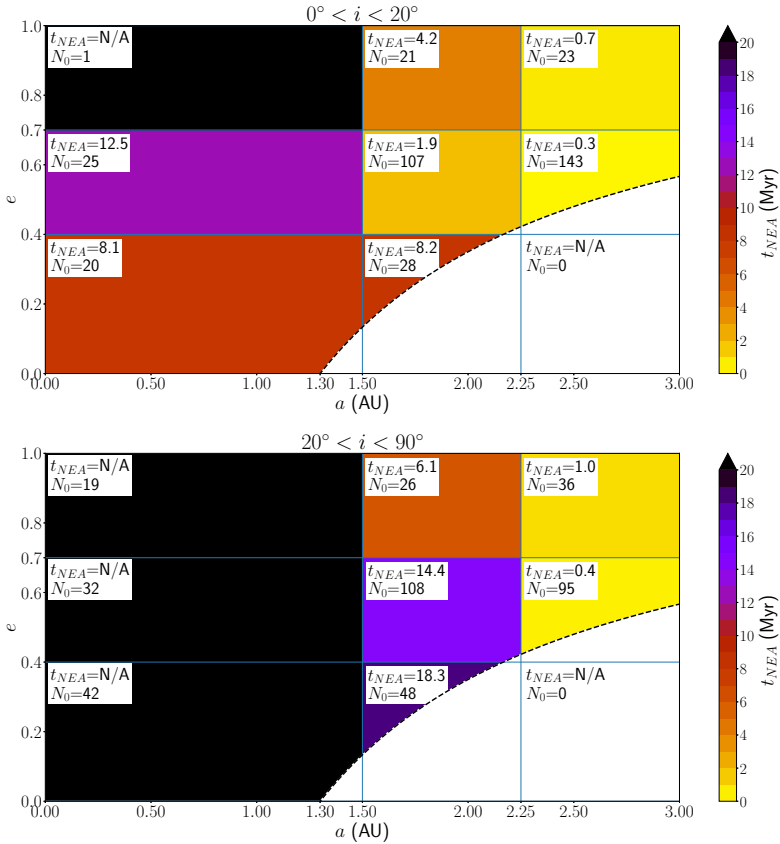


Рис. 1. Зависимость $t_{NEA}(a, e, i)$ в выделенных ячейках области орбитальных параметров населения АСЗ. Цветом и текстом указано время t_{NEA} (в млн лет) и количество астероидов в начальный момент времени N_0 . В зонах, окрашенных черным цветом, $t_{NEA} > 20$ млн лет. Пунктирная линия обозначает границу АСЗ $q = 1.3$ а. е.

астероидной звездной величиной $H < 17.7$, такое значение H соответствует размеру более примерно 1 км. Таких астероидов нашлось 825. Выборка из АСЗ размером более 1 км может считаться достаточно полной (см. обзор в [2]). Далее производилось интегрирование движения выбранных астероидов на 20 млн лет при помощи программного комплекса REBOUND с использованием гибридной схемы MERCURIUS [4]. В модели учитывалось гравитационное поле Солнца и планет, в то время как астероиды считались как безмассовые частицы, такое допущение вполне уместно, учитывая соотношение масс астероидов и планет. Также в модели учитывалась возможность столкновения астероидов с Солнцем и планетами, при этом в качестве сечения брались геометрические размеры объектов, но астероиды считались точками. Для астероида, испытавшего столкновение, интегрирование прекращалось.

Для изучения зависимости t_{NEA} от времени вся область орбитальных параметров $a - e - i$ была разбита на ячейки, границами для которых были значения $a = (0.0, 1.5, 2.25, 3.0)$ а. е., $e = (0.0, 0.4, 0.7, 1.0)$ и $i = (0, 20, 90^\circ)$. Граничные значения выбирались так, чтобы в каждую ячейку попало достаточное количество астероидов в начальный момент времени. Для каждой из ячеек прослеживалась эволюция отношения $N(t)/N_0$, где N_0 — число астероидов в ячейке в начальный момент времени, $N(t)$ — число астероидов в ячейке в момент времени t . Время, когда отношение становится равным 0.5, соответствует t_{NEA} .

Для того чтобы лучше изучить роль сближений с планетами в ходе эволюции, в модели отслеживались количество сближений астероидов для различных в разных областях пространства орбит $a - e$. Под сближением здесь понимается сближение астероида с какой-либо из планет на расстояние, соответствующее трем радиусам сферы Хилла $r_H = a_P \sqrt[3]{m_P/(m_P + M_\odot)}$ для данной планеты P . Также в модели отслеживалась статистика ухода АСЗ по различным каналам (выход из области определения АСЗ, столкновения, выброс из Солнечной системы).

Результаты

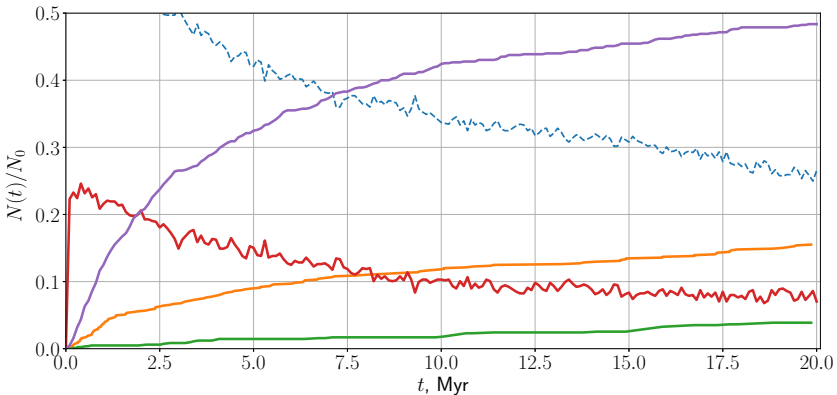


Рис. 2. Зависимость от времени количества АСЗ $N(t)$ относительно начального количества N_0 , покидающих население АСЗ. Фиолетовая линия — доля АСЗ, выброшенных из Солнечной системы на момент времени t ; зеленая линия — доля АСЗ, испытавших столкновения с планетами; оранжевая — доля АСЗ, столкнувшихся с Солнцем; красная — доля АСЗ, оставшихся в Солнечной системе, но вышедших из области определения АСЗ. Штриховая линия — доля оставшихся АСЗ в модели

На рис. 1 представлена зависимость характерного времени убыли t_{NEA} для различных областей пространства орбитальных параметров $a - e - i$. На рисунке видно, что значения t_{NEA} заметно выше для АСЗ, орбиты которых изначально имели большие значения наклона. Качественно это можно объяснить тем, что астероиды на этих орбитах (при прочих равных параметрах) имеют меньше тесных сближений с планетами. Также заметно, что при больших значениях a и e значения t_{NEA} заметно уменьшаются. Учет информации о

сближениях говорит о том, что сближений в этих областях существенно больше (см. подробнее [5]). Это как раз обусловлено тем, что на таких орбитах происходит больше сближений с самым мощным возмущающим телом — Юпитером.

На основе результатов численного расчета также была изучена зависимость темпа ухода АСЗ от времени для различных каналов ухода. На рис. 2 показана зависимость от времени количества АСЗ $N(t)$ относительно начального N_0 , покидающих население АСЗ различными способами. Со временем относительное распределение по каналам убыли меняется, но количество безвозвратно ушедших астероидов (испытавших столкновение или выброшенных из Солнечной системы) монотонно растет. Значительная доля столкновений приходится на столкновения с Солнцем, что отмечалось также в работе [6].

Заключение

В работе количественно исследована зависимость темпа убыли АСЗ от положения астероидов в пространстве элементов орбит, получены оценки для характерного времени убыли. Рассмотрены основные каналы убыли АСЗ. Полученные результаты могут быть полезны в дальнейшем при исследовании механизмов пополнения населения АСЗ.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-12-00115

Библиографические ссылки

- [1] *Neukum G., Ivanov B. A., Hartmann W. K.* Cratering Records in the Inner Solar System in Relation to the Lunar Reference System // Chronology and Evolution of Mars. Series: Space Sciences Series of ISSI / ed. by Reinald Kallenbach, Johannes Geiss, William K. Hartmann. — 2001. — Vol. 12. — P. 55–86.
- [2] *Zolotarev R. V., Shustov B. M.* On the Dynamic Evolution of the Population of Near-Earth Asteroids // Astronomy Reports. — 2021. — Vol. 65, № 6. — P. 518–527.
- [3] IAU Minor Planet Center. URL: <https://www.minorplanetcenter.net/data>.
- [4] *Rein Hanno, Hernandez David M., Tamayo Daniel et al.* Hybrid symplectic integrators for planetary dynamics // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2019. — Vol. 485, № 4. — P. 5490–5497. 1903.04972.
- [5] *Zolotarev R. V., Shustov B. M.* Dynamic scale of NEAs: dependence on orbital parameters // INASAN Science Reports. — 2022. — Vol. 7. — P. 23–29.
- [6] *Farinella Paolo, Froeschlé Christiane, Froeschlé Claude et al.* Asteroids falling into the Sun // Nature. — 1994. — Vol. 371, № 6495. — P. 314–317.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ НА ГЕТЕРОГЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ

Г. С. Жуклевич, А. Б. Островский, А. И. Васюнин

Уральский федеральный университет

В работе представлена модель химической эволюции на неоднородной по свойствам поверхности пылевой частицы межзвездной среды в рамках подхода балансных уравнений. Неоднородность свойств поверхности рассматривается в смысле различия энергии десорбции и диффузии для различных частей поверхности.

MODELING OF CHEMICAL EVOLUTION ON HETEROGENEOUS DUST PARTICLE

G. S. Zhuklevich, A. B. Ostrovskii, A. I. Vasyunin

Ural Federal University

The paper presents a model of chemical evolution on an inhomogeneous properties of the surface of a dust particle of the interstellar medium by using rate equations method. Inhomogeneity of surface properties changes in the difference between the energy of desorption and diffusion to different areas of the surface.

Лабораторные исследования особенностей поверхностной химии указывают на то, что процессы диффузии и десорбции на пылевых частицах зависят от состава поверхности (мантии) пылевой частицы (например [1]). Базовый вариант метода балансных уравнений не включает в себя учет различия физических свойств поверхности для процессов десорбции, адсорбции, диффузии. Реальная пыль в межзвездной среде обладает сложной структурой ядра и мантии. В холодных областях на поверхность пылинки вымерзают льды, энергия связи с которыми для молекул может отличаться от энергии связи с ядром пылинки. Моделирование указывает на возможность покрытия значимой доли поверхности слоями обильных молекул (H_2 , CO, CO_2).

Мы представляем модель, реализованную в рамках метода балансных уравнений, которая позволяет произвольно задавать долю поверхности пылинки, на которой энергия связи отличается от базовой энергии связи ядра.

Базовая модель с однородной по свойствам поверхностью пылинки

Мы приводим описание ряда параметров исходной однородной модели, которые требуют изменения при учете неоднородностей свойств поверхности. Полное число точек прилипания на всей поверхности пылинки есть

$$n_{site} = 4\pi r_g^2 S_d, \quad (1)$$

где r_g — радиус пылинки в см; S_d — плотность числа точек прилипания специ к поверхности — $1.5 \cdot 10^{15}$, cm^{-2} . Доля занятой площади поверхности

$$cov = \frac{\sum_i n_i^s}{n_{site}}, \quad (2)$$

где n_i^s — количество частиц сорта i в расчете на одну пылинку. Полное число частиц в поверхности и балке (мантии), соответственно

$$smol = \sum_i n_i^s, \quad bmol = \sum_i n_i^b. \quad (3)$$

Общая скорость переноса спещий $dtran$ на поверхности определяется как

$$dtran = \sum_i \frac{dn_i^s}{dt}, \quad (4)$$

$dtran$ есть полная скорость изменения числа частиц на поверхности за счет химических реакций, аккреции и десорбции [2].

Полная скорость переноса может быть как положительной, так и отрицательной. Положительная скорость означает приток спещий на пылинке, тогда как отрицательная — потерю. Темп переноса $transit_i$ спещии i определяется так:

$$transit_i^{s,b} = dtran \frac{n_i^{s,b}}{n_{sites} * n_{smnl}}, \quad (5)$$

где n_{smnl} — число мономолекулярных слоев для поверхности (обычно 1–4).

В случае $dtran \geq 0$ количество молекул в поверхности увеличивается, то скорость изменения числа спещий i корректируется с учетом $transit_i$

$$\frac{dn_i^s}{dt} = \frac{dn_i^s}{dt} - transit_i, \quad \frac{dn_i^b}{dt} = \frac{dn_i^b}{dt} + transit_i, \quad (6)$$

где n_i^b — число спещий i в балке; $\frac{dn_i}{dt}$ — скорость изменения количества частиц спещии i в мантии на поверхности с индексами b и s соответственно.

Если $dtran$ отрицательно, то поверхность истончается. В случае непустого балка ($bmol > 0$) $transit_i$ определяется как

$$transit_i = dtran \frac{n_i^b}{bmol} \min \left(1, \frac{smol}{bmol} \right), \quad (7)$$

где последний множитель ограничивает скорость переноса, если общее число частиц в балке невелико. Если $bmol = 0$, то скорость изменения спещий определяется как (6).

Модель также учитывает диффузионные переносы частиц между поверхностью и балком в соответствии с [2]. Для моделирования химических процессов используется код MONACO, описанный в [3].

Модификация метода балансных уравнений

Пусть p — доля площади полной поверхности с определенными свойствами диффузии и десорбции. Тогда долю поверхности с измененными свойствами диффузии и десорбции обозначим как $1 - p$. Покрытие cov этих поверхностей определенной спещией i определяется как

$$cov^{s1} = \frac{\sum_i n_i^{s1}}{p * n_{site}}, \quad cov^{s2} = \frac{\sum_i n_i^{s2}}{(1 - p) * n_{site}}, \quad (8)$$

где s_1 и s_2 — первая и вторая поверхности соответственно. Полное число спещий на определенной поверхности пылинки определяется как

$$smol^{s1} = \sum_{s1} n_i^{s1}, \quad smol^{s2} = \sum_{s2} n_i^{s2}, \quad (9)$$

а общее число всех спещий

$$smol = smol^{s1} + smol^{s2}. \quad (10)$$

Общий темп переноса $dtran$ вследствие диффузии, десорбции и заполнения слоев поверхности

$$dtran^{s1} = \sum_{s1} \frac{dn_i^{s1}}{dt}, \quad dtran^{s2} = \sum_{s2} \frac{dn_i^{s2}}{dt}. \quad (11)$$

Для модификации величины $tran_i$ необходимо определить количество частиц единого балка ($bmol^{s1}$ и $bmol^{s2}$), участвующих в переходах в первую и вторую поверхности соответственно.

Поскольку это количество частиц пропорционально скорости изменения числа частиц в поверхности $s1$ и $s2$, то $bmol^{s1} \sim dtran^{s1}$, $bmol^{s2} \sim dtran^{s2}$. $bmol^{s1}$ и $bmol^{s2}$ можно получить через долю частиц общего для двух поверхностей балка $bmol$, которая участвует в переносе частиц в первую и вторую поверхность. Тогда, учитывая, что $bmol = bmol^{s1} + bmol^{s2}$ и $bmol^{s1} \sim dtran^{s1} * bmol$, $bmol^{s2} \sim dtran^{s2} * bmol$, получим

$$bmol^{s1} = \frac{dtran^{s1}}{dtran^{s1} + dtran^{s2}} bmol, \quad bmol^{s2} = \frac{dtran^{s2}}{dtran^{s1} + dtran^{s2}} bmol. \quad (12)$$

Отметим, что $dtran^{s1}$ и $dtran^{s2}$ могут быть как положительными, так и отрицательными, в связи с чем появляется 4 варианта расчета $bmol^{s1}$ и $bmol^{s2}$:

1. Если $dtran^{s1} < 0$ (перенос спещии из балка на первую поверхность) $bmol^{s1} = bmol$, если $dtran^{s2} \geq 0$.
2. Иначе $bmol^{s1} \geq 0$ рассчитывается согласно (12).
3. Если $dtran^{s2} < 0$ (спещии переносятся из балка на вторую поверхность), $bmol^{s2} = bmol$, если $dtran^{s1} < 0$.
4. Иначе $bmol^{s2}$ рассчитывается согласно (12).

Скорости переноса ($transit_i^{s1}$ и $transit_i^{s2}$) спещий i считаются как

$$transit_i^{s1} = dtran^{s1} \frac{n_i^{s1}}{p * n_{site} n_{smnl}}, \quad transit_i^{s2} = dtran^{s2} \frac{n_i^{s2}}{q * n_{site} n_{smnl}}. \quad (13)$$

Спещии переносятся из балка на поверхность, если знак $dtran^{s1}$ или $dtran^{s2}$ отрицательный. Скорость переноса в этом случае считается как

$$transit_i^{s1} = n_i^b \frac{dtran^{s1}}{dtran^{s1} + dtran^{s2}} dtran^{s1} \frac{\min\left(1, \frac{smol^{s1}}{bmol^{s1}}\right)}{smol^{s1}}; \quad (14)$$

$$transit_i^{s2} = n_i^b \frac{dtran^{s2}}{dtran^{s1} + dtran^{s2}} dtran^{s2} \frac{\min\left(1, \frac{smol^{s2}}{bmol^{s2}}\right)}{smol^{s1}}. \quad (15)$$

Число спещий в балке, участвующих в переносе спещий на определенную поверхность, определяется тем же путем, что и в (12).

Диффузионные переносы между поверхностями с разными свойствами и балком оцениваются в предположении, что они пропорциональны доле соответствующей поверхности.

Корректность предложенной модели проверялась на основе предположения о том, что результаты моделирования химической эволюции двухповерхностным кодом должны сходиться к результатам моделирования базового одноповерхностного кода при стремлении доли одной из поверхности к нулю либо при идентичности свойств диффузии/десорбции обеих конечных по площади поверхностей. Сравнение результатов моделирования одноповерхностного с двухповерхностным кодом при доле одной из поверхностей 10^{-5} , результаты

моделирования различаются не более чем, на сотые доли процента от обилия для наиболее различающихся спещий при прочих равных условиях. При приравнении свойств десорбции/диффузии для обеих конечных по площади поверхностей результаты становятся полностью идентичны одноповерхностному коду. Также мы убедились в сохранении полного числа спещий при использовании как одноповерхностного, так и двухповерхностного кодов.

Для оценки возможного влияния различия свойств диффузии и десорбции на поверхности пылевой частицы мы провели моделирование эволюции состава межзвездной среды с помощью базового и двухповерхностного кодов при следующих предположениях. В условиях низких температур ($T = 10\text{--}20\text{ K}$) в газовых облаках на поверхности пылевых частиц вымерзают мантии частиц, и результаты моделирования показывают, что обильные спещии, например молекула CO, занимает до трети площади поверхности монослоя. Мы принимаем, что в этих условиях энергия связи спещий с поверхностью, попадающих на часть поверхности, занятой обильной молекулой, может быть приравнена к энергии связи этой обильной молекулы с поверхностью. Например, характерное значение энергии связи молекулы CO составляет 1150 K , в то время как большое число спещий, используемых в астрохимических сетках реакций, имеет энергии связи, в разы превышающее это значение. Например, метанол имеет энергию связи в диапазоне $3700\text{--}5500\text{ K}$.

Модель с плотностью среды $p = 2 \cdot 10^{-4}\text{ см}^{-3}$, временем эволюции $t = 10^5$ лет и изменением температуры T от 10 до 100 K на всем времени эволюции. Температура модели была сделана переменной для выявления эффектов влияния неоднородности свойств поверхности на химический состав среды. Результаты моделирования показывают, что поверхность, на которой энергия десорбции приравнена к энергии CO, начинает активно терять спещии в газ при температуре $15\text{--}20\text{ K}$, в то время, как стандартная по свойствам поверхность активно десорбирует в газ при температурах выше 30 K . Это ведет к заметному отличию химического состава газовой среды в сравнении с базовой моделью. Например, обилие метанола в газовой фазе в сравнении с базовой моделью становится больше на $1\text{--}2$ порядка величины. Аналогичным образом себя ведут такие сложные органические молекулы, как CH_3OCH_3 и HCOOCH_3 . Обилия органических молекул в газе достигают больших значений при более низких температурах (или на более ранних этапах эволюции среды).

Библиографические ссылки

- [1] *Penteado E. M., Walsh C., Cuppen H. M.* Sensitivity Analysis of Grain Surface Chemistry to Binding Energies of Ice Species // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 844, № 1. — P. 71. 1708.01450.
- [2] *Garrod R. T., Pauly T.* On the Formation of CO₂ and Other Interstellar Ices // *Astrophys. J.* — 2011. — Vol. 735, № 1. — P. 15. 1106.0540.
- [3] *Vasyunin A. I., Caselli P., Dulieu F., Jiménez-Serra I.* Formation of Complex Molecules in Prestellar Cores: A Multilayer Approach // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 842, № 1. — P. 33.

СПЕКТРОСКОПИЯ СВЕРХГИГАНТА HD 224055 В АССОЦИАЦИИ CAS OB5

Е. С. Ислентьева, В. Г. Клочкова

Специальная астрофизическая обсерватория РАН

Для В-сверхгиганта HD 224055 в составе ассоциации Cas OB5 представлены результаты спектроскопии высокого разрешения, проведенной на 6-метровом телескопе БТА с эшелле спектрографом НЭС. Исследовалась переменность профилей линий H β и HeI, многокомпонентная структура межзвездных линий NaI и KI. Системная скорость $V_{sys} = -44.1 \pm 0.7$ км/с получена путем усреднения измеренных лучевых скоростей симметричных абсорбций. Анализ эквивалентных ширин диффузных межзвездных полос позволил оценить избыток цвета $E(B - V) = 0.84 \pm 0.16^m$, поглощение $A_v(DIB) \approx 2.6^m$. Используя расстояние из Gaia DR3, мы получили абсолютную величину $M_v = -7.56^m$.

OPTICAL SPECTROSCOPY OF THE SUPERGIANT HD 224 055 IN THE CAS OB5 ASSOCIATION

E. S. Islentieva¹, V. G. Klochkova

Special Astrophysical Observatory RAS

In this paper we report an analysis of the high-resolution spectra of the B-supergiant HD 224055, obtained with the 6-m BTA telescope using echelle spectrograph NES. The velocity field in the stellar atmospheres and in the circumstellar medium were studied. The systemic velocity $V_{sys} = -44.1 \pm 0.7$ km/s was obtained by averaging the measured radial velocities of the symmetric absorption lines. Also we discuss lines profiles variability of the H β and HeI as well as the multicomponent structure of the interstellar NaI and KI lines. In addition, we provide an analysis of the equivalent widths of diffuse interstellar bands and estimated the color excess $E(B - V) = 0.84 \pm 0.16^m$, the individual interstellar extinction $A_v(DIB) \approx 2.6^m$. And the absolute magnitude $M_v = -7.56^m$ was obtained, using the distances from Gaia DR3.

Введение

К ассоциации Cas OB5 принадлежит большое количество звезд высокой светимости, самая известная из них — гипергигант β Cas (A2.5 Ia-0). Спектроскопические исследования были проведены также для относительно близкого к HD 224055, A-сверхгиганта HD 223960 (A0.1Ia, $d = 2.93$ кпк [1]). Несмотря на то что HD 224055 (B3Ia, $V = 7.233^m$, $d = 2.75$ кпк [1]) упоминается во множествах обзоров и статей с большой выборкой объектов, детально этот сверхгигант практически не изучен. В работе [2] авторы приводят значения лучевой скорости $V_r = -44.1 \pm 0.7$ км/с, которая близка к значению для β Cas $V_r = -44.1 \pm 0.7$ км/с, и компонент межзвездных линий $V_r = -48$: и -15 км/с, профили которых также имеют сходство с β Cas [3] и HD 223960 [4].

Наблюдения и обработка данных

Наблюдения проводились на 6-м телескопе БТА с использованием спектрографа НЭС [5]. За период 2019–2022 гг. было получено 5 спектров с высоким разрешением

Таблица 1. Гелиоцентрическая лучевая скорость V_r в спектрах звезды HD 224055

Дата	V_r , km/s					
	Абсорбции ионов металлов	H_β	H_α	NaI		KI
10.11.2019	-44.1 ± 0.5	-55.8	$-133.9 ; -14 ; 9$	$-53.4 ; -40.6 ; -24.8 ; -12.6 ; 4.1$	$-53.6 ; -10.4$	
20.10.2021	-47.0 ± 0.5	-34.4	$-179.3 ; -33.6$	$-53.4 ; -40.2 ; -25.1 ; -12.3 ; 3.4$	$-54.6 ; -11.1$	
14.11.2021	-46.3 ± 0.4	-56.3	$-148.9 ; -94.8 ; -0.2$	$-53.2 ; -40.2 ; -24.4 ; -12.1 ; 4.4$	$-55.3 ; -11.9$	
07.10.2022	-46.6 ± 0.5	-60.0	$-114.3 ; 26.3$	$-53.6 ; -40.2 ; -25.2 ; -12.2 ; 3.9$	$-55.3 ; -11.9$	
06.11.2022	-40.4 ± 0.6	-36.7	$-130.6 ; -10.1$	$-53.1 ; -40.1 ; -24.1 ; -12.3 ; 4.5$	$-55.2 ; -11.9$	
				$-53.3 ; -39.4 ; -25.1 ; -11.9 ; 4.0$	$-55.2 ; -11.9$	
				$-53.0 ; -40.4 ; -24.6 ; -12.4 ; 4.3$	$-55.2 ; -11.9$	
				$-53.5 ; -40.2 ; -25.2 ; -12.0 ; 4.0$		
				$-53.5 ; -40.4 ; -24.9 ; -12.7 ; 4.3$	$-54.8 ; -11.5$	
				$-53.5 ; -40.2 ; -25.2 ; -12.1 ; 3.8$		

$R \sim 60\,000$ и высоким отношением сигнал/шум $S/N > 200$ в спектральном диапазоне $\Delta\lambda = 470\text{--}780$ нм. Для экстракции одномерных данных из двумерных эшелле-изображений применялся модифицированный пакет ECHELLE системы MIDAS. Нормировка спектра и последующие измерения были выполнены в программном пакете DECH20T*. Лучевые скорости V_r были измерены путем совмещения истинного и зеркального профилей спектральных линий. Для отождествления спектральных деталей использовался атлас O9.5–A1 сверхгигантов [6]. Поправка к лучевым скоростям, измеренная по теллурическим линиям, менее 0.5 км/с. Значения эквивалентной ширины рассчитывалось как среднее значение между интегральной площадью линии и площадью вписанной функции Гаусса.

Обсуждение полученных результатов

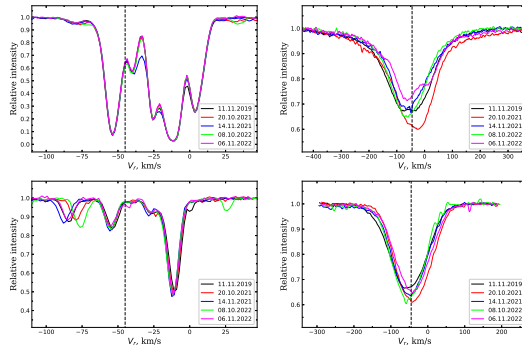


Рис. 1. Профили избранных линий в спектрах HD 225094, полученных в разные даты. Слева: NaI 5895Å (сверху) и KI 7698Å (снизу). Справа: H_β (сверху) HeI 5876Å (снизу)

В табл. 1 представлены результаты измерений V_r , где для абсорбций ионов металлов

*<http://www.gazinur.com/DECH-software.html>

приведены средние значения и ошибки среднего; отдельно приведены измерения для линий H β , а также межзвездных линий NaI (верхняя строка и нижняя строка измерения для линий λ 5889 и 5895 Å соответственно) и KI λ 7698Å. Для линий с многокомпонентными профилями указаны значения V_r для каждой из компонент, которые разделены знаком " ".

За весь период наблюдений лучевая скорость, измеренная по абсорбционным деталям, менялась от $V_r = -58$ до -35 км/с. Среднее значение скорости по стационарным симметричным абсорбциям принято за системную скорость $V_{sys} = -44.8 \pm 0.4$ км/с. Полученный результат хорошо согласуется с усредненной лучевой скоростью слабой эмиссионной линии FeII λ 7513Å $V_r = -46.1$ км/с и со скоростью, измеренной в работе [2] $V_r = -44.1 \pm 0.7$ км/с.

Профили избранных спектральных линий для различных моментов наблюдений представлены на рис. 1, где вертикальная пунктирная линия указывает значение системной скорости V_{sys} . Профиль H β демонстрирует переменность в ядре и смещение положения ядра относительно центра линии. Кроме того, слабую, но заметную переменность профиля демонстрируют сильные линии HeI (см., например, рис. 1).

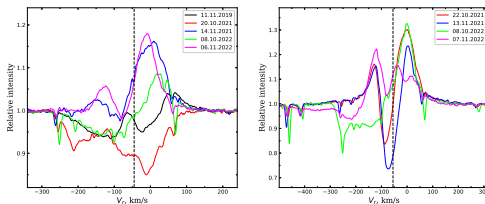


Рис. 2. Профили линии H α в спектрах HD 225094 (слева) и HD 223960 (справа), полученных в разные даты

Следует обратить внимание на значительную переменность профиля линии H α (рис. 2, слева), которая заметна на интервале одного месяца. Для сравнения на рис. 2 справа представлена переменность профиля линии H α для A-сверхгиганта HD 223960, принадлежащего той же ассоциации Cas OB5, наблюдения которого проводились в близкие даты наблюдений на спектрографе НЭС. Относительно HD 223960 в 2021 г. исследуемый объект имеет более значительное изменение профиля H α , однако в 2022 г. оба объекта показывают сильную переменность. Ветровой компонент линии H α имеет переменную скорость от $V_r = -179$ км/с до $V_r = -114$ км/с.

Поскольку на спектрах присутствует двухпиковый профиль H α , характерный для систем с околос звездным диском, то была сделана попытка оценить параметр «асимметрии» p , подобно тому, как была проделана эта процедура в работе Фишера и Моррисона для HD 223960 [7]. Для Ве-звезд значения p лежат в пределах от -3.25 до -8.1 . Результаты измерения для HD 224055 оказались неоднозначными $p = -3.57$ (14.11.2021) и $p = -2.25$ (06.11.2022). Необходимо дальнейшее накопление спектрального материала для того, чтобы окончательно подтвердить статус HD 224055 как нормального сверхгиганта, двойной звезды или же Ве-системы. Переменность профилей линий показывает, что у звезды, вероятно, присутствуют пульсации в верхних слоях атмосферы, а также слабое истечение вещества вместе со звездным ветром.

На спектрах высокого разрешения отчетливо видна сложная структура межзвездных линий NaI и KI (рис. 1), компоненты которых имеют схожие лучевые скорости. Помимо межзвездных линий, в спектре HD 224055 присутствуют многочисленные диффузные межзвездные полосы (DIB), для которых во второй колонке табл. 2 представлены средние значения лучевых скоростей для надежных линий. Детали со скоростями $V_r \sim -53$

Таблица 2. Эквивалентные ширины, лучевые скорости DIBs и избытки цвета $E(B - V)$, усредненные по спектрам HD 224 055

λ , Å	V_r , км/с	W_λ , Å	$E(B - V)$
5780	-17.2	0.474	0.92
5797	-9.1	0.152	0.85
6195	-11.2	0.035	0.68
6296	-12.8	0.117	1.13
6379	-13.1	0.120	1.03
6613	-11.9	0.192	0.81

и -12 км/с скорее всего формируются в спиральном рукаве Персея и Местном рукаве, соответственно [8]. Кроме того, на некоторых спектрах у линии KI присутствует слабый компонент -25 км/с.

Используя зависимости эквивалентных ширин DIB's и избытка цвета из работы [9], был оценен средний избыток цвета $E(B - V) = 0.84 \pm 0.16^m$. Применяя стандартное отношение поглощения к избытку цвета, $R = 3.1$, мы получили межзвездное поглощение $A_v(DIB) \approx 2.6^m$. С использованием полученной экстинкции и расстояния до звезды, согласно данным Gaia DR3 [1], была получена абсолютная звездная величина $M_v = -7.56^m$, хорошо согласующаяся с результатом авторов [10].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 22-22-00043.

Библиографические ссылки

- [1] *Gaia Collaboration*. VizieR Online Data Catalog: Gaia EDR3 (Gaia Collaboration, 2020) // VizieR Online Data Catalog. — 2020. — P. I/350.
- [2] *Bartaya R. A., Chargeishvili K. B., Chentsov E. L., Shkhagosheva Z. U.* Hypergiant 6 Cas and association Cas OB5 // Bulletin of the Special Astrophysics Observatory. — 1994. — Vol. 38. — P. 103–118.
- [3] *Chentsov E. L.* On the “Sociality” of Several White Hypergiants // Astrophysical Bulletin. — 2021. — Vol. 76, № 3. — P. 286–291.
- [4] *Isentieva Ekaterina, Klochkova Valentina.* Long-term spectral monitoring of the high-luminosity stars in the Cas OB5 association // PoS. — 2022. — Vol. MUTO2022. — P. 041.
- [5] *Panchuk V. E., Klochkova V. G., Yushkin M. V.* The high-resolution Echelle Spectrograph of the 6-m telescope of the special astrophysical observatory // Astronomy Reports. — 2017. — Vol. 61, № 9. — P. 820–831.
- [6] *Chentsov E. L., Sarkisyan A. N.* Spectral atlas of O9.5-A1-Type supergiants // Astrophysical Bulletin. — 2007. — Vol. 62, № 3. — P. 257–284.
- [7] *Fischer William J., Morrison Nancy D.* Spectrum Variability of the A-Type Supergiant Star HD 223960 // Publ. Astron. Soc. Pac. — 2001. — Vol. 113, № 785. — P. 821–828.
- [8] *Münch Guido.* Interstellar Absorption Lines in Distant Stars. I. Northern Milky way // Astrophys. J. — 1957. — Vol. 125. — P. 42.
- [9] *Kos J., Zwitter T.* Properties of Diffuse Interstellar Bands at Different Physical Conditions of the Interstellar Medium // Astrophys. J. — 2013. — Vol. 774, № 1. — P. 72. 1306.5788.
- [10] *Chentsov E. L.* Cas5 Association at the GaiaDR2 Era // Astrophysical Bulletin. — 2020. — Vol. 75, № 2. — P. 124–126.

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТЕОРНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

А. П. Карташова¹, О. П. Попова²

¹*Институт астрономии РАН,*

²*Институт динамики геосфер РАН им. М. А. Садовского*

В работе рассматриваются оптические системы, которые используются для метеорных наблюдений в разных диапазонах масс (звездных величин). Показаны возможности данных систем и их область применимости.

OPTICAL METEOR OBSERVATIONS

A. P. Kartashova¹, O. P. Popova²

¹*Institute of Astronomy Russian Academy of Sciences*

²*Sadovsky Institute of Geospheres Dynamics Russian Academy of Sciences*

Optical systems, which are used for meteor observations in different mass ranges (stellar magnitudes), are considered. The possibilities of these systems and their applicability are discussed.

Введение

Метеорные тела (метеороиды) имеют размеры от 30 мкм до 1 м в диаметре (IAU терминология), поэтому они практически недоступны прямым наблюдениям даже в самые мощные телескопы. Единственный способ их регистрации состоит в наблюдениях этих частиц при взаимодействии с атмосферой Земли. Особенностью метеорных наблюдений является то, что мы заранее не знаем ни область на небесной сфере, ни время, когда произойдет событие. Кроме того, метеорные явления кратковременны — они длятся доли секунд или секунды, эти события уникальны, их нельзя повторить. Свойства метеороидов оценивают, опираясь на данные различных наблюдений. Метеорные явления регистрируют оптически при помощи фотографических и телевизионных камер. Кроме того, при взаимодействии метеороидов с атмосферой образуются ионизированные следы, могут возникать ударные волны и волны давления, которые приводят к формированию инфразвуковых сигналов. Эти явления можно регистрировать другими методами (радиолокацией, акустическими наблюдениями). Каждый из этих методов имеет свою область применения, специфические особенности и результативность. Для изучения метеорных потоков (в том числе для выявления новых и изучения основных параметров известных метеорных потоков) и спорадического фона (который отвечает за большую часть притока внеземного вещества на Землю) необходимы наблюдения из разных географических мест. Получение наблюдательных данных на различных долготах, без перерывов, позволяют изучать тонкую поперечную структуру метеороидных роев. При таком подходе можно зарегистрировать различные неоднородности в рое, отличающиеся как плотностью распределения частиц в потоке, так и распределением по массе.

Оптические установки

Аппаратура, используемая для оптических наблюдений, должна удовлетворять целому ряду требований:

- широкое поле зрения;
- высокое пространственное разрешение;
- высокая проникающая способность;
- высокое временное разрешение;
- всепогодное исполнение.

Следует отметить, что разные оптические установки предназначены для регистрации метеоров в разных диапазонах яркостей (и, соответственно, разных масс). Как правило, различают два основных типа таких установок. Метеорные камеры позволяют регистрировать мелкие метеорные тела с размером, не превышающим 1 см, на высотах 130–70 км с максимальными яркостями до примерно -2 – -4^m . Более крупные тела проникают в атмосферу на более низкие высоты, их яркость значительно выше и может достигать -17^m и даже более. Такие болиды регистрируют болидными камерами, болиды ярче -17^m называются суперболидами и могут регистрироваться спутниковыми системами наблюдений. Для получения хороших результатов необходимо проводить базисные наблюдения, где один и тот же метеор должен быть зарегистрирован двумя и более камерами, чьи поля зрения перекрываются. Обработка наблюдений, полученных при базисных наблюдениях, позволяет получить абсолютную яркость, координаты метеорного трека, высоту вдоль трека, скорость входа, координаты радианта, орбитальные параметры, кривую блеска для каждого зарегистрированного метеора.

Болидные камеры

Когда ставится задача регистрации болидов на видимой части небосвода, используются камеры типа с широкими полями зрения $\sim 180^\circ$ (системы типа «All-sky»), которые способны регистрировать только яркие метеоры и болиды. С помощью болидных камер разворачиваются болидные сети, перекрывающие обширные территории. Это позволяет получать базисные регистрации редких болидных явлений. Проникающая сила таких систем по звездам редко превышает $+3.0^m$ при телевизионной частоте кадров.

В настоящее время работают болидные сети, расположенные по всему миру. Первая в мире болидная сеть была создана в Чехословакии в 1963 г. [1]. В последующие годы на юге Германии были созданы дополнительные станции, и с 1968 г. сеть стала известна как Европейская болидная сеть (European Fireball Network) [2]. В разные годы для наблюдений на данной сети использовалась фотографическая аппаратура, которая постоянно совершенствовалась. В настоящее время используется новый тип цифровых камер [3].

Сеть FRIPON (Fireball Recovery and InterPlanetary Observation Network) [4] расположена на большой территории, в основном в Европе, но использует камеры с относительно низким разрешением, что влияет на точность данных. Сеть Desert Fireball Network (DFN) использует цифровые фотокамеры [5, 6].

Сеть созданная на основе установок All-Sky-7 (ранее All-Sky-6, [7]) использует семь видеокамер на каждой станции, которые вместе охватывают все небо, но больше подходит для более слабых метеоров.

Болидная сеть, созданная в Таджикистане, является первой и единственной сетью в Центральной Азии [8]. Сеть состоит из 5 наблюдательных станций, снабженных фотографическими болидными и цифровыми камерами всего неба.

Продолжительность болидных явлений достигает нескольких секунд, поэтому каждое такое событие регистрируется на нескольких десятках кадров, по которым можно провести не только траекторное измерение, но и измерение торможения метеороидов в атмосфере. Анализ болидных наблюдений дает возможность вычислить места предполагаемого

падения тела на Землю и обнаружить на этом месте упавший метеорит. Среди первых найденных с помощью болидных сетей на разных континентах метеоритов можно назвать Пришбрам (Чехословакия, 1959), Лост-Сити (США, 1970), Иннисфри (Канада, 1977), Нойшванштайн (Германия, 2002) и Бунбура Рокхол (Австралия, 2007). На данный момент таких находок гораздо больше.

Метеорные камеры

Для наблюдений более слабых объектов также используются широкоугольные камеры, но уже с проникающей способностью выше $+5.0^m$ по звездам. Примерами таких метеорных установок являются Allsky7 [7], CAMS [9]. Метеорные наблюдения в Институте астрономии РАН проводятся с помощью метеорных установок. Эти установки состоят из следующих компонентов: черно-белой видеокамеры высокого разрешения Watec LCL-902HS Ultimate, широкоугольного объектива Computar 6/0.8 ($F = 6$ мм, 1:0.8), персонального компьютера и системы видеозахвата UFOCapture. Вся светоприемная аппаратура помещена в термокожух с собственной системой питания 12 В и крышкой закрывающей входной иллюминатор между наблюдениями (см. рисунок). Поле зрения камер $50 \times 40^\circ$, предельная звездная величина для метеоров $+4.0^m$ (для Московской области). Результатом обработки наблюдений являются данные о каждой метеорной частице, что в дальнейшем может быть использовано для решения различных задач метеорной астрономии.



Метеорная установка, расположенная на ЗО ИНАСАН

Метеорные установки достаточно компактные и не требуют отдельного здания для их размещения, поэтому наблюдения можно проводить в любом месте (от маленькой об-

серватории до жилого дома). В последние годы количество метеорных установок, которые используют профессиональные метеорные группы в сотрудничестве с астрономами-любителями, расположенных по всему миру, резко возросло. Они образуют плотные метеорные сети в Европе, Японии, Канаде, Северной Америке и других странах.

Несмотря на довольно большой объем получаемых метеорных наблюдений, существуют проблемы с методами обработки наблюдений, с первичным их анализом, с организацией и проведением самих наблюдений, что может сильно влиять на получаемые результаты. Некоторые широко используемые программы обработки, позволяющие получить параметры метеорных событий, не дают возможности оценить ошибки этих параметров. При наблюдениях не всегда с высокой точностью проводится синхронизация аппаратуры со временем. Наблюдения могут проводиться кратковременно, 1–2 ч. Могут использоваться различные камеры, что необходимо учитывать при анализе наблюдений.

Заключение

Наблюдения различного типа необходимы для решения широкого круга задач метеорной астрономии, среди которых можно упомянуть исследование притока метеорного вещества на Землю, изучение параметров метеорных потоков, выявление новых метеорных потоков, получение оценок массы и плотности метеорных частиц в каждом потоке и спорадическом фоне, проведение мониторинга распределения метеорного вещества в Солнечной системе как с целью обеспечения безопасности космических полетов, так и для снижения угрозы «астероидной» опасности.

Библиографические ссылки

- [1] *Ceplecha Z., Rajchl J.* Programme of fireball photography in Czechoslovakia // Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia. — 1965. — Vol. 16. — P. 15.
- [2] *Ceplecha Z., Ježková M., Boček J. et al.* Data on Three Significant Fireballs Photographed within the European Network in 1971 // Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia. — 1973. — Vol. 24. — P. 13.
- [3] *Spurný P., Borovička J., Mucke H., Svoreň J.* Discovery of a new branch of the Taurid meteoroid stream as a real source of potentially hazardous bodies // Astronomy and Astrophysics. — 2017. — Vol. 605. — P. A68. 1705.08633.
- [4] *Colas F., Zanda B., Bouley S. et al.* FRIPON: a worldwide network to track incoming meteoroids // Astronomy and Astrophysics. — 2020. — Vol. 644. — P. A53. 2012.00616.
- [5] *Bland P. A., Spurný P., Bevan A. W. R. et al.* The Australian Desert Fireball Network: a new era for planetary science // Australian Journal of Earth Sciences. — 2012. — Vol. 59, № 2. — P. 177–187.
- [6] *Devillepoix H. A. R., Bland P. A., Towner M. C. et al.* Status of the Desert Fireball Network // International Meteor Conference Egmond, the Netherlands, 2-5 June 2016 / ed. by A. Roggemans, P. Roggemans. — 2016. — P. 60.
- [7] *Hankey Mike, Perlerin Vincent, Meisel David.* The all-sky-6 and the Video Meteor Archive system of the AMS Ltd. // Planetary and Space Science. — 2020. — Vol. 190. — P. 105005.
- [8] *Kokhirova G. I., Babadzhanov P. B., Khamroev U. Kh.* Tajikistan fireball network and results of photographic observations // Solar System Research. — 2015. — Vol. 49, № 4. — P. 275–283.
- [9] *Jenniskens P., Nénon Q., Gural P. S. et al.* CAMS newly detected meteor showers and the sporadic background // Icarus. — 2016. — Vol. 266. — P. 384–409.

МАГНИТНОЕ ТОРМОЖЕНИЕ В КОЛЛАПСИРУЮЩИХ ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКАХ

Н. С. Каргальцева^{1,2}, С. А. Хайбрахманов^{1,2}, С. Н. Замоздра²

¹Уральский федеральный университет,

²Челябинский государственный университет

Выполнено численное двумерное магнитогазодинамическое моделирование коллапса неоднородных протозвездных облаков со слабым, умеренным и сильным начальными магнитными полями. Исследовано влияние магнитного поля на эволюцию углового момента в протозвездных облаках в процессе изотермического коллапса. Результаты расчетов показывают, что от 40 до 90 % полного углового момента облака отводится в его оболочку при отношении начальной магнитной энергии к модулю гравитационной энергии от 0.2 до 0.6. Магнитное торможение является более эффективным в неоднородных протозвездных облаках. Наклон радиальных профилей удельного углового момента в экваториальной плоскости облака меняется в процессе коллапса, что может быть использовано для интерпретации наблюдательных данных о кинематике ядер молекулярных облаков.

MAGNETIC BRAKING IN COLLAPSING PROTOSTELLAR CLOUDS

N. S. Kargaltseva^{1,2}, S. A. Khaibrakhmanov¹, S. N. Zamozdra²

¹Ural Federal University, ²Chelyabinsk State University

Two-dimensional magnetogasdynamic numerical modeling of the collapse of non-uniform protostellar clouds with weak, moderate, and strong initial magnetic fields is performed. The effect of a magnetic field on the distribution of angular momentum in a protostellar clouds during isothermal collapse has been studied. The calculation results show that from 40 to 90 % of the total angular momentum of cloud is transferred into its envelope at the ratio of the initial magnetic energy to the gravitational energy modulus from 0.2 to 0.6. Magnetic braking is more effective in non-uniform protostellar clouds. The slope of the radial profiles of the specific angular momentum in the equatorial plane of the cloud changes during the collapse, which can be used to interpret the available observations on the kinematics of the cores of molecular clouds.

Введение

Процесс звездообразования происходит в газопылевых ядрах молекулярных облаков (протозвездных облаках, ПЗО). ПЗО имеют характерные температуру $T = 10\text{--}20$ K, размер $R = 0.03\text{--}0.3$ пк, массу $M = 0.1\text{--}30 M_{\odot}$, плотность $n = 10^3\text{--}10^6$ см⁻³, дисперсию скорости $\sigma \leq 3$ км/с, магнитную индукцию $B = 10^{-5}\text{--}10^{-4}$ Гс и угловую скорость $\omega = 10^{-12}\text{--}10^{-14}$ с⁻¹ [1]. Наблюдения ПЗО в различных молекулярных линиях позволяют оценить удельный угловой момент, $j_{obs} = J/M$, где J и M — полный угловой момент и масса в области размером R . ПЗО характеризуются зависимостью $j_{obs} \sim R^n$ с показателем $n = 1.6\text{--}2.4$, указывающим на твердотельное вращение [2]. Характерное значение $j_{obs} = 10^{20}\text{--}10^{21}$ см² с⁻¹. Предполагается, что ПЗО эволюционируют в молодые звездные объекты (МЗО) класса 0 [3]. Наблюдательное исследование стадии эволюции ПЗО в МЗО затруднительно, поэтому представляет интерес численное моделирование данной стадии звездообразования.

Большинство современных работ по численному моделированию коллапса ПЗО направлены на решение проблемы катастрофического магнитного торможения и поиск условий образования кеплеровских протозвездных дисков [4]. Магнитное торможение может быть ослаблено омической диффузией, магнитной амбиполярной диффузией и турбулентностью [5]. Детальное исследование начальных стадий коллапса ПЗО, до образования протозвездного диска, может быть ключом в решении данной проблемы.

Хайбрахманов и др. [6] показали, что в процессе коллапса однородного ПЗО формируется иерархическая структура облака, состоящая из сплюснутой оболочки и геометрически тонкого квазимагнитостатического первичного диска. При увеличении начального магнитного поля облака размер первичного диска увеличивается. Угловой момент накапливается на границе первичного диска и отводится в оболочку облака быстрой ударной магнитогидродинамической (МГД) волной. Ослабление магнитного поля омической и амбиполярной диффузией происходит после образования первого гидростатического ядра [7]. В процессе коллапса неоднородного ПЗО также формируется иерархическая структура облака, однако этот процесс является более продолжительным [8].

В данной статье выполняется дальнейшее развитие работ [6, 8, 9]. Для исследования эффективности переноса углового момента выполняется численное моделирование коллапса неоднородного ПЗО с различной начальной магнитной энергией.

Численная модель

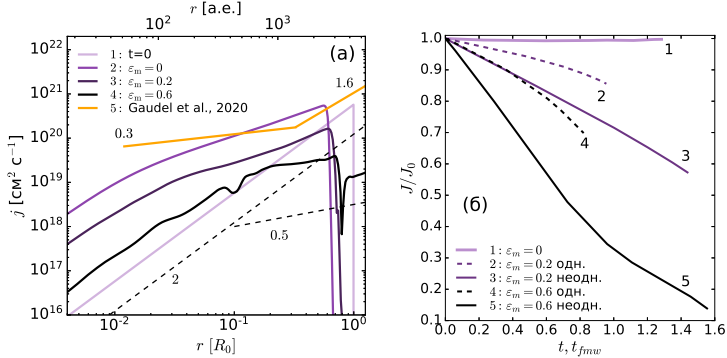
Рассматривается сферически-симметричное неоднородное облако с начальными массой $M_0 = 1 M_\odot$ и температурой $T_0 = 10$ К. Плотность, радиус, магнитная индукция и угловая скорость задаются через отношения начальных тепловой, магнитной и вращательной энергии облака к модулю гравитационной энергии, ε_t , ε_m и ε_w . В соответствии с наблюдательными данными, начальное вращение облака задается твердотельным, $j \sim r^2$. Начальное распределение плотности соответствует Пламмеровскому: $\rho = \rho_0 / (1 + (r/r_1)^2)$, где ρ_0 — центральная плотность; r_1 — характерный радиус. Начальное магнитное поле вычисляется из условия вмороженности в предположении сферически-симметричного сжатия среды [8]. Численное моделирование осуществляется с помощью двумерного МГД-кода `En11` [10].

Результаты расчетов и их обсуждение

Для исследования эффективности магнитного торможения выполнено три расчета с одинаковыми тепловым, $\varepsilon_t = 0.3$, и вращательным, $\varepsilon_w = 0.01$, параметрами для различных значений магнитного параметра: $\varepsilon_m = 0$ (I), $\varepsilon_m = 0.2$ (II, умеренное магнитное поле) и $\varepsilon_m = 0.6$ (III, сильное магнитное поле).

На рисунке, на панели *a*, показаны профили удельного углового момента, j , в зависимости от радиальной координаты, r , в экваториальной плоскости. В начальный момент времени $n = 2$, что соответствует твердотельному вращению (линия «1»). К концу изотермического коллапса в оболочке ПЗО наклон профиля $j(r)$ уменьшился до $n \approx 1$ в расчетах I и II и до $n \approx 0.5$ в расчете III, что соответствует кеплеровскому вращению. В расчете I максимум $j(r)$ не изменился, но сместился к центру облака вместе с границей облака. Следовательно, отвода j из ПЗО без магнитного поля не происходит. С увеличением ε_m , к концу коллапса величина j уменьшается во всем облаке, что свидетельствует об увеличении эффективности магнитного торможения.

Линия «5» на рисунке на панели *a* показывает профиль $j_{obs}(R)$ для наблюдаемых МЗО класса 0 [11]. В оболочках МЗО класса 0 $j_{obs} \sim R^{1.6}$ при $R > 1600$ а. е., что совпадает со значениями $j_{obs}(R)$ в наблюдаемых ПЗО [2]. В более плотных частях облака $j_{obs} \sim R^{0.3}$.



Панель *a* — профили удельного углового момента, $j(r)$, в начальный момент времени (линия «1») и в конце изотермической стадии коллапса (линия «2»: $\varepsilon_m = 0$, линия «3»: $\varepsilon_m = 0.2$, линия «4»: $\varepsilon_m = 0.6$). Линия «5» указывает наблюдаемые профили $j_{obs}(R)$ в МЗО класса O [11]. Штриховыми линиями показаны наклоны при твердотельном (2) и кеплеровском (0.5) вращении. Панель *b* — зависимость полного углового момента ПЗО от времени. Здесь J_0 — начальный угловой момент; t_{fmw} — характерное время коллапса магнитного вращающегося облака [6]

Следовательно, наклон $j_{obs}(R)$ уменьшается в процессе эволюции ПЗО в МЗО. Сравнение наблюдаемых профилей с модельными позволяет сделать вывод о том, на какой эволюционной стадии находятся наблюдаемые ядра. Если профиль вращения близок к твердотельному, то наблюдаемое ПЗО находится на начальной эволюционной стадии. Если наблюдается дифференциальное вращение, то это указывает на более позднюю стадию эволюции ПЗО, когда часть углового момента облака уже перераспределилась.

На рисунке, на панели *b*, показана эволюция полного углового момента ПЗО, J/J_0 , для расчетов I, II и III (линии «1», «3», «5»). Для сравнения приведены соответствующие зависимости для однородных ПЗО при тех же начальных условиях [7]. Рисунок показывает, что увеличение ε_m приводит к увеличению эффективности магнитного торможения. Неоднородное ПЗО с умеренным магнитным полем (линия «3») к концу изотермического коллапса теряет 40 % углового момента, ПЗО с сильным магнитным полем (линия «5») — 90 %. В однородных ПЗО при прочих равных условиях магнитное торможение менее эффективно. Это объясняется тем, что в неоднородной части облака генерируется тороидальная компонента магнитного поля, которая перераспределяет j в коллапсирующем ПЗО и частично переносит его в окружающую среду. В изначально однородном облаке этот эффект возникает за фронтом волны разрежения по мере ее распространения по границе облака к его центру. В изначально неоднородном ПЗО магнитное торможение развивается во всем облаке целиком сразу после начала коллапса.

Закключение

Численное МГД-моделирование изотермической стадии коллапса ПЗО с магнитным полем показывает, что наклон радиального профиля удельного углового момента меняется в процессе коллапса, отражая переход от начального твердотельного вращения к дифференциальному. Разброс наблюдаемых значений данной величины может свидетельствовать о различных эволюционных стадиях наблюдаемых ПЗО.

Расчеты показывают, что увеличение начальной магнитной энергии ПЗО ведет к более эффективному магнитному торможению. В изначально неоднородных ПЗО магнитное торможение развивается во всем облаке сразу после начала коллапса. Как следствие, доля отведенного к концу изотермического коллапса полного углового момента облака в 2–3 раза превышает соответствующее значение для однородного ПЗО.

Работа Н. С. Каргальцевой выполнена в рамках программы «Инженер-исследователь УрФУ, Приоритет 2030». Работа С. А. Хайбрахманова выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019. Авторы благодарят рецензента за полезные комментарии.

Библиографические ссылки

- [1] *Dudorov Alexander E., Khaibrakhmanov Sergey A.* Hierarchical structure of the interstellar molecular clouds and star formation // *Open Astronomy*. — 2017. — Vol. 26, № 1. — P. 285–292.
- [2] *Punanova A., Caselli P., Pineda J. E. et al.* Kinematics of dense gas in the L1495 filament // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 617. — P. A27. 1806.03354.
- [3] *Andre Philippe, Ward-Thompson Derek, Barsony Mary.* Submillimeter Continuum Observations of rho Ophiuchi A: The Candidate Protostar VLA 1623 and Prestellar Clumps // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol. 406. — P. 122.
- [4] *Zhao Bo, Tomida Kengo, Hennebelle Patrick et al.* Formation and Evolution of Disks Around Young Stellar Objects // *Space Sci. Rev.* — 2020. — Vol. 216, № 3. — P. 43.
- [5] *Mouschovias Telemachos Ch.* Magnetic Braking, Ambipolar Diffusion, Cloud Cores, and Star Formation: Natural Length Scales and Protostellar Masses // *Astrophys. J.* — 1991. — Vol. 373. — P. 169.
- [6] *Khaibrakhmanov S. A., Dudorov A. E., Kargaltseva N. S., Zhilkin A. G.* Simulations of the Isothermal Collapse of Magnetic Rotating Protostellar Clouds // *Astronomy Reports*. — 2021. — Vol. 65, № 8. — P. 693–704.
- [7] *Kargaltseva Natalya S., Khaibrakhmanov Sergey A., Dudorov Alexander E. et al.* Influence of the magnetic field on the formation of protostellar disks // *Open Astronomy*. — 2022. — Vol. 31, № 1. — P. 172–180. 2204.03438.
- [8] *Khaibrakhmanov S. A., Zamozdra S. N., Kargaltseva N. S. et al.* Numerical 2D MHD simulations of the collapse of magnetic rotating protostellar clouds with the Enlil code // Accepted for publication in IAU Symposium 362 «The predictive power of computational astrophysics as a discovery tool»: Proceedings of the International Astronomical Union. — 2022.
- [9] *Kargaltseva N. S., Khaibrakhmanov S. A., Dudorov A. E., Zhilkin A. G.* Primary Disks and Their Observational Appearance in Collapsing Magnetic Rotating Protostellar Clouds // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. — 2021. — Vol. 48, № 9. — P. 268–271.
- [10] *Dudorov A. E., Zhilkin A. G., Kuznetsov O. A.* Numerical Simulations of the Astrophysical MHD Flows // *Numerical Astrophysics: Astrophysics and Space Science Library* / ed. by Shoken M. Miyama, Kohji Tomisaka, Tomoyuki Hanawa. — 1999. — Vol. 240. — P. 389.
- [11] *Gaudel M., Maury A. J., Belloche A. et al.* Angular momentum profiles of Class 0 protostellar envelopes // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 637. — P. A92. 2001.10004.

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХИМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКОВ: ОБРАБОТКА СОБЫТИЙ В ТРЕХФАЗНОЙ МОДЕЛИ

М. Ю. Кискин¹, В. В. Акимкин², А. И. Васюнин¹

¹*Уральский федеральный университет,*

²*Институт астрономии РАН*

В случае трехфазного (газ — поверхность — мантия) астрохимического моделирования вид системы балансных дифференциальных уравнений зависит от текущего состояния решения этой системы. Таким образом, уравнения оказываются с разрывной правой частью и не интегрируются в классическом понимании. Подобные уравнения также носят название уравнений с «событиями». Игнорирование этого факта может приводить к ошибкам и проблемам в работе численного интегратора. Наше исследование показало, что учет событий является критически важным для астрохимического моделирования в широком диапазоне физических параметров, характерных для протопланетных дисков. Для повышения стабильности и скорости расчетов в численный код MONACO были добавлены отслеживание событий и дальнейшая корректировка хода решения.

NUMERICAL STUDIES OF THE CHEMICAL EVOLUTION OF PROTOPLANETARY DISKS: EVENT TREATMENT IN THE THREE-PHASE MODEL

M. Yu. Kiskin¹, V. V. Akimkin², A. I. Vasyunin¹

¹*Ural Federal University,*

²*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences*

In the case of three-phase (gas-surface-bulk) astrochemical modeling, the form of the system of differential rate equations depends on the current state of the solution of this system. Thus, the equations turn out to have a discontinuous right-hand side and are not integrated in the classical sense. Similar equations are also called equations with "events". Ignoring this fact can lead to errors and problems in the operation of the numerical integrator. Our study showed that accounting for events is critical for astrochemical modeling in a wide range of physical parameters typical of protoplanetary disks. To improve the stability and speed of calculations, event tracking and further correction of the solution progress were added to the MONACO numerical code.

Введение

Протопланетные диски — объекты межзвездной среды, богатые пылью и газом, в которых могут образовываться планетные системы. Исследования молекулярного содержания таких объектов ведут к пониманию химических составов будущих экзопланет. Однако численное астрохимическое моделирование протопланетных дисков сопряжено с рядом проблем, связанных, в первую очередь, с большим разнообразием физических условий по всему диску и со стабильностью работы численных интеграторов во всем этом диапазоне параметров.

В двухфазных моделях (газ — пыль) поверхность и ледяная мантия пылевых частиц не различаются, что является заметным упрощением по сравнению со структурой реально многослойного льда. В трехфазных моделях молекулы поверхности могут погружаться

вглубь ледяной мантии, тем самым ограничивая количество молекул, доступных для прямой десорбции с поверхности. Предоставление аналитического якобиана при двухфазном моделировании показало свою эффективность [1]. Тем не менее трехфазное астрохимическое моделирование представляет собой более сложную численную задачу из-за добавления в систему новых дифференциальных уравнений (ДУ), которые не являются непрерывными. В трехфазном случае подход с заранее вычисляемым символьным якобианом не принес существенного улучшения работы численного кода.

Мы продолжаем разрабатывать вычислительный код, способный эффективно рассчитывать эволюцию химического состава протопланетных дисков, и представляем решение, связанное с обработкой событий, влекущих за собой разрывы в правой части дифференциальных уравнений.

Химическая модель

В случае трехфазной модели эволюция молекулярного состава определяется следующей системой дифференциальных уравнений [2]:

$$\begin{cases} \frac{dn_i}{dt} = \sum_{jk} k_{jk} n_j^{\text{gas}} n_k^{\text{gas}} - n_i^{\text{gas}} \sum_{il} k_{il} n_l^{\text{gas}} - k_{\text{acc}} n_i^{\text{gas}} + R_i^{\text{des}} \\ \frac{dn_i^{\text{surf}}}{dt} = \left(\frac{dn_i^{\text{surf}}}{dt} \right)^{\text{chem}} + \left(\frac{dn_i^{\text{surf}}}{dt} \right)^{\text{tran}} + \left(\frac{dn_i^{\text{surf}}}{dt} \right)^{\text{diff}} \\ \frac{dn_i^{\text{bulk}}}{dt} = \left(\frac{dn_i^{\text{bulk}}}{dt} \right)^{\text{chem}} - \left(\frac{dn_i^{\text{bulk}}}{dt} \right)^{\text{tran}} - \left(\frac{dn_i^{\text{bulk}}}{dt} \right)^{\text{diff}} \end{cases}, \quad (1)$$

где $\frac{dn_i}{dt}$, $\frac{dn_i^{\text{surf}}}{dt}$ и $\frac{dn_i^{\text{bulk}}}{dt}$ — изменение содержания молекул в газовой фазе, на поверхности и в мантии пылинки, соответственно. Изменение содержаний твердой фазы происходит в результате химических реакций («chem»-члены уравнения (1)), процессов адсорбции/десорбции с поверхности пыли («tran») и диффузии молекул между поверхностью и ледяной мантией пылинки («diff»).

Основная проблема численного решения системы уравнений (1) заключается в том, что вид «tran»-членов изменяется в зависимости от реализуемого сценария в процессе решения. Данные члены уравнений описывают не реальный физический процесс переноса молекул, а мгновенное изменение поверхности в результате адсорбции новых молекул на пылинку (первый вариант «tran»-членов) или десорбции внешних молекул с поверхности пыли (второй вариант) и служат поправкой к скорости изменения молекул конкретного типа на поверхности. Условием для переключения между вариантами «tran»-членов уравнений служит направление общей скорости изменения содержания всех молекул на поверхности за счет химических реакций, адсорбции и десорбции. Если происходит накопление молекул на поверхности, то часть молекул «закапывается» и считается частью мантии (первый вариант), если же в результате процессов десорбции количество молекул на поверхности уменьшается, то часть мантийных молекул становится поверхностными (второй вариант). Таким образом, система дифференциальных уравнений (1) содержит уравнения с разрывной правой частью.

Численное решение ДУ с разрывной правой частью

Основная идея численного интегрирования подобных уравнений заключается в дополнительном отслеживании условий переключения между различными вариантами уравнений и последующем корректировании хода решения. Для этого вводится функция события

$g(t, y)$, которая в момент срабатывания условия для переключения (в момент события) t' : $g(t', y(t')) = 0$ [3].

Для расчета эволюции химического состава протопланетных дисков мы используем численный код MONACO [4], который основан на интеграторе DVODE [5]. В качестве функции события принимается общая скорость изменения содержания всех молекул на поверхности в результате химических реакций и процессов адсорбции и десорбции $g(t, y) = \sum \left(\frac{dn_i^{\text{surf}}}{dt} \right)^{\text{chem}}$.

При первом запуске интегрирования системы уравнений, исходя из начальных содержаний, определяется знак функции $g(t, y)$ и выбирается соответствующий вариант уравнений. Впоследствии, если в ходе решения знак функции $g(t, y)$ меняется, то есть происходит событие, интегрирование прерывается и запускается новое для другого варианта уравнений, соответствующего текущему состоянию решения. В качестве начальных содержаний для следующего интегрирования принимаются содержания, полученные на последнем шаге предыдущего интегрирования. Таким образом, результатом решения системы является последовательный набор непрерывных дифференцируемых функций, «сшитых» в точках событий (точках разрыва дифференциальных уравнений). Такой подход позволяет избежать ошибок численного интегратора, приводящих к остановке его работы.

Результаты

Для тестовых расчетов использовалась модель протопланетного диска вокруг звезды типа Т Тельца с массой $M_* = 1M_{\odot}$ [6]. Эволюция молекулярного состава рассчитывалась для периода времени 10^6 лет.

С помощью нашего нового подхода на данный момент мы смогли успешно рассчитать эволюцию химического состава для области диска 60–1000 а. е. (2000 точек модели с различными физическими параметрами), в то время как применение трехфазного численного кода MONACO к протопланетным дискам без дополнительной обработки разрывов ДУ в большинстве случаев (96 %) приводило к ошибкам в работе интегратора и расчеты не завершались успешно.

Как показали тестовые запуски численного интегрирования системы ДУ (1) в условиях протопланетных дисков, количество срабатываний событий для переключения между вариантами уравнений может достигать $\sim 30\,000$ в процессе одного расчета. По всей видимости, такое большое количество переключений является причиной некорректной работы интегратора без дополнительного учета событий в процессе численного решения системы ДУ.

Следовательно, правильный учет разрывности уравнений системы (1) необходим для успешного численного расчета химического состава протопланетных дисков, так как пренебрежение этим фактом влечет за собой изменение хода решения интегратора и накопление дополнительных ошибок, которые могут привести к остановке работы интегратора.

Заключение

Ввиду разрывности трехфазных балансных дифференциальных уравнений, определяющих эволюцию химического состава объектов межзвездной среды, для их корректного численного решения требуется дополнительная регулировка процесса решения. Для этого была выполнена модификация астрохимического кода MONACO: добавлена обработка событий, которые приводят к разрывам в правой части дифференциальных уравнений. Применение данного подхода позволит более успешно использовать код MONACO для физических условий, типичных для протопланетных дисков.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038.

Библиографические ссылки

- [1] *Kiskin M. Y., Vasyunin A. I., Akimkin V. V.* A numerical approach to model chemistry of complex organic molecules in a protoplanetary disk // *Open Astron.* — 2022. — Vol. 31, № 1. — P. 80–91.
- [2] *Vasyunin A. I., Caselli P., Dulieu F., Jiménez-Serra I.* Formation of complex molecules in prestellar cores: a multilayer approach // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 842, № 1. — P. 33.
- [3] *Fredriksson E., Andersson C., Åkesson J.* Discontinuities handled with events in Assimulo, a practical approach // *Proc. 10th Int. Modelica Conf.* — 2014. — P. 827–836.
- [4] *Vasyunin A. I., Herbst E.* Reactive desorption and radiative association as possible drivers of complex molecule formation in the cold interstellar medium // *Astrophys. J.* — 2013. — Vol. 769, № 1. — P. 34.
- [5] *Brown P. N., Byrne G. D., Hindmarsh A. C.* VODE: A variable-coefficient ODE solver // *SIAM journal on scientific and statistical computing.* — 1989. — Vol. 10, № 5. — P. 1038–1051.
- [6] *Molyarova T., Akimkin V., Semenov D. et al.* Gas mass tracers in protoplanetary disks: CO is still the best // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 849, № 2. — P. 130.

СПИРАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ГАЛАКТИКИ ПО НОВЕЙШИМ ДАННЫМ О РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЯХ

М. Г. Коротаева, М. Э. Попова
Уральский федеральный университет

На основе всех каталогов рассеянных скоплений, полученных по данным Gaia DR2 и EDR3, составлен сводный каталог РЗС. Получено частотное распределение возрастов скоплений. Определены параметры спиральной структуры диска Галактики: положения спиральных рукавов и углы наклона спиральной структуры.

SPIRAL STRUCTURE OF THE GALAXY ACCORDING TO THE LATEST OPEN CLUSTERS DATA

M. G. Korotaeva, M. E. Popova
Ural Federal University

We compiled a summary catalog of open clusters based on all catalogs of open clusters obtained from the Gaia DR2 and EDR3 data. The frequency distribution of cluster ages is obtained. The parameters of the Galactic disk spiral structure are determined: the positions of the spiral arms and the pitch angles of the spiral structure.

Введение

Рассеянные звездные скопления (РЗС) являются удобными источниками информации о структуре и истории диска Галактики, поскольку для них с хорошей точностью можно определить возраст и положение в диске. Они представляют собой однородные по составу группы звезд, образовавшиеся в результате одного акта звездообразования из одного и того же газопылевого облака, одного возраста и исходного химического состава и поэтому представляют собой идеальные лаборатории для изучения звездообразования, кинематики и динамики диска Галактики.

Выборка

Каталог точечных источников Gaia (DR2, EDR3 и DR3) на данный момент является самым глубоким и точным астрометрическим каталогом, поэтому именно он наиболее предпочтителен для определения и переопределения параметров РЗС. По данным Gaia был составлен каталог РЗС, включающий 2771 скопление, 2507 из которых имеют оценки возрастов. За основу взят каталог скоплений, представленный в работе [1]. Он был дополнен данными из работ [2–4]. Все каталоги были получены по данным каталога Gaia, данные являются однородными. Таким образом, расстояния до всех скоплений определялись методом тригонометрических параллаксов. Для сравнения каталогов и составления общего каталога использовалась программа TOPCAT [5]. По этой выборке (2507 РЗС) было построено частотное распределение скоплений по возрастам. Для исследования спиральной структуры Галактики были отобраны скопления с возрастом $\lg T < 7.5$, находящиеся на расстоянии не более 4 кпк от Солнца, как имеющие более надежные данные. В эту выборку вошли 462 скопления.

Частотное распределение рассеянных скоплений по возрастам

Мы рассмотрели частотное распределение РЗС по логарифму возраста $\lg T$. Распределение показано на рис. 1.

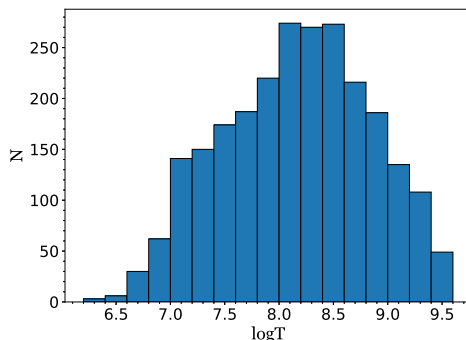


Рис. 1. Частотное распределение РЗС по логарифму возраста

Распределение имеет хорошо выраженный максимум $\lg T = 8.172 \pm 0.027$. Спадание распределения справа от максимума соответствует конечному времени жизни скоплений. Резкое спадание распределения слева, вероятнее всего, демонстрирует недостаточный учет самых молодых ИК-скоплений, не наблюдаемых в видимом диапазоне.

Определение параметров спиральной структуры

По данным РЗС сводного каталога мы определили некоторые геометрические параметры спиральной структуры: оценки расстояний от центра Галактики до спиральных рукавов для галактоцентрического угла $\theta = 0^\circ$ и углов наклона спиралей. Все оценки проводились на основе видимой спиральной структуры по молодым РЗС без анализа отдельных структурных элементов. Расстояние Солнца от центра Галактики R_0 принято равным 8.32 кпк [6].

По общепринятому мнению, отрезки спиральных рукавов Галактики хорошо описываются уравнением логарифмической спирали вида

$$R \sim \exp(\theta \times \operatorname{tg} i), \quad (1)$$

где R — галактоцентрическое расстояние; θ — галактоцентрический угол; i — угол наклона спирального рукава. В координатах θ — $\ln R$ отрезки спиральных рукавов превращаются в прямые линии.

Для определения положений отрезков спиральных ветвей в качестве количественного критерия было выбрано среднеквадратичное отклонение положений РЗС от прямой, параллельной отрезкам спиральных ветвей на графике θ — $\ln R$, проходящей весь диапазон расстояний с шагом 0.01.

При вычислении среднеквадратичного отклонения учитывались только те РЗС, которые не отклонялись от прямой более, чем на $\Delta \ln R = 0.1$ по абсолютному значению. При

перемещении прямой вдоль оси $\ln R$ среднее квадратичное отклонение являлось мерой близости скоплений к положению прямой в полосе шириной $\Delta \ln R$.

Для определения угла наклона спирального рукава одновременно с перемещением прямой вдоль всего диапазона расстояний мы изменяли углы наклона в диапазоне $10\text{--}30^\circ$ с шагом 5° .

На рис. 2 показана зависимость среднее квадратичного отклонения положений РЗС от логарифма расстояния $\sigma(\ln R)$ для соответствующих углов. Цифрами под кривыми показаны положения минимумов.

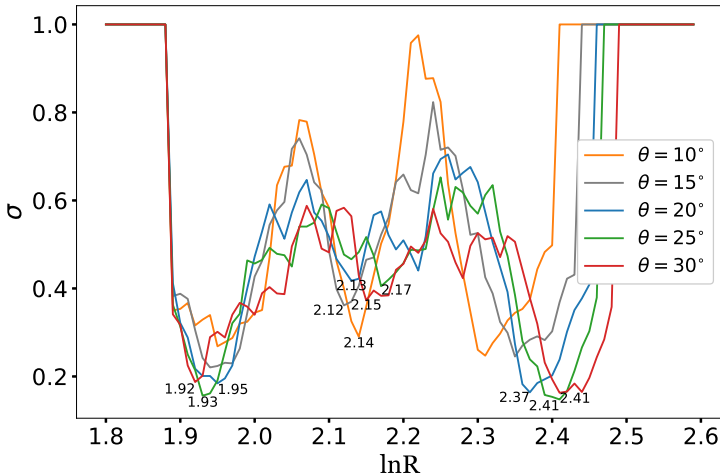


Рис. 2. Зависимость среднее квадратичного отклонения от логарифма расстояния для углов наклона спиральной структуры $10\text{--}30^\circ$

По результатам полученной зависимости $\sigma(\ln R)$ для каждого спирального рукава выбран угол наклона, соответствующий самому глубокому минимуму (сумма среднее квадратичных отклонений минимальна). Результаты представлены на рис. 3.

Результаты и заключение

На основе всех каталогов рассеянных скоплений, полученных по данным Gaia (DR2 и EDR3), составлен сводный каталог скоплений. По всем РЗС, имеющим оценки возраста, построено частотное распределение по логарифму возраста. Оно имеет хорошо выраженный максимум на $\lg T = 8.172 \pm 0.027$.

По данным о РЗС с возрастом $\lg T < 7.5$, получены оценки расстояний от центра Галактики до спиральных рукавов 6.91, 8.52 и 10.99 кпк для рукавов Киля – Стрельца, Ориона и Персея соответственно. Углы наклона для рукавов Киля – Стрельца и Персея совпадают и равны $i = 25^\circ$. Для рукава Ориона нельзя однозначно определить угол наклона, получено два заметно отличающихся результата: $i = 10^\circ$ и $i = 30^\circ$. Вероятно, вопрос о принадлежности рукава Ориона к глобальному спиральному узору еще нельзя считать решенным.

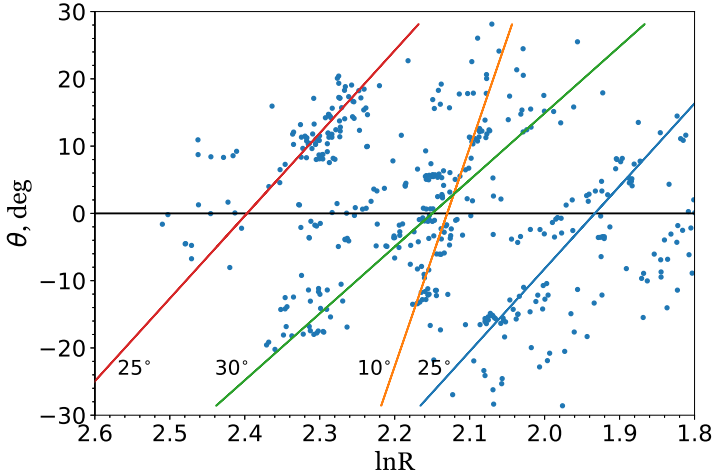


Рис. 3. Положения рассеянных скоплений и отрезков спиральных рукавов с полученными углами наклона

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

Библиографические ссылки

- [1] *Cantat-Gaudin T., Anders F.* Clusters and mirages: cataloguing stellar aggregates in the Milky Way // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 633. — P. A99. 1911.07075.
- [2] *Tarricq Y., Soubiran C., Casamiquela L. et al.* 3D kinematics and age distribution of the open cluster population // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 647. — P. A19. 2012.04017.
- [3] *Castro-Ginard A., Jordi C., Luri X. et al.* Hunting for open clusters in Gaia EDR3: 628 new open clusters found with OCfinder // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 661. — P. A118. 2111.01819.
- [4] *Spina L., Ting Y. S., de Silva G. M. et al.* VizieR Online Data Catalog: GALAH survey. Galactic disc with open clusters (Spina+, 2021) // *VizieR Online Data Catalog.* — 2021. — P. J/MNRAS/503/3279.
- [5] *Taylor M. B.* TOPCAT & STIL: Starlink Table/VOTable Processing Software // *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV: Astronomical Society of the Pacific Conference Series* / ed. by P. Shopbell, M. Britton, R. Ebert : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 2005. — Vol. 347. — P. 29.
- [6] *Gillessen S., Plewa P. M., Eisenhauer F. et al.* An Update on Monitoring Stellar Orbits in the Galactic Center // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 837, № 1. — P. 30. 1611.09144.

РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СЛОИСТЫХ СФЕРОИДАЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ КОСМИЧЕСКИХ ПЫЛИНОК

Х. А. Краяни

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербургский государственный университет*

Сфероидальная модель частиц широко используется в разных науках, и особенно в астрофизике, из-за недостаточных сведений о форме и структуре космических пылинок. Применение этой модели ограничено трудностью быстрого и достаточно аккуратного моделирования рассеяния света крупными (слоистыми) сфероидальными частицами. Мы развили новый подход к расчету оптических свойств как одиночных сфероидов, так и их ансамблей, что необходимо для рассмотрения различных проблем, включая перенос поляризованного излучения. Тестирование показало, что наш подход дает надежные результаты для сплюснутых и вытянутых слоистых сфероидов даже при дифракционном параметре $x = 2\pi a/\lambda$ (где a и λ — размер частицы и длина волны излучения), превышающем 100.

CALCULATIONS OF THE OPTICAL PROPERTIES OF LAYERED SPHEROIDAL MODELS OF COSMIC DUST PARTICLES

H. A. Krayani

*Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University,
St.Petersburg State University*

The spheroidal model of solid particles is widely applied in various sciences, and in particular in astrophysics because of a lack of knowledge of the shape and structure of cosmic dust grains. Adaptation of this model is limited by difficulties of fast and accurate simulations of light scattering by large (layered) spheroidal particles. We develop a new approach to calculations of the optical properties of both single spheroids and ensembles of spheroids, which is necessary for consideration of different problems including polarized radiative transfer. Testing has demonstrated that our approach provides reliable results for oblate and prolate layered spheroids even for the diffraction parameter $x = 2\pi a/\lambda$ (where a and λ are the particle size and radiation wavelength, respectively) exceeding 100.

Введение

Объем данных астрономических наблюдений поляризованного излучения быстро возрастает. В ряде случаев для интерпретации таких данных необходимы расчеты переноса поляризованного излучения. При этом для ультрафиолетового и видимого излучения следует учитывать дихроизм межзвездной среды, содержащей, как известно, частично ориентированные несферические пылинки. Эти же пылинки дают наблюдаемое поляризованное тепловое излучение, часто исследуемое сегодня.

При представлении несферических космических пылинок обычно используются сфериды, поскольку, с одной стороны, реальная форма межзвездных частиц до сих пор неясна, а с другой — многие важные оптические эффекты несферичности рассеивателей определяются прежде всего отношением их максимального размера к минимальному и поэтому хорошо воспроизводятся сфероидами.

Оптические свойства сфероидов могут быть рассчитаны сегодня разными методами. Существующие универсальные методы применимы к частицам произвольной структуры и формы, но обычно требуют использования нереалистичных ресурсов.

Прямое распространение теории Ми, использующей разложение электромагнитных полей по сферическим базисным функциям, из-за неполного разделения переменных в граничных условиях сводит задачу к решению бесконечной линейной системы уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложения поля рассеянного излучения. Матрица, обратная матрице этой системы, традиционно называется T -матрицей. При определенных условиях она позволяет проводить аналитическое усреднение оптических свойств по ориентациям рассеивателей, что очень важно в приложениях. Однако из-за несоответствия базисных функций геометрии рассеяния такое расширение теории Ми практически не применимо для сильно сплюснутых/вытянутых сфероидов и, что важнее, для сфероидов, размер которых больше нескольких длин волн падающего излучения.

Разумеется, правильнее следовать духу теории Ми, то есть использовать сфероидальную систему координат, связанную с поверхностью сфероида, и раскладывать электромагнитные поля по соответствующим сфероидальным базисным функциям. В этом случае также нет полного разделения переменных, и естественно задача сводится к бесконечной линейной системе. Возникающую при этом T -матрицу можно называть сфероидальной. Очевидная аналогия с теорией Ми для шаров подсказывает, что таким образом можно пытаться получить почти столь же устойчивое и широко применимое решение, как для шаров.

Однако подход со сфероидальными базисными функциями имеет три основных недостатка. Во-первых, вычисление сфероидальных функций комплексного аргумента является трудно решаемой задачей из-за проблемного определения собственных значений. Во-вторых, получаемая сфероидальная T -матрица практически не была никогда связана с широко используемой стандартной сферической. В-третьих, решение проблемы рассеяния света сфероидом подобным образом приводит к вычислительным трудностям в одном из случаев поляризации падающего излучения.

В данной работе я обсуждаю устранение перечисленных выше трех недостатков использования разложения полей по сфероидальным функциям. Приводимые мной результаты были получены нашей группой, включающей астрономов из ГАО РАН, и в первую очередь В. Г. Фарафонова, В. Б. Ильина и Д. Г. Туричину.

Проблема рассеяния света и ее общее решение

Как обычно принято в теории рассеяния света малыми частицами, будем рассматривать гармонические поля, то есть электромагнитные поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$, $\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)$, зависящие от радиус-вектора \mathbf{r} и частоты ω и удовлетворяющие векторному уравнению Гельмгольца (k — волновое число в среде)

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0, \quad \Delta \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0, \quad (1)$$

а также граничным условиям на поверхности рассеивателя

$$(\mathbf{E}^{\text{in}} + \mathbf{E}^{\text{sca}}) \times \mathbf{n} = \mathbf{E}^{\text{int}} \times \mathbf{n}, \quad (\mathbf{H}^{\text{in}} + \mathbf{H}^{\text{sca}}) \times \mathbf{n} = \mathbf{H}^{\text{int}} \times \mathbf{n}, \quad \mathbf{r} \in S, \quad (2)$$

где $\mathbf{E}^{\text{in}}, \mathbf{H}^{\text{in}}$ — излучение, падающее на частицу, имеющую поверхность S ; $\mathbf{E}^{\text{sca}}, \mathbf{H}^{\text{sca}}$ и $\mathbf{E}^{\text{int}}, \mathbf{H}^{\text{int}}$ — соответственно рассеянное и внутреннее излучение; \mathbf{n} — внешняя нормаль к S .

Как известно, уравнение (1) имеет решения

$$\mathbf{M}_\nu^{\mathbf{s}}(\mathbf{r}) = \nabla \times (\mathbf{s} \psi_\nu(\mathbf{r})), \quad \mathbf{N}_\nu^{\mathbf{s}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{k} \nabla \times \nabla \times (\mathbf{s} \psi_\nu(\mathbf{r})) = \frac{1}{k} \nabla \times \mathbf{M}_\nu^{\mathbf{s}}(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где \mathbf{s} есть либо радиус-вектор \mathbf{r} , либо постоянный вектор (например, координатный орт \mathbf{i}_z), а $\psi_\nu(\mathbf{r})$ — решение соответствующего скалярного уравнения Гельмгольца.

При использовании сфероидальных координат (ξ, η, φ) , стандартным образом связанных со сферическими (r, θ, φ) ,

$$\psi_\nu(\mathbf{r}) = R_{mn}^{(i)}(\xi) S_{mn}(\eta) F_m(\varphi), \quad (4)$$

где $S_{mn}(\eta)$ и $R_{mn}^{(i)}(\xi)$ — сфероидальные угловые и радиальные функции i -го рода ($i = 1, 3$); $F_m(\varphi)$ — либо тригонометрические ($\sin m\varphi$, $\cos m\varphi$), либо экспоненциальные ($\exp im\varphi$) функции.

Решение проблемы рассеяния света ищется в виде разложений полей по базисным функциям (3), например

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sum_\nu [a_\nu \mathbf{M}_\nu^s(\mathbf{r}) + b_\nu \mathbf{N}_\nu^s(\mathbf{r})]. \quad (5)$$

Подставляя разложения всех полей в граничные условия (2), умножая на угловые базисные функции, интегрируя по поверхности и учитывая линейную независимость базисных функций, можно получить линейные системы, связывающие коэффициенты разложения полей

$$Q_S \mathbf{a}^{\text{int}} = \mathbf{a}^{\text{in}}, \quad Q_R \mathbf{a}^{\text{int}} = \mathbf{a}^{\text{sca}}, \quad (6)$$

где векторы \mathbf{a} содержат коэффициенты a_ν, b_ν из соотношения (5). Системы (6) приводят к сфероидальной T -матрице: $T^{\text{sp}} = Q_R Q_S^{-1}$. Эта матрица дает решение задачи (сечения, матрицу рассеяния и т. п.) для одной частицы. Для ансамблей частиц эффективней использовать сферическую T -матрицу, которая связывает коэффициенты разложения полей по сферическому базису и позволяет аналитически определять средние сечения и другие оптические свойства ансамблей частиц.

Описание нового подхода

1. Проблема вычисления сфероидальных функций комплексного аргумента была камнем преткновения до появления алгоритмов, использующий нестандартную точность вычислений, и особенно алгоритмов A. L. van Buren [1].

Мы провели тестирование алгоритмов van Buren в широком диапазоне значений параметров. После исправления небольших ошибок алгоритмы показали уникальную точность — до 20 значащих цифр (кроме сфероидов с отношением полуосей $a/b \approx 2-4$, для которых точность резко падала до 6 значащих цифр из-за сложного ветвления последовательности собственных значений) для дифракционных параметров x_ν вплоть до 200 и отношений a/b до 100.

Заметим, что алгоритмы van Buren использовали нормировку сфероидальных угловых функций, предложенную Meixner & Schäfke и никогда ранее не применявшуюся в теории рассеяния света. Это потребовало определенного изменения привычных уравнений.

2. Переход от сфероидальной матрицы T^{sp} к стандартной сферической T^{s} нам пришлось делать в два шага [2], поскольку известно, что в разложении (5) для сфероидов эффективнее использовать неортогональный базис $\mathbf{M}_\nu^{\text{is}}(\mathbf{r}), \mathbf{M}_\nu^{\text{r}}(\mathbf{r})$ и ему подобные.

Первый шаг состоял в переходе от этого базиса к аналогичному сферическому. Мы получили, что такой переход меняет T -матрицу следующим образом:

$$\tilde{T}^{\text{s}} = D T^{\text{sp}} D^T, \quad (7)$$

где элементы матрицы D для азимутальной моды m (см. соотношение (4)) есть $D_{nl} = i^{l-n} d_{l-m}(m, n)$, а $d_l(m, n)$ являются коэффициентами разложения сфероидальной

угловой функции $S_{mn}(\eta)$ по присоединенным полиномам Лежандра, и, наконец, индекс T означает транспонирование.

Второй шаг заключался в переходе от неортогонального сферического базиса к ортогональному $\mathbf{M}_\nu^E(\mathbf{r}), \mathbf{N}_\nu^E(\mathbf{r})$. Мы нашли, что такое преобразование производится отдельно для 4 блоков T^s -матрицы, соответствующих коэффициентам a_ν и b_ν :

$$T_{i,j}^s = \hat{F}_{i,j}(\tilde{T}^s), \quad (8)$$

где $i, j = 1, 2$, линейные функции $\hat{F}_{i,j}$ зависят от \tilde{T}_{kl}^s с $k, l = 1, 2$ и включают двухдиагональную матрицу F и диагональную матрицу G , элементы которых зависят только от m и n .

3. Найденные выше преобразования T -матриц позволили решить проблему потери точности при «сфероидальном» решении задачи в случае ТЕ (Transverse Electric) моды поляризации падающего излучения, используя более устойчивое решение для ТМ (Transverse Magnetic) моды путем следующих переходов: $T^{\text{sp, TM}} \rightarrow \tilde{T}^{\text{sp, TM}} \rightarrow T^{\text{s, TM}} \rightarrow T^{\text{s, TE}} \rightarrow \tilde{T}^{\text{s, TE}} \rightarrow T^{\text{sp, TE}}$ [3]. Здесь применяется тот факт, что для стандартного сферического базиса переход $T^{\text{s, TM}} \rightarrow T^{\text{s, TE}}$ известен.

Проведенное тестирование показало, что вычисление $T^{\text{sp, TE}}$ «в лоб» приводит к потере 5–10 значащих цифр, тогда как при преобразовании $T^{\text{sp, TM}} \rightarrow \dots \rightarrow T^{\text{sp, TE}}$ теряется только одна цифра. Кроме этого, такое преобразование всегда быстрее расчета «в лоб» и дает результат в более широкой области значений параметров [3].

Заключение

При решении астрономических задач, включающих рассеяние света сфероидальными аналогами несферических космических пылинок, обычно используется код **Voshchinnikov & Farafonov**, созданный около 30 лет назад и не всегда устойчиво работающий для УФ-излучения, а также не вычислявший T -матрицу. Мы разработали подход, лишенный этих и некоторых других недостатков. Вычисление стандартной T -матрицы позволяет включать предлагаемый подход в моделирование переноса поляризованного излучения, например через пакет **CosTuuM** в код **SKIRT**.

Наш подход дает также возможность, практически не увеличивая время расчетов, рассматривать слоистые сфероиды (появляющиеся в модели THEMIS и в какой-то степени в недавней *astrodust*-модели *Draine* и др.), причем впервые для несофокусных слоев (см. подробнее, [2]).

Библиографические ссылки

- [1] *van Buren A. L.* Calculation of oblate spheroidal wave functions with complex argument // Preprint arXiv math/2009.01618. — 2020.
- [2] *Turichina D. G., Farafonov V. G., Il'in V. B.* Exact solution to the light scattering problem for a core-mantle spheroid with non-confocal layer boundaries // Proc. Conf. ‘Days on Diffraction, 2022’. — Danvers, USA : IEEE, 2022. — P. 130–135.
- [3] *Il'in V. B., Farafonov V. G., et al.* New practical approach to light scattering by spheroids with the use of spheroidal bases // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. — 2023, in preparation.

ХИМИЧЕСКИЕ РЕАКЦИИ НЕКОТОРЫХ НИТРИЛОВ С МЕТИНОВЫМ РАДИКАЛОМ В РАЗРЕЖЕННЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ И АТМОСФЕРАХ ПЛАНЕТ

Л. И. Крикунова^{1,2}, Д. П. Порфирьев^{1,2}

¹Самарский национальный исследовательский университет им. С. П. Королева,
²Самарский филиал Физического института им. П. Н. Лебедева РАН

В данной работе в рамках теории функционала плотности с использованием гибридного функционала ω b97xd и базисного набора cc-pvtz рассчитаны молекулярные параметры реагентов, переходных состояний, барьеров и продуктов химических реакций синильной кислоты, ацетонитрила, пропаннитрила с метиновым радикалом. Построены профили поверхностей потенциальной энергии реакций. Энергии структур рассчитаны в пределе бесконечного базиса при помощи двухточечной экстраполяционной формулы, значения для которой были получены методом связанных кластеров в реализации CCSD(T)-F12. Рассчитаны константы скорости для каждого шага реакций на основе теории PPKM.

THE REACTIONS OF THE METHYLIDYNE RADICAL WITH NITRILES IN COLD MOLECULAR CLOUDS AND PLANETARY ATMOSPHERES

L. I. Krikunova^{1,2}, D. P. Porfirev^{1,2}

¹Samara national research university, ²Lebedev Physical Institute, Samara Branch

In this work, using the hybrid density functional theory method ω b97xd/cc-pvtz, the molecular parameters of reagents, transition states, barriers, and products of chemical reactions of hydrocyanic acid, acetonitrile, and propanenitrile with a methine radical are calculated. Potential energy surfaces of reactions are constructed. The rate constants for each reaction step were calculated using the RRKM approach.

Введение

Количество обнаруженных в космическом пространстве органических молекул растет. Раскрытие механизма образования таких соединений позволяет делать обоснованные предположения о происхождении жизни на Земле и за ее пределами. В основе жизни лежит молекула ДНК, состоящая из повторяющихся блоков — нуклеотидов, в состав которых входят азотистые основания и другие циклические соединения. Получение простейших аминокислот, содержащих, кроме карбоксильной, еще и аминную группу NH₂, в эксперименте Миллера — Юри было одним из первых шагов в изучении механизма образования органических молекул из неорганических. В данной работе раскрыты механизмы взаимодействия молекул некоторых нитрилов с метиновым радикалом. В большом количестве молекулы синильной кислоты и пропаннитрила обнаружены в атмосфере Титана. Также пропаннитрил найден в газопылевом облаке Стрельца B2 [1]. Высокая концентрация молекул ацетонитрила зафиксирована в протопланетном диске вокруг звезды MWC 480.

Повсеместно обнаруженный в космосе метиновый радикал CH является высокореактивным [2], что позволяет ему при одиночном столкновении безбарьерно присоединиться к молекуле с образованием начального аддукта реакции. Изучение взаимодействия метинового радикала с молекулами нитрилов дает представление о возможных продуктах химических реакций, среди которых могут быть предшественники азотистых оснований, являющихся строительными блоками в цепочках ДНК.

Методы и программное обеспечение

Для нахождения геометрий реагентов, продуктов, переходных и промежуточных состояний, а также для расчета колебательных частот и энергии нулевых колебаний использовалась теория функционала плотности с комбинацией функционал/базисов $b97xd/cc-pvtz$ [3]. Энергии для построения поверхности потенциальной энергии для H_2C_2N рассчитаны с использованием метода двухточечной экстраполяции к пределу полного базисного набора CBS

$$E_{CBS} = E_1 + 0.69377 \cdot (E_1 - E_2), \quad (1)$$

значения для которого были получены методом связанных кластеров в реализации CCSD(T)-F12 и базисными наборами cc-pvtz ($E_1 = E_{CCSD(T)-F12/cc-pvtz-f12}$) и cc-pvqz ($E_2 = E_{CCSD(T)-F12/cc-pvqz-f12}$).

Поправка при переходе от базиса cc-pvtz к пределу CBS составляет не более 0.2 ккал/моль, а требования к вычислительным ресурсам возрастают непропорционально сильно, поэтому для более крупных систем экстраполяция к CBS не производилась. Полученные молекулярные параметры и относительные энергии были использованы для поиска констант скоростей на каждом шаге реакций в пределе нулевого давления и низких температур с использованием подхода РРKM [4].

Структуры соединений построены с использованием программы ChemDraw Ultra 8.0. Квантово-химические расчеты проводились с использованием программных пакетов Gaussian версии 09 [5] и MOLPRO [6], установленных на вычислительном центре Самарского университета «Сергей Королев». Расчет констант скорости на каждом шаге реакции, а также относительные выходы продуктов реакции в процентах произведен в программном пакете Unimol. Совокупность используемых методов позволяет получить высокую химическую точность [7] и сделать корректные выводы о возможных путях развития реакции.

Обсуждение результатов: поверхности потенциальной энергии реакций

Анализ профилей поверхности потенциальной энергии (ППЭ) для взаимодействия нитрилов с метиновым радикалом дает возможность сделать вывод о том, что относительные выходы продуктов химической реакции зависят от способа присоединения метинового радикала к молекуле. Высокая реакционная способность метинового радикала позволяет ему образовывать начальные аддукты химической реакции безбарьерно. Аддукты, образованные безбарьерно и ведущие к доминирующим продуктам реакций, представлены на рис. 1.

Для реакции с пропаннитрилом доминирование концентрации аддукта w_1 ведет к преобладанию продукта p_9 . Вторичный продукт с долей 25 % — это этилен с сопутствующим радикалом $CNCH_2$ (p_2). Присоединение CH к тройной связи с образованием аддукта i_2 ведет практически исключительно (с долей 98 %) к получению метилрадикала с сопутствующим продуктом p_{13} в результате прямого отрыва группы CH_3 . Альтернативный путь реакции от начального аддукта i_3 приводит к большому выходу продукта p_1 (94 %), а в случае доминирования i_4 — наибольшую вероятность получения имеет продукт p_7 (84 %). Таким образом, реакция метинового радикала с пропаннитрилом представляет собой важный шаг к образованию гетероциклических азотсодержащих молекул в межзвездной среде, так как может не только приводить непосредственно к гетероциклическим соединениям, но и генерировать такие радикалы, как CH_2CN и его изомер CH_3NC .

Аналогично для реакции ацетонитрила с радикалом CH в условиях одиночного столкновения анализ профиля ППЭ и рассчитанные в пределе одиночных столкновений значения

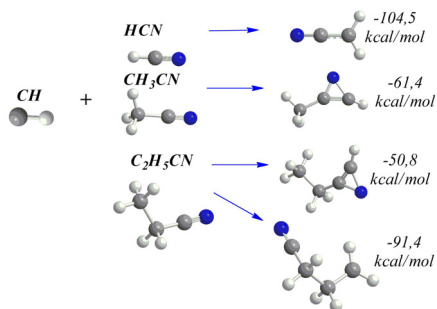


Рис. 1. Образование начальных аддуктов в реакциях метинового радикала с молекулами нитрилов

констант скоростей и относительных выходов свидетельствуют о том, что при доминировании концентрации начального аддукта i_3 максимум концентрации (97 %) получен для линейного продукта — молекулы синильной кислоты (p_{37}, p_{38}), которая представляет интерес при изучении химических реакций в холодном космосе. Нельзя исключать и сопутствующие радикалы, рассматриваемые как потенциальные строительные кирпичики для более крупных молекул в астрохимии.

При анализе профиля ППЭ для реакции молекулы синильной кислоты с метиновым радикалом среди всех найденных путей реакции выявлены простые одно- или двухступенчатые, ведущие к росту линейных молекул. Теория РПКМ предсказывает два доминирующих продукта реакции, p_3 и p_4 . Образование первого, цианометилена, значительно опережает образование второго, цианометилидина, с относительными выходами 68.2 и 31.8 % соответственно. Преобладающие продукты реакций представлены на рис. 2.

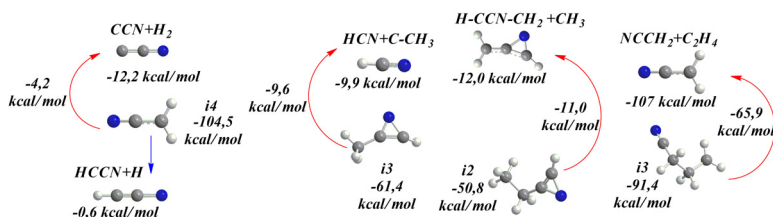


Рис. 2. Предсказанные в результатах теоретического исследования продукты реакций метинового радикала с молекулами нитрилов

Заключение

В работе раскрыты механизмы формирования циклических и ациклических азотсодержащих соединений в результате реакций метинового радикала с некоторыми нитрилами. Во всех реакциях преобладающими продуктами являются линейные структуры. Для ацетонитрила и пропаннитрила это изомеры CH_2CN и CH_2NC и молекула синильной кислоты. В случае реакции последней с CH доминируют линейные структуры. И хотя выход наиболее интересных, циклических, структур мал, исследованные реакции можно рассматривать

в качестве первых ступеней химической эволюции. Из простейших молекул с закрытой оболочкой и радикалов могут образовываться более сложные органические соединения. Они в свою очередь могут запускать реакции, приводящие к образованию полициклических органических соединений, которые можно рассматривать как начальную стадию абиогенеза, ведущую к синтезу большинства основных аминокислот.

Работа выполнена в рамках гранта № 075-15-2021-597 «Происхождение и эволюция органических молекул в нашей Галактике».

Библиографические ссылки

- [1] *Wiesemeyer H., Güsten R., Menten K. M.* Unveiling the chemistry of interstellar CH. Spectroscopy of the 2 THz $N = 2 \leftarrow 1$ ground state line // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 37. — P. 601–612.
- [2] *Xu D., Li D.* CH as a molecular gas tracer and c-shock tracer across a molecular cloud boundary in Taurus // *Astrophys. J.* — 2016. — Vol. 90. — P. 798–812.
- [3] *Chai J.D.* Long-range corrected hybrid density functionals with damped atom-atom dispersion corrections // *Physical Chemistry Chemical Physics.* — 2008. — Vol. 10. — P. 6615–6620.
- [4] *Markus R. A.* Unimolecular reactions, rates and quantum state distribution of products *Philosophical Transactions of the Royal Society* // *Astrophys. J.* — 1990. — Vol. 332. — P. 283–296.
- [5] *Frish M. J.* Gaussian 09 (Revision A.1). — URL: <https://gaussian.com>.
- [6] *Werner H. J.* MOLPRO, Version 2010.1, A Package of Ab Initio Programs // MOLPRO.NET: University of Cardiff, UK. — <https://www.molpro.net/info/release/doc/manual/index.html>.
- [7] *Zhang J., Valeev E. F.* Prediction of Reaction Barriers and Thermochemical Properties with Explicitly Correlated Coupled-Cluster Methods: A Basis Set Assessment // *Journal of Chemical Theory and Computation.* — 2012. — Vol. 8. — P. 3175–3186.

ВКЛАД НЕРАЗРЕШЕННЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД В ДИСПЕРСИЮ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ СКОПЛЕНИЯ

М. В. Кулеш, А. Ф. Селезнев
Уральский федеральный университет

Рассмотрена задача об изменении дисперсии лучевых скоростей звезд скопления, если в выборке присутствуют неразрешенные двойные звезды, в спектрах которых видны линии только главного компонента. В работе моделируется распределение лучевых скоростей главного компонента для заданных распределений элементов орбит. С помощью этого распределения исследуется зависимость относительной дисперсии лучевых скоростей от доли двойных в скоплении. Полученная зависимость аппроксимируется логарифмической зависимостью. Обсуждаются пределы применимости этой эмпирической зависимости.

CONTRIBUTION OF UNRESOLVED BINARY STARS TO RADIAL VELOCITY DISPERSION OF STAR CLUSTER

M. V. Kulesh, A. F. Seleznev
Ural Federal University

We consider the problem of changing of the radial velocity dispersion of the cluster stars if the sample contains unresolved binary stars whose spectra show lines of only the primary component. We simulate the distribution of radial velocities of the main component for specified distributions of orbital elements. This distribution is used to study the dependence of the relative radial velocity dispersion on the fraction of binaries in the cluster. The resulting dependence is described by the logarithmic function. Restrictions of the application of this empirical dependence are discussed.

Введение

Знание распределения скоростей звездного скопления требуется для множества задач звездной динамики, например для оценки массы звездного скопления. Очень часто для этого используется дисперсия лучевой скорости и предположение об изотропном распределении скоростей. Однако оценка динамической массы скопления может быть намного больше, чем оценка массы, полученная по функции светимости скопления [1]. Возможное объяснение состоит в том, что оценка дисперсии скоростей завышена. Это может быть следствием наличия в выборке неразрешенных двойных звезд, в спектре которых видны линии только главного (самого яркого) компонента. При этом при единичном наблюдении такой звезды ее невозможно отличить от одиночной звезды.

В связи с этим возникла идея статистической проверки вклада таких неразрешенных двойных звезд в дисперсию лучевых скоростей для разной доли двойных в скоплении. В настоящей работе представлена простая модель расчета распределения лучевой скорости главного компонента в двойной системе для заданных распределений элементов орбит и масс, а также получена эмпирическая зависимость дисперсии лучевой скорости скопления от доли неразрешенных двойных.

Описание методики

Используемая модель двойной

Пусть главный компонент имеет массу M , вторичный — m , отношение масс $q = \frac{m}{M} < 1$, центр масс неподвижен, положение главного компонента задается истинной аномалией θ относительной орбиты. Параметры орбиты и положения главного компонента такие:

- a — большая полуось относительной орбиты;
- e — эксцентриситет орбиты;
- ω — ориентация периастра по лучу зрения;
- i — наклон луча зрения к орбите.

В настоящей работе используются такие распределения параметров:

$$\begin{aligned} \rho(M) &\sim M^{-2.35}, \quad M \in [0.5; 10] M_{\odot} \quad (\text{взято из [2]}) \\ \rho(q) &\sim q^{-0.4}, \quad q \in [0.1, 0.9] \quad (\text{взято из [3]}) \\ \rho(e) &\sim e, \quad e \in [0, 1] \quad (\text{тепловое распределение Джинса [4]}) \\ \rho(\log(a)) &= U(1, 4.5), \quad a \in [10, 3 \cdot 10^4] \text{ а. е.} \quad (\text{взято из [5]}) \\ \rho(i) &= U(0, \pi), \\ \rho(\omega) &= \rho(\theta) = U(0, 2\pi), \end{aligned}$$

где $U(a, b)$ — равномерное на отрезке $[a, b]$ распределение.

Распределение лучевых скоростей главного компонента

Для нахождения распределения $\rho_{vr}(v_{UB})$ лучевой скорости главного компонента данной модели, случайно сгенерируем большое (100 000) количество различных двойных систем и посмотрим на полученное распределение v_{UB} . Для получения v_{UB} необходимо (рис. 1):

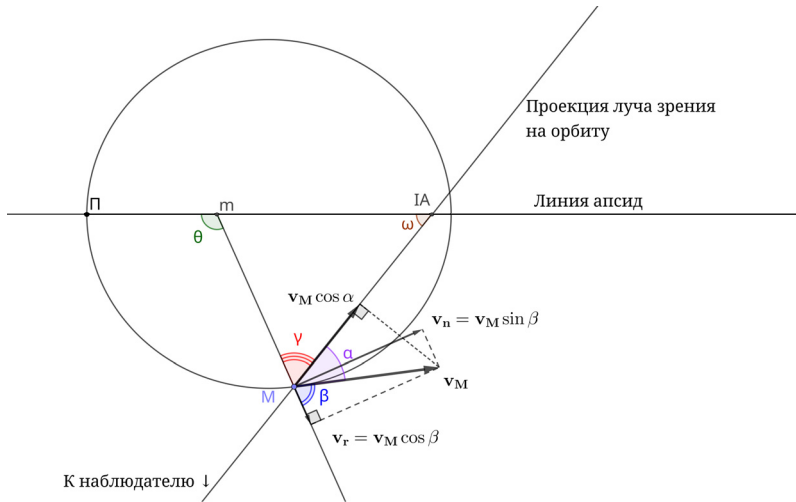


Рис. 1. Поясняющий рисунок к расчету орбиты

1. По соответствующим распределениям сгенерировать q , M , a , e , ω , i и θ .
2. Вычислить угол между радиус-вектором главного компонента и его полной скоростью $\beta = \arctan \frac{1 + \cos \theta}{\sin \theta}$.
3. Вычислить угол между полной скоростью и проекцией на луч зрения $\alpha = \pi - \beta - \theta + \omega$.
4. Вычислить круговую скорость $v_c = \sqrt{\frac{GM(1+q)}{a}}$.
5. Вычислить полную скорость $v_M = v_c \sqrt{\frac{e^2 + 2e \cos \theta + 1}{1 - e^2}}$.
6. С учетом перехода в систему отсчета с неподвижным центром масс и наклоном луча зрения вычислить $v_{UB} = v_M \cos \alpha \cos i \frac{q}{1+q}$.

Полученное распределение представлено на рис. 2 слева, оно отличается от нормального протяженными хвостами.

Моделирование «скопления»

Будем считать, что стандартное отклонение полной скорости для звезд скопления составляет 1 км/с, тогда в предположении сферической симметрии распределения скоростей стандартное отклонение лучевой скорости $\sigma_0 \approx 0.58$ км/с. Это соответствует движению одиночных звезд и центров масс двойных звезд.

Сгенерируем лучевые скорости для $N = 5000$ центров масс звезд, исходя из нормального распределения с такой дисперсией. Затем, считая f из этих звезд неразрешенными двойными, добавим к ним лучевую скорость главного компонента v_{UB} из полученного выше распределения. Затем оценим суммарное стандартное отклонение лучевой скорости σ полученной выборки и посчитаем его 1000 раз, получив распределение плотности. Эти распределения в зависимости от f представлены на рис. 2 справа на так называемом «скрипичном» графике (violin plot). Приведена линейная аппроксимация логарифмов квантилей 5, 50 и 95 % полученных для разных f распределений.

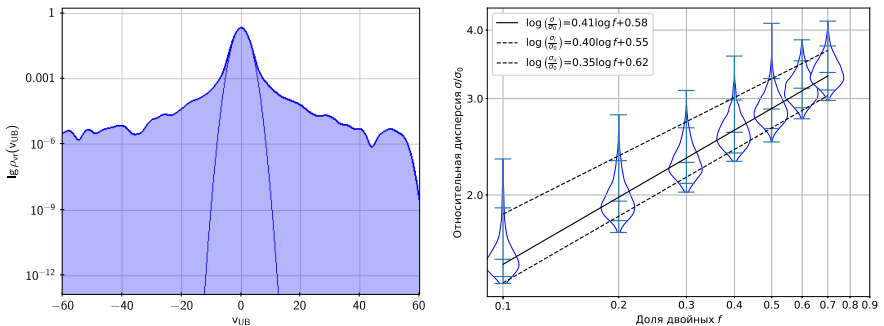


Рис. 2. Слева логарифм распределения $\rho_{UB}(v_{UB})$ с наложенным нормальным распределением, справа — полученная зависимость относительно дисперсии от доли двойных

Обсуждение результатов и заключение

$$\log\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right) = a \log f + b, \quad a \in [0.35, 0.41], \quad b \in [0.55, 0.62]. \quad (1)$$

Если бы распределение $\rho_{vr}(v_{UB})$ было близким к нормальному, тогда из чисто статистических свойств распределений следовало бы, что

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + f\sigma_{vr}^2.$$

В случае $\sigma_{vr} \gg \sigma_0$ такая зависимость сводится к простому соотношению

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} \sim \sqrt{f}.$$

Однако распределение $\rho_{vr}(v_{UB})$ имеет слишком протяженные хвосты, поэтому коэффициент a оказывается меньше 0.5.

Исходя из полученных значений коэффициентов, уже 20 % неразрешенных двойных звезд с линиями в спектре только главного компонента приводят к увеличению дисперсии в 2 раза, а значит, увеличению вириальной массы в 4 раза. Этот вклад оказывается менее значительным, чем в похожих работах: например, в работе [6] похожие коэффициенты в зависимости (1) выше имеют значение больше в 3–6 раз. Это легко объяснить тем, что авторы [6] учитывают также скорости вторичных компонентов (которые значительно больше скоростей главных компонентов). Мы же не учитываем скорости вторичных компонентов, так как считаем, что в спектрах линии вторичных компонентов не видны. Также наша модель не учитывает изменение доли двойных в процессе эволюции скопления, в отличие от [6].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

Библиографические ссылки

- [1] *Seleznev Anton F., Carraro Giovanni, Capuzzo-Dolcetta Roberto et al.* On the mass of the Galactic star cluster NGC 4337 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2017. — Vol. 467, № 3. — P. 2517–2528. 1702.03141.
- [2] *Kroupa Pavel.* On the variation of the initial mass function // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2001. — Vol. 322, № 2. — P. 231–246. astro-ph/0009005.
- [3] *Kouwenhoven M. B. N., Brown A. G. A., Goodwin S. P. et al.* Pairing mechanisms for binary stars // *Astronomische Nachrichten.* — 2008. — Vol. 329. — P. 984–987. 0811.3092.
- [4] *J Jeans J. H.* The origin of binary systems // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1919. — Vol. 79. — P. 408.
- [5] *Tutukov A. V., Kovaleva D. A.* Distribution of visual binary stars over masses and separation between components // *INASAN Science Reports.* — 2019. — Vol. 3. — P. 342–347.
- [6] *Rastello Sara, Carraro Giovanni, Capuzzo-Dolcetta Roberto.* Effect of Binarity in Star Cluster Dynamical Mass Determination // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 896, № 2. — P. 152. 2005.03037.

ТЕХНИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ КОНСТРУКЦИЙ ПОКРЫТИЯ СООРУЖЕНИЙ ПОВЫШЕННОЙ ОТВЕТСТВЕННОСТИ В ПЕРИОД ЭКСПЛУАТАЦИИ

Д. С. Лескова¹, Ф. З. Зарипова^{1,2}, А. Г. Князев², Н. А. Казаченко¹

¹Уральский федеральный университет,

²ООО «Уральская проектно-изыскательская компания»

Для обеспечения безопасности, эксплуатационной надежности уникальных и технически сложных объектов строительства необходимо производство систематических наблюдений контролируемых параметров для выявления отклонений и выполнение анализа степени опасности — все это производится в рамках технического мониторинга. В данной статье описывается производство систематических наблюдений контролируемых параметров, в которые входят наблюдения прогиба ферм в период эксплуатации, а также анализ мониторинга покрытия кровли аэровокзального комплекса.

TECHNICAL MONITORING OF COATING STRUCTURES OF HIGH-CRITICAL STRUCTURES DURING OPERATION

D. S. Leskova¹, F. Z. Zaripova^{1,2}, A. G. Knyazev², N. A. Kazachenko¹

¹Ural Federal University, ²LLC "Ural Design and Survey Company"

To ensure the safety, operational reliability of unique and technically complex construction projects, it is necessary to make systematic observations of controlled parameters to identify deviations and an analysis of the degree of danger — all this is done as part of technical monitoring. This article describes the production of systematic observations of controlled parameters, which include observations of trusses deflection during operation, as well as an analysis of the monitoring of the roofing of the air terminal complex.

Введение

Согласно нормативным документам, к зданиям и сооружениям повышенного уровня ответственности относятся здания и сооружения, отнесенные в соответствии с Градостроительным кодексом Российской Федерации к особо опасным, технически сложным или уникальным объектам. Примеры таких объектов — магистральные трубопроводы, нефтяные резервуары, здания с пролетами от 100 и более метров и технически сложные сооружения.

Со временем происходят изменения климатических условий, меняется окружающая среда, увеличивается или просто изменяется нагрузка на эти объекты, но, в любом случае, строительство и эксплуатация таких объектов должны быть эффективны и безопасны для жизни и здоровья людей. За этим необходимо следить с момента начала строительства.

В представленной работе предлагаем вашему вниманию описание методики проведения работ, и анализ полученных в результате значений отклонений.

Описание объекта мониторинга

Покрытие здания аэровокзального комплекса запроектировано сложной криволинейной формы с выносом кровли по периметру фасада в виде четырех консольных лучей. Эксплуатируемое здание аэровокзального комплекса в соответствии с ГОСТ 27751-2014 относится

к сооружениям повышенной ответственности [1]. Значение коэффициента надежности по ответственности при проектировании конструкций, оснований и фундаментов принято равным:

- 1.1 — при расчете на основные сочетания нагрузок по первой группе предельных состояний;
- 1.0 — при расчете по второй группе предельных состояний, а также при расчете на особые воздействия, в том числе при расчете на сейсмические воздействия и «прогрессирующее» разрушение.

Принципиальная схема аэровокзального комплекса приведена на рис. 1. Несущие конструкции покрытия выполнены из стальных структурных пространственных конструкций в виде перекрестно-стержневых ферм. Соединения стержней в пространственную систему выполняется на болтах через узловой элемент.

Аэровокзальный комплекс имеет габаритные размеры в плане около 80×150 м по контуру фасада и 195×110 м по контуру покрытия. Вся конструкция сооружения выполнена как единое целое, без деформационных швов [2].

Конструкция покрытия включает два основных пояса: верхний и нижний, состоящие преимущественно из ортогональных ячеек. Пояса раскреплены между собой в узлах вертикальными диагоналями, обеспечивающими работу пространственной решетки поясов и диагоналей как единой системы. Общие размеры покрытия в плане составляют около 196 м (вдоль буквенных осей) и 111 м (цифровых осей), перепад по высоте — до 15 м. Конструкции покрытия выполнены в виде пространственной решетки по типу пространственных металлоконструкций, включающей стержневые элементы и сферические узлы. Система пространственных металлоконструкций состоит главным образом из двух типов элементов: узлов и стержневых элементов, соединяемых посредством высокопрочных болтов.

Узлы — это полнотелые сферические изделия из стали, снабженные отверстиями с резьбой. Расположение и количество данных отверстий соответствует положению и количеству стержневых элементов, соединяемых в узле (рис. 2) [3].

Стержневые элементы изготовлены из стальных труб круглого сечения, на концах которых приварены конические детали с отверстием вдоль продольной оси элемента [4].

Одна из причин применения описанного типа соединения состоит в том, чтобы получить систему с высокой осевой жесткостью. Такая система сводит возможные предельные деформации конструкций к минимально достижимым значениям [5].



Рис. 1. Принципиальная схема аэровокзального комплекса

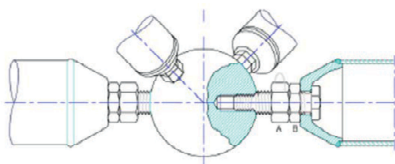


Рис. 2. Болтовое соединение «узел-стержневой элемент»

Абсолютные значения вертикальных перемещений узловых точек покрытия

Номер узла	Максимально допустимое вертикальное перемещение мм	Расчетное положение конструкции мм	Абсолютные значения вертикальных перемещений мм
1 195	-82	-211	6.0
1 223	-181	-211	-116.0
1 245	-139	-211	-45.6
1 378	-334	-211	-90.6
1 394	-152	-211	-27.5
1 434	-131	-211	-49.0
1 437	-191	-211	-68.0
1 442	-272	-211	-92.0
1 616	-146	-211	-33.0
1 753	-249	-211	-145.6
1 754	-214	-211	-22.0
1 760	-280	-211	-63.0
1 764	-225	-211	-100.0
1 767	-247	-211	-118.0
1 969	-281	-211	-188.0
2 024	-280	-211	-227.0
2 089	-281	-211	-256.7
2 117	-244	-211	-99.0
2 129	-134	-211	-
2 156	-283	-211	-242.0
2 168	-236	-211	-65.0
2 190	-230	-211	-159.0
2 206	-259	-211	-169.6
2 264	-194	-211	-126.4
2 272	-391	-211	-5.0
2 304	-165	-211	-6.0

Методика производства работ

Наблюдения за вертикальными перемещениями конструкции кровли производятся по узловым элементам (в количестве 26 шт.)

В качестве примера приведем алгоритм расчета величин минимально и максимально ожидаемых значений предельных прогибов опираясь на нормативные документы. Величина вертикального предельного прогиба между опорами, согласно пункту 2 табл. Д.1 СП 20.13330.2016 (<https://docs.cntd.ru/document/456044318>), определяется из соотношения: $l/300$, где l — длина пролета. Рассчитаем минимально ожидаемый предельный прогиб для узла 1 394 и определим величину предельного прогиба между опорами — в нашем случае это 80 мм. Для кромки конструкции покрытия, которая в середине пролета данного участка удалена на 8.091 м от прямой линии между опорами, как для консоли, согласно примечаний 1 и 2 табл. Д.1 СП 20.13330.2016, предельный прогиб определяем из соотношения $2 \times l/225$, получается 72 мм и окончательное значение прогиба для нашего примера — $L_{\text{общ}} = 80 + 72 = 152$ мм [5].

Максимальное вертикальное перемещение конструкции покрытия ожидается на кромке консольного участка наиболее протяженного пролета — в районе оси 19 в узле 2089 по нижнему поясу и составит по аналогичным расчетам 281 мм. По узлу 2089 получено фактическое значение прогиба в размере 198.6 мм, которое меньше предельно допустимой величины на данном участке (281 мм) на 82.3 мм (см. таблицу).

Наблюдения за вертикальными перемещениями конструкции кровли выполняются с точностью 2-го класса комбинированным методом измерения: высота наблюдается методом тригонометрического нивелирования, наблюдение планового положения производится методом линейно-угловых измерений. Измерения производились высокоточным электронным тахеометром Leica TS09 1". Прогиб определяется при анализе наблюдений высотных отметок установленных деформационных марок с пунктов геодезической разбивочной основы, полученной от заказчика. Абсолютные значения вертикальных перемещений приведены в таблице.

Обсуждение результатов и заключение

Деформационный мониторинг выполняется в течение 5 месяцев с интервалом в один месяц, продолжается на данном этапе и будет продолжаться, пока не поступит распоряжение от заказчика о прекращении наблюдений. За период в 5 месяцев получены следующие результаты.

Деформация наиболее протяженного пролета: абсолютное вертикальное перемещение (с момента строительства) узла 2089 составляет –256 мм, что на 45 мм ниже расчетного положения конструкции, но не превышает максимально допустимых 281 мм. Величины перемещений учтены в абсолютных значениях.

Деформация минимально протяженного пролета: максимальное абсолютное вертикальное смещение (с момента строительства) узла 1394 составляет –27 мм. Таким образом прогиб узла 1394 не превышает предельно допустимых значений.

Анализируя полученные данные за все циклы наблюдений покрытия кровли, можно сделать следующие выводы о стабильности и надежности конструкций:

- значения относительных вертикальных и горизонтальных перемещений не превышают максимально допустимых значений;
- динамики развития отклонений не наблюдается.

Библиографические ссылки

- [1] ГОСТ 27751-2014, ОАО «НИЦ Строительство» : Межгосударственный стандарт. Надежность строительных конструкций и оснований. Основные положения. МКС 91.040.01. — М. : Стандартинформ, 2019. — 19 с.
- [2] ЦНИИСК. Рекомендации по проектированию структурных конструкций. — М. : Стройиздат, 1984. — 295 с.
- [3] *Михайлов В. В.* Пространственные стержневые конструкции покрытий (структуры). — Владимир : Владимир. гос. ун-т, 2011. — 56 с.
- [4] *Кузнецов В. В.* Металлические конструкции. Справочник проектировщика. — М. : АСВ, 1998. — 576 с.
- [5] *Кирсанов М. Н.* Фермы. Расчетные формулы. Т. 1. — М. : Минрегион России, 2017. — 58 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТЕПЛОВЫХ ВОЛН В ДВУМЕРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Л. А. Максимова, Я. Н. Павлюченков, В. В. Акимкин

Институт астрономии Российской академии наук

Теоретические модели предсказывают, что затенение звездного излучения неоднородностями на поверхности протопланетного диска может вызывать самозарождающиеся волны, бегущие по направлению к звезде. Однако при моделировании этого процесса обычно используется 1+1D-подход, ключевые приближения которого — вертикальное гидростатическое равновесие диска и вертикальная диффузия ИК-излучения — могут исказить картину. В данной работе представлена двумерная радиационная гидродинамическая модель эволюции аксиально-симметричного газопылевого диска. Ключевым выводом нашей работы является то, что учет двумерной гидродинамики и диффузии ИК излучения подавляет самопроизвольное возникновение и развитие тепловых волн, наблюдавшихся в 1+1D-приближении. Поиск возможности существования поверхностных тепловых волн необходимо продолжить, исследуя проблему для различных параметров протопланетных дисков.

SIMULATION OF THERMAL SURFACE WAVES IN A PROTOPLANETARY DISK IN A TWO-DIMENSIONAL APPROXIMATION

L. A. Maksimova, Ya. N. Pavlyuchenkov, V. V. Akimkin

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences

Theoretical models predict that the obscuration of stellar radiation by irregularities on the surface of a protoplanetary disk can cause self-generating waves traveling towards the star. However, this process is traditionally simulated using the 1+1D approach, the key approximations of which—vertical hydrostatic equilibrium of the disk and vertical diffusion of IR radiation—can distort the picture. This article presents a two-dimensional radiative hydrodynamic model of the evolution of an axially symmetric gas and dust disk. The key conclusion of our work is that taking into account two-dimensional hydrodynamics and diffusion of IR radiation suppresses the spontaneous generation and development of thermal waves observed in the 1+1D approximation.

Введение

В протопланетных дисках реализуются условия для возникновения самых разнообразных динамических неустойчивостей, развитие которых может влиять как на наблюдательные проявления, так и на общую эволюцию дисков. Одной из них является неустойчивость, связанная с затенением звездного излучения поверхностными неоднородностями диска [1]. Эта неустойчивость обусловлена положительной обратной связью между углом вхождения излучения звезды в атмосферу диска и его прогревом. Многие теоретические модели показывают, что малое локальное искажение поверхности диска может провоцировать зарождение волн, бегущих к центральной звезде [2, 3].

Однако в основе 1+1D-подхода, использованного в нашей статье [4], как и в большинстве других работ по этой проблеме, лежит несколько ключевых приближений, которые

могут существенно искажать реальную картину. Такими приближениями являются: 1) отсутствие диффузии теплового излучения в радиальном направлении; 2) гидростатическое равновесие в вертикальном направлении и отсутствие газодинамических эффектов в радиальном направлении. Постепенный отказ от этих предположений важен для обоснования реалистичности тепловых волн в реальных дисках.

Целью данной работы является учет процессов динамики газа и диффузии ИК-излучения в возбуждении поверхностных тепловых волн. Это исследование проводилось с помощью полностью двумерной радиационной гидродинамической модели.

Аксиально-симметричная модель протопланетного диска

Для моделирования эволюции газопылевого диска мы используем комбинацию конечно-разностных методов для гидродинамики и переноса излучения, адаптированных для сферической системы координат (СК). Вся расчетная область разделена на ячейки, внутри которых значения физических величин предполагаются постоянными.

Гидродинамический метод

Для описания динамической эволюции газопылевого диска мы используем стандартные уравнения газодинамики для невязкого газа, которые в дивергентной форме имеют вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{U}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \mathbf{U} + P) = \rho \mathbf{f} \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{U}(E + P)) = \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{U}, \quad (3)$$

где ρ — объемная плотность; \mathbf{U} — скорость; P — давление; \mathbf{f} — гравитационная сила на единицу массы; $E = \frac{P}{\gamma - 1} + \frac{\rho U^2}{2}$ — полная энергия газа в единице объема; γ — показатель адиабаты.

Для решения данной системы мы используем классический метод Годунова, подробное описание которого можно найти в разделе 3 книги [5]. В данном методе газодинамические потоки через границы ячеек находятся в результате решения задачи о распаде произвольного газодинамического разрыва. В используемой нами реализации задача о распаде разрыва решается точно с помощью метода бисекций для возникающего нелинейного уравнения. Найденные потоки между ячейками используются для вычисления физических величин в ячейках на новом временном слое. Конечно-разностная схема реализована в рамках формализма, изложенного в статье [6].

Метод расчета переноса излучения

Для расчета тепловой структуры газопылевого диска мы используем обобщение нестационарной тепловой модели из работы [7] на двумерный случай. В модели учитывается нагрев среды прямым излучением звезды и диффузия теплового излучения. Соответствующая система уравнений имеет вид:

$$\rho c \nu \frac{\partial T}{\partial t} = c \rho \kappa_{\text{P}} (E_{\text{r}} - a T^4) + s_{\star} \quad (4)$$

$$\frac{\partial E_{\text{r}}}{\partial t} = -c \rho \kappa_{\text{P}} (E_{\text{r}} - a T^4) + \hat{\Lambda} E_{\text{r}}, \quad (5)$$

где ρ — плотность газопылевой среды; c_V — удельная теплоемкость среды [$\text{эрг}\cdot\text{г}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$]; c — скорость света; κ_P [$\text{см}^2\cdot\text{г}^{-1}$] — истинный коэффициент поглощения ИК-излучения, усредненный по Планку (без вклада рассеяния, на единицу массы газопылевой среды); s_* [$\text{эрг}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$] — темп нагрева звездным излучением; T — температура среды; E_T — плотность энергии ИК-излучения. Уравнение (4) описывает изменение объемной тепловой энергии среды в результате поглощения и переизлучения теплового ИК-излучения (слагаемые $c\rho\kappa_P E_T$ и $c\rho\kappa_P a T^4$ соответственно), а также в результате поглощения прямого УФ-излучения звезды (s_*). Уравнение (5) представляет собой моментное уравнение переноса излучения в эддингтоновском приближении и описывает изменение плотности энергии ИК-излучения в результате поглощения и переизлучения теплового ИК-излучения, а также в результате пространственной диффузии ИК-излучения, представленной оператором $\hat{\Lambda}E_T$:

$$\hat{\Lambda}E_T = -\text{div } \mathbf{F}_T = \text{div} \left(\frac{1}{\sigma} \text{grad } E_T \right), \quad (6)$$

где \mathbf{F}_T — поток ИК-излучения; $\sigma = 3\rho\kappa_R/c$, κ_R [$\text{см}^2\cdot\text{г}^{-1}$] — коэффициент непрозрачности, усредненный по Росселанду (с учетом рассеяния, на единицу массы газопылевой среды).

Интенсивность ультрафиолетового излучения, необходимая для вычисления функции нагрева s_* , находится для каждой ячейки путем прямого интегрирования уравнения переноса излучения от звезды до рассматриваемого элемента среды вдоль радиального направления. В нашей модели объемная функция нагрева s^* [$\text{эрг}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$] звездным излучением вычисляется:

$$s_* = \rho_m \kappa_{UV} \frac{L \exp(-\tau)}{4\pi r_a^2} \left(\frac{1 - \exp(-\Delta\tau)}{\Delta\tau} \right), \quad (7)$$

где L — светимость звезды; $\kappa_{UV} = \kappa_P(T_*)$ [$\text{см}^2\cdot\text{г}^{-1}$] — коэффициент поглощения звездного излучения; r_a — радиальное расстояние от звезды до внутренней границы ячейки; τ — полная оптическая толщина на луче зрения от звезды до внутренней границы ячейки; $\Delta\tau = \kappa_P \Delta l$ — оптическая толщина самой ячейки вдоль луча; Δl — длина отрезка луча внутри ячейки; $\rho_m = \frac{1}{4}(\rho_L + 2\rho_i + \rho_R)$ — усредненная плотность вдоль луча.

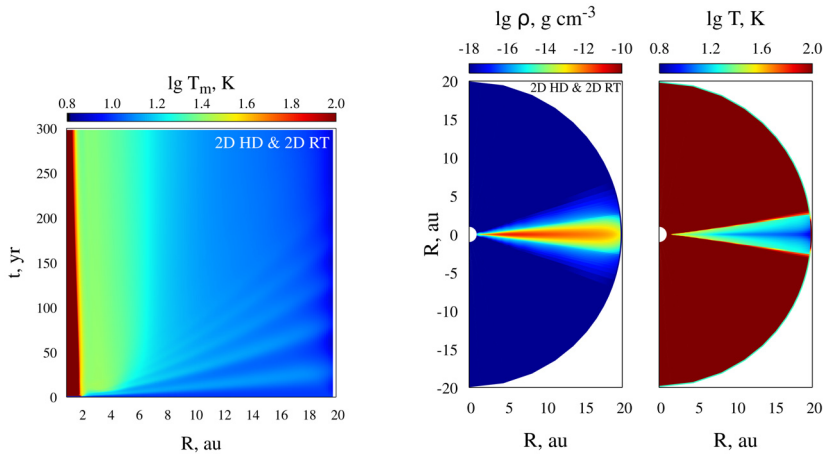
Результаты моделирования

Результаты моделирования представлены на рисунке. Распределения плотности и температуры в полярном сечении диска выглядят гладкими, тепловая структура диска является стандартной для пассивного диска — атмосфера диска теплее экваториальных областей, присутствует слабый радиальный градиент температуры в экваториальной плоскости.

Тепловые волны, распространяющиеся снаружи внутрь, в данной модели не возникают. Причиной этому является то, что возникающие поверхностные возмущения успевают разглаживаться динамически, прежде чем они успеют существенно прогреть нижележащие слои. Можно сделать глобальный вывод, что совместный учет двумерной гидродинамики и переноса теплового излучения подавляет формирование и распространение поверхностных тепловых волн в газопылевых дисках.

Заключение

Отметим, что полученные нами выводы не позволяют утверждать о принципиальной невозможности развития неустойчивости. Наши результаты лишь показывают отсутствие двумерных поверхностных волн в конкретных физических условиях, при которых они самопроизвольно формировались в 1+1D-модели. Необходимо исследовать проблему для широкого интервала параметров газопылевых дисков.



Левая панель: эволюция экваториальной температуры в первые 300 лет. Правая панель: распределения плотности и температуры в полярном сечении диска на момент времени 200 лет

Исследование выполнено в рамках проекта «Исследование звезд с экзопланетами» по гранту Правительства РФ для проведения научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (соглашение № 075-15-2019-1875).

Библиографические ссылки

- [1] *Watanabe Sei-ichiro, Lin D. N. C.* Thermal Waves in Irradiated Protoplanetary Disks // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 672, № 2. — P. 1183–1195. 0709.1760.
- [2] *Ueda Takahiro, Flock Mario, Birnstiel Tilman.* Thermal Wave Instability as an Origin of Gap and Ring Structures in Protoplanetary Disks // *Astrophys. J. Lett.* — 2021. — Vol. 914, № 2. — P. L38. 2105.13852.
- [3] *Wu Yanqin, Lithwick Yoram.* The Irradiation Instability of Protoplanetary Disks // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 923, № 1. — P. 123. 2105.02680.
- [4] *Pavlyuchenkov Ya. N., Maksimova L. A., Akimkin V. V.* Simulation of Thermal Surface Waves in a Protoplanetary Disk in 1+1D Approximation // *Astronomy Reports.* — 2022. — Vol. 66, № 4. — P. 321–329. 2203.06614.
- [5] *Kulikovskiy A. G., Pogorelov N. V., Semenov A. Yu.* Matematicheskie voprosy chislennogo resheniya giperbolicheskikh system uravnenii. — Moskva : Fizmatlit, 2012.
- [6] *Abakumov M. V.* Metod postroeniya raznostnykh skhem godunovskogo tipa v krivolineinykh koordinatakh i ego primrnie dlya sfericheskikh koordinat // *Prikladnaya matematika i informatika.* — 2014. — Vol. 45. — P. 63–83.
- [7] *Vorobyov Eduard I., Pavlyuchenkov Yaroslav N.* Improving the thin-disk models of circumstellar disk evolution. The 2+1-dimensional model // *Astron. and Astrophys.* — 2017. — Vol. 606. — P. A5. 1706.00401.

ОЦЕНКА ВОЗРАСТА СЕМЕЙСТВА АСТЕРОИДОВ ИОХРОМА

В. С. Мамедов, А. О. Черноволова, М. В. Левковицкий,
Е. Е. Уржумов, М. А. Васильева, Э. Д. Кузнецов
Уральский федеральный университет

Выполнено моделирование вероятностной эволюции 6 известных астероидов семейства Iochroma: (39991) Iochroma, (340225) 2006 BR54, (349730) 2008 YV80, (428243) 2006 YE19, (513212) 2005 UU94 и 2016 UT3. Для каждой пары внутри семейства рассмотрены 10^6 сценариев относительного движения. Получены оценки возраста пар, основанные на анализе минимальных относительных скоростей и расстояний, а также минимальных значений метрик Холшевникова.

AGE ESTIMATION OF IOCHROMA ASTEROID FAMILY

V. S. Mamedov, A. O. Chernovolova, M. V. Levkovitskiy,
E. E. Urzhumov, M. A. Vasileva, E. D. Kuznetsov
Ural Federal University

We performed simulations of the probabilistic evolution of 6 known asteroids of the Iochroma family: (39991) Iochroma, (340225) 2006 BR54, (349730) 2008 YV80, (428243) 2006 YE19, (513212) 2005 UU94, and 2016 UT3. We considered a million relative motion scenarios for each pair within the family. We obtained age estimates of pairs based on the analysis of the minimum relative velocities and distances, as well as the minimum values of the Kholshevnikov metrics.

Введение

Семейство астероидов Iochroma было открыто в 2009 г. [1]. Тогда было обнаружено 5 астероидов на очень похожих орбитах: (39991) Iochroma, (340225) 2006 BR54, (349730) 2008 YV80, (428243) 2006 YE19 и (513212) 2005 UU94. В работе [2] были выполнены оценки возраста этого семейства. Метод анализа сближений вторичных астероидов с главным астероидом семейства дал оценку возраста 190_{-100}^{+200} тыс. лет. А по методу сходимости вековых углов астероидов оценка возраста составила 140_{-70}^{+130} тыс. лет. В последующих исследованиях было показано, что семейство астероидов Iochroma лежит между двумя трехтелными резонансами 3J-1M-3 с Юпитером и Марсом и 5J-3S-2 с Юпитером и Сатурном. В работе [3] оценено положение этих резонансов, а также граница между ними. Кроме того, предложен новый вероятный член семейства — астероид 2016 UT3. На данный момент известно 6 астероидов, входящих в семейство Iochroma (см. табл. 1).

Описание методики

Для каждого астероида семейства Iochroma выполнены расчеты радиуса сферы Хилла и скорости убегания с поверхности [4], необходимые для анализа результатов моделирования:

$$R_{Hill} = aD \frac{1}{2} \left(\frac{4\pi G\rho}{9\mu} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

Таблица 1. Абсолютная звездная величина и оскулирующие элементы орбит астероидов семейства Iochroma в эпоху MJD 59 800.0

Астероид	H , зв. вел.	a , а. е.	e	i , °	Ω , °	ω , °	M , °
(39991) Iochroma	14.49	2.44314	0.16301	3.42450	334.018	98.147	247.148
(340225) 2006 BR54	18.05	2.44390	0.16093	3.42937	334.223	98.075	177.389
(349730) 2008 YV80	17.48	2.44299	0.16257	3.42609	333.930	98.527	230.671
(428243) 2006 YE19	18.29	2.44597	0.15892	3.41929	334.313	97.187	58.499
(513212) 2005 UU94	18.56	2.44576	0.15838	3.42547	333.956	98.831	115.220
2016 UT3	18.59	2.44530	0.15902	3.42964	333.752	99.413	147.629

$$v_{esc} \sim D \frac{1}{2} \left(\frac{8\pi}{3} G\rho \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где a — большая полуось; D — диаметр астероида; ρ — его плотность; G — гравитационная постоянная; μ — гравитационный параметр Солнца.

При исследовании вероятностной эволюции для каждого астероида семейства генерировалось 1000 клонов орбит на основе разложения Холецкого для многомерных нормальных распределений. Для моделирования движения астероидов использовалась программа Mercury6 [5]. Учитывались возмущения от больших планет и карликовой планеты Плутон. Интегрирование проводилось на 500 тыс. лет в прошлое. Результаты записывались в файл с шагом в 1 г.

Для каждой пары астероидов внутри семейства Iochroma было рассмотрено 10^6 вариантов, проанализирована эволюция метрик ϱ_2 и ϱ_5 , а также разности радиусов-векторов Δr и скоростей Δv . Для каждой пары были получены три оценки возраста на основе анализа минимальных: (1) расстояний и скоростей между астероидами, (2) значений метрики ϱ_2 , (3) значений метрики ϱ_5 .

Изложение результатов

Результаты расчета радиуса сферы Хилла и скорости убегания с поверхности для каждого астероида семейства Iochroma представлены в табл. 2.

Таблица 2. Оценки радиуса сферы Хилла и скорости убегания с поверхности для астероидов семейства Iochroma

Астероид	(39991) Iochroma	(340225) 2006 BR54	(349730) 2008 YV80	(428243) 2006 YE19	(513212) 2005 UU94	2016 UT3
R_{Hill} , км	711	158	206	142	125	123
v_{esc} , м с ⁻¹	1.89	0.42	0.55	0.38	0.33	0.33

В табл. 3 представлены оценки возраста для каждой пары астероидов внутри семейства Iochroma. За оценку возраста принято медианное значение. Из-за того что гистограммы распределения значений времени, соответствующих минимальным значениям, являются несимметричными, за неопределенность оценок времени взяты 5 и 95 % значения распределения.

Кроме того, для каждой пары определялось количество низкоскоростных сближений, то есть моменты времени, когда одновременно выполняются следующие условия: $\Delta r \leq 20R_{Hill}$

Таблица 3. Оценка возраста пар астероидов внутри семейства Iochroma. Для каждой пары представлены три оценки, полученные на основе анализа минимальных расстояний, метрик ϱ_2 и метрик ϱ_5

№	Пара астероидов	Возраст пары, тыс. лет		
		t_r	t_{ϱ_2}	t_{ϱ_5}
1	Iochroma – 340225	401^{+1}_{-1}	384^{+7}_{-1}	390^{+11}_{-0}
2	Iochroma – 349730	151^{+1}_{-1}	151^{+1}_{-1}	9^{+141}_{-0}
3	Iochroma – 428243	158^{+122}_{-101}	56^{+3}_{-0}	276^{+131}_{-217}
4	Iochroma – 513212	176^{+43}_{-159}	176^{+1}_{-1}	58^{+187}_{-0}
5	Iochroma – 2016 UT3	95^{+97}_{-41}	80^{+25}_{-1}	129^{+326}_{-102}
6	340225 – 349730	333^{+107}_{-3}	441^{+7}_{-2}	326^{+114}_{-230}
7	340225 – 428243	307^{+97}_{-190}	112^{+0}_{-0}	35^{+369}_{-1}
8	340225 – 513212	225^{+63}_{-136}	192^{+33}_{-1}	9^{+381}_{-1}
9	340225 – 2016 UT3	115^{+83}_{-27}	117^{+10}_{-5}	163^{+273}_{-73}
10	349730 – 428243	177^{+1}_{-2}	175^{+3}_{-1}	184^{+0}_{-29}
11	349730 – 513212	183^{+43}_{-102}	182^{+1}_{-1}	141^{+208}_{-63}
12	349730 – 2016 UT3	87^{+74}_{-57}	73^{+1}_{-1}	140^{+316}_{-84}
13	428243 – 513212	185^{+72}_{-2}	243^{+1}_{-30}	64^{+279}_{-1}
14	428243 – 2016 UT3	83^{+103}_{-45}	107^{+12}_{-10}	8^{+409}_{-0}
15	513212 – 2016 UT3	70^{+377}_{-55}	32^{+37}_{-0}	298^{+191}_{-235}

и $\Delta v \leq 4v_{esc}$. Клоны астероидов пары «Iochroma – 349730» испытали низкоскоростные сближения в 27 % случаев, клоны пары «Iochroma – 428243» – в 6 %, клоны «Iochroma – 513212» – в 2 %, клоны пары «Iochroma – 2016 UT3» – в 1 % случаев. Для остальных пар количество таких сближений меньше, не достигает 1 %. Это связано с тем, что вторичные астероиды семейства гораздо меньше главного, и поэтому значения их радиусов сфер Хилла и вторых космических скоростей пропорционально меньше.

Обсуждение результатов и заключение

Неопределенности оценки возраста, полученной на основе анализа метрики ϱ_5 , гораздо больше в сравнении с результатами, полученными на основе анализа метрики ϱ_2 . Это может быть связано с тем, что в течение рассматриваемых 500 тыс. лет большая полюсь, эксцентриситет и наклон орбит астероидов изменяются в небольших пределах. Поэтому метрика ϱ_2 , которая, кроме размеров, формы и наклонов, учитывает положение линий апсид и узлов, является более информативной.

Для большинства пар все три оценки возраста лежат в пределах их неопределенностей, то есть были найдены моменты времени, когда орбиты тел максимально близки друг к другу, и в то же время относительная скорость и расстояние между астероидами минимальны. Большинство полученных значений лежат в диапазоне 60–240 тыс. лет, что согласуется с результатами других авторов. Только для двух пар «Iochroma – 340225» и «340225 – 349730» оценки возраста составляют около 400 тыс. лет.

На движение астероидов, диаметры которых меньше 40 км, существенное влияние могут оказывать негравитационные эффекты. В дальнейших исследованиях семейства астероидов Iochroma будет добавлен учет влияния эффекта Ярковского.

Библиографические ссылки

- [1] *Pravec P., Vokrouhlický D.* Significance analysis of asteroid pairs // *Icarus*. — 2009. — Vol. 204, № 2. — P. 580–588.
- [2] *Pravec P., Fatka P., Vokrouhlický D. et al.* Asteroid clusters similar to asteroid pairs // *Icarus*. — 2018. — Vol. 304. — P. 110–126.
- [3] *Rosaev A.* The resonance perturbations of the (39991) Iochroma family // *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*. — 2022. — Vol. 134, № 5. — P. 1–12.
- [4] *Pravec P., Fatka P., Vokrouhlický D. et al.* Asteroid pairs: A complex picture // *Icarus*. — 2019. — Vol. 333. — P. 429–463.
- [5] *Chambers J. E.* A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1999. — Vol. 304, № 4. — P. 793–799.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ СУММАРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ 48 ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИКИ М31

М. И. Маричева¹, М. Е. Шарина¹, А. В. Яковлева²,
Е. Д. Моторина², М. Д. Буторина²

¹*Специальная астрофизическая обсерватория РАН,*
²*Казанский федеральный университет*

В работе определены возрасты, содержания элементов Fe, Ca, Mg, C, Mn, Ti, Cr и первые удельные содержания гелия (Y) для 48 шаровых скоплений галактики М31. Получены значения металличности в диапазоне $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.0 \dots -0.7$ dex. Скопления оказались старше 10 млрд лет. Мы обсуждаем полученные содержания элементов в сравнении с данными из литературы для скоплений М31 и звезд нашей Галактики.

STUDY OF INTEGRATED LIGHT SPECTRA OF 48 GLOBULAR CLUSTERS IN THE GALAXY M31

M. I. Maricheva¹, M. E. Sharina¹, A. V. Yakovleva²,
E. D. Motorina², M. D. Butorina²

¹*Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences,*
²*Kazan Federal University*

The age, abundances of the elements Fe, Ca, Mg, C, Mn, Ti, Cr and, for the first time, specific helium abundance (Y) are determined for 48 globular clusters of the M31 galaxy. The metallicity values were obtained in the range $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.0 \dots -0.7$ dex. The clusters appear to be older than 10 billion years. We discuss the determined elemental abundances in comparison with the literature data for globular clusters in M31 and stars in our Galaxy.

Введение

Связь свойств системы шаровых скоплений с общими свойствами ее родительской галактики может служить ключом к пониманию формирования и эволюции данной галактики. Например, шаровые скопления во внешнем гало нашей Галактики и М31 пространственно и кинематически связаны со звездными потоками (см., например, [1] и ссылки в ней).

Данная работа посвящена исследованию спектров суммарного излучения 48 шаровых скоплений М31 из открытого архива 6.5-метрового телескопа ММТ-спектрографа Nestospec [2]. Объекты отбирались исходя из отношения сигнал/шум в спектрах $S/N \geq 100$. Используемое спектральное разрешение (ширина на половине интенсивности спектральной линии): $FWHM \sim 5 \text{ \AA}$. Впервые лучевые скорости, возраст и металличность этих скоплений были исследованы в работах [3, 4] методом измерения индексов абсорбционных линий и сравнения полученных значений с модельными. Шаровые скопления располагаются на проекционных расстояниях от центра М31 $R_{proj} < 25$ кпс и показаны на рис. 1а. Мы принимаем расстояние до М31: 783 ± 25 кпс [5].

Метод попиксельного приближения наблюдаемого спектра модельным, используемый нами для определения возраста удельного содержания гелия (Y) и химсостава, разработан и подробно описан в работе [6]. Согласно методу, синтетические спектры суммарного излучения шаровых скоплений рассчитывают в соответствии с параметрами атмосфер, задаваемым изохронами звездной эволюции. В статье [6] выполнено сравнение оцененных

T , химсостава и Y для скоплений Галактики с соответствующими данными в литературе, полученными при спектроскопии высокого разрешения, и показано, что высокая точность метода определяется учетом стадии горизонтальной ветви (ГВ) при моделировании спектров скоплений. В используемых изохронах [7], Y принимает значения 0.23, 0.26 и 0.30. Этот параметр, наряду с металличностью и возрастом, оказывает значительное влияние на светимость и температуру звезд ГВ. Например, при $[Fe/H] = -2$ dex и возрасте 10 Gyr: самые голубые звезды ГВ имеют $T_{maxHB} \sim 7 \cdot 10^3$ K при $Y = 0.23$ и $T_{maxHB} \sim 13 \cdot 10^3$ K — при $Y = 0.30$.

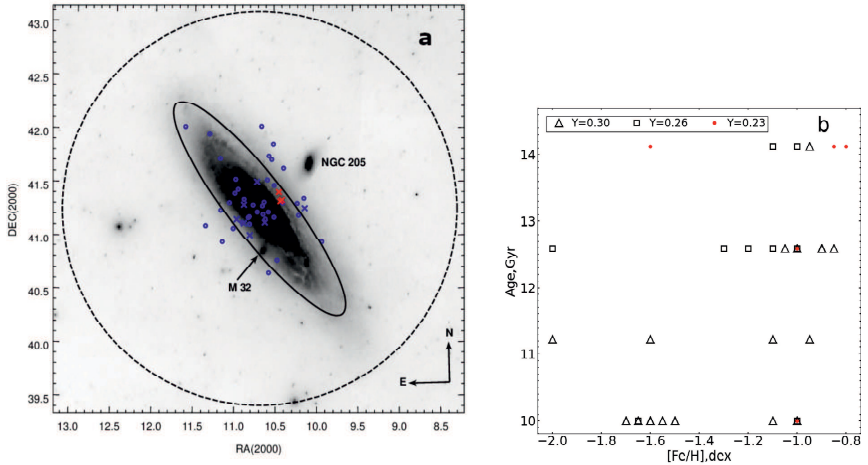


Рис. 1. *a* — распределение исследуемых скоплений в проекции на M31 на кадре обзора DSS в фильтре g . Эллипс показывает приблизительный край звездного диска M31 радиусом $R_{prj} = 1.25^\circ (\sim 17$ кпс), углом наклона 77° и позиционным углом 38.1° . Пунктирной линией показана область внутри радиуса $R_{prj} = 25$ кпс. Крестиками отмечены исследуемые объекты. Крестиками обозначены скопления с высокими $[C/Fe]$ (см. обсуждение); *b* — результат определения T , $[Fe/H]$ и Y для 48 исследуемых скоплений M31

Обсуждение результатов и заключение

Результаты определения T , $[Fe/H]$ и Y для 48 скоплений показаны на рис. 1*b*. Измеренные нами значения $[Fe/H]$ у 48 скоплений выборки находятся в интервале: $-2.0 \dots -0.7$ dex, а возрасты оказались старше 10 млрд лет. Видно, что большинство объектов имеет $Y = 0.30$ и, очевидно, голубые ГВ. Наши значения $[Fe/H]$ согласуются с таковыми из [4], где использовались те же спектральные данные ($\Delta[Fe/H]_{our-[4]} \sim 0$, $\sigma \sim 0.1$ dex). Авторы [4] оценили возраст < 9 млрд лет для 4 скоплений выборки.

На рис. 2 приводится сравнение определенных нами содержаний элементов с данными для шаровых скоплений M31 из [8] и звезд поля Галактики из [10–13]. Как видно на рис. 2*d*, полученные $[C/Fe]$ в среднем выше таковых из [8] на ~ 0.3 dex. В [8] использовался инфракрасный диапазон H, который чувствителен в основном к излучению ярчайших звезд вершины ветви красных гигантов. Используемые же нами спектры содержат излучение всех

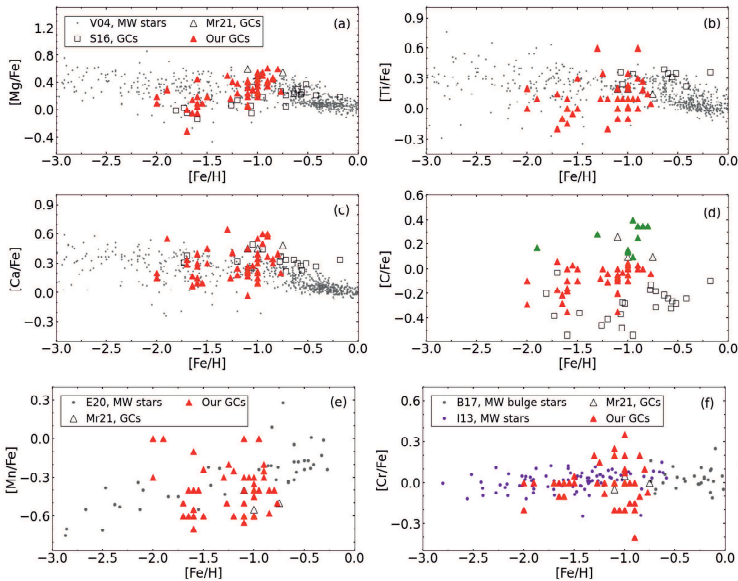


Рис. 2. Содержания химических элементов, полученные нами по спектрам суммарного излучения (красные треугольники). Зеленым выделены скопления с высокими $[Cr/Fe]$ (панель *d*).

Открытыми квадратами и открытыми треугольниками отмечены содержания для скоплений M31 из S16 [8] и Mr21 [9], соответственно. Серыми точками отмечены данные для звезд Галактики из V04 [10] (панели *a*, *b*, *c*), из E20 [11] (панель *e*). На панели *f* серыми точками даны $[Cr/Fe]$ для звезд балджа Галактики из B17 [12], а фиолетовыми — для звезд поля Галактики из I13 [13]

звезд скоплений, в том числе звезд точки поворота, которые вносят существенный вклад в суммарный спектр. Известно, что на ветви красных гигантов в процессах перемешивания (dredge up) содержания легких элементов Li, C, N и O в атмосферах звезд изменяются (см., например, [14]). Содержания остальных элементов показывают удовлетворительное согласие с таковыми у звезда поля Галактики и скоплений M31.

На рис. 2*f* зеленым выделены скопления имеющие высокое содержание углерода. Среди них можно выделить подгруппы: 1) два низкометаллических скопления с $[Fe/H] = -1.9, -1.3$ dex, 2) три объекта с $[Fe/H]$ от -1.3 до -0.7 dex и $[Cr/Fe] \sim 0.1-0.2$ dex и 3) пять объектов с $[Fe/H] > -1.0$ dex $[Cr/Fe] > 0.2$ dex. Все эти скопления отмечены крестиками на рис. 1*a* и имеют различные лучевые скорости. Они расположены в проекции на небо в направлении на гигантский звездный поток (Giant stream), проходящий в направлении предполагаемого взаимодействия галактик в прошлом: с юго-запада на северо-восток через центр M31. Три скопления из подгруппы (3): Bol39, Bol44 и Bol51 имеют близкие характеристики: лучевые скорости ~ -260 км/с, пространственное положение, химсостав, возраст ~ 12.6 млрд лет и $Y = 0.30$. Эти скопления отмечены на рис. 1*a* красным.

Дальнейшее исследование шаровых скоплений в M31 и карликовых спутниках позволит выяснить вопрос о происхождении и принадлежности той или иной подсистеме каждого из скоплений.

Библиографические ссылки

- [1] *Mackey A. D., Ferguson A. M. N., Huxor A. P. et al.* The outer halo globular cluster system of M31 — III. Relationship to the stellar halo // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 484, № 2. — P. 1756–1789. 1810.10719.
- [2] *Fabricant D., Fata R., Roll J. et al.* Hectospec, the MMT’s 300 Optical Fiber-Fed Spectrograph // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 2005. — Vol. 117, № 838. — P. 1411–1434. astro-ph/0508554.
- [3] *Caldwell N., Harding P., Morrison H. et al.* Star Clusters in M31. I. A Catalog and a Study of the Young Clusters // *Astron. J.* — 2009. — Vol. 137, № 1. — P. 94–110. 0809.5283.
- [4] *Caldwell N., Schiavon R., Morrison H. et al.* Star Clusters in M31. II. Old Cluster Metallicities and Ages from Hectospec Data // *Astron. J.* — 2011. — Vol. 141, № 2. — P. 61. 1101.3779.
- [5] *McConnachie A. W., Irwin M. J., Ferguson A. M. N. et al.* Distances and metallicities for 17 Local Group galaxies // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2005. — Vol. 356, № 3. — P. 979–997. astro-ph/0410489.
- [6] *Sharina M. E., Shimansky V. V., Shimanskaya N. N.* Analysis of Integrated-Light Spectra of Galactic Globular Clusters // *Astrophysical Bulletin.* — 2020. — Vol. 75, № 3. — P. 247–266. 2009.02104.
- [7] *Bertelli G., Girardi L., Marigo P., Nasi E.* Scaled solar tracks and isochrones in a large region of the Z-Y plane. I. From the ZAMS to the TP-AGB end for 0.15-2.5 $\{M\}_{\odot}$ stars // *Astron. Astrophys.* — 2008. — Vol. 484, № 3. — P. 815–830. 0803.1460.
- [8] *Sakari C. M., Shetrone M. D., Schiavon R. P. et al.* Infrared High-resolution Integrated Light Spectral Analyses of M31 Globular Clusters from APOGEE // *Astrophys. J.* — 2016. — Vol. 829, № 2. — P. 116. 1607.06811.
- [9] *Maricheva M. I.* Study of Integrated Spectra of Four Globular Clusters in M 31 // *Astrophysical Bulletin.* — 2021. — Vol. 76, № 4. — P. 389–404. 2110.10502.
- [10] *Venn K. A., Irwin M., Shetrone M. D. et al.* Stellar Chemical Signatures and Hierarchical Galaxy Formation // *Astron. J.* — 2004. — Vol. 128, № 3. — P. 1177–1195. astro-ph/0406120.
- [11] *Eitner P., Bergemann M., Hansen C. J. et al.* Observational constraints on the origin of the elements. III. Evidence for the dominant role of sub-Chandrasekhar SN Ia in the chemical evolution of Mn and Fe in the Galaxy // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 635. — P. A38. 2003.01721.
- [12] *Bensby T., Feltzing S., Gould A. et al.* Chemical evolution of the Galactic bulge as traced by microlensed dwarf and subgiant stars. VI. Age and abundance structure of the stellar populations in the central sub-kpc of the Milky Way // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 605. — P. A89. 1702.02971.
- [13] *Ishigaki M. N., Aoki W., Chiba M.* Chemical Abundances of the Milky Way Thick Disk and Stellar Halo. II. Sodium, Iron-peak, and Neutron-capture Elements // *Astrophys. J.* — 2013. — Vol. 771, № 1. — P. 67. 1306.0954.
- [14] *Gratton R. G., Sneden C., Carretta E., Bragaglia A.* Mixing along the red giant branch in metal-poor field stars // *Astron. Astrophys.* — 2000. — Vol. 354. — P. 169–187.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ АККРЕЦИОННОЙ КОЛОНКИ ДОКРИТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЛЬСАРА С СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ: УЧЕТ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЙЯНИЯ

И. Д. Маркозов, А. Ю. Потехин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

Работа посвящена моделированию спектра и поляризации излучения аккреционной колонки рентгеновского пульсара в докритическом случае. Решается самосогласованная радиационно-гидродинамическая задача о нахождении динамической структуры падающего вещества и выходящего излучения. Произведен учет упругого рассеяния в сильном магнитном поле. Используемые сечения рассеяния содержат основной циклотронный резонанс, а перенос поляризованного излучения рассчитывается для двух нормальных мод в приближении холодной плазмы.

SIMULATION OF THE ACCRETION COLUMN RADIATION FROM A SUBCRITICAL X-RAY PULSAR WITH A STRONG MAGNETIC FIELD: ACCOUNTING FOR COMPTON SCATTERING

I. D. Markozov, A. Y. Potekhin

Ioffe Institute

The article concerns the simulation of spectrum and polarization of X-ray radiation emitted by an accretion column in a subcritical case. The structure of falling plasma and characteristics of outgoing radiation are obtained self-consistently. An elastic scattering in a strong magnetic field is taken into account. The employed cross sections include the main cyclotron resonance, and the transfer of polarized radiation is calculated for two normal mods in the cold plasma approximation.

Введение

При аккреции плазмы на нейтронную звезду (НЗ) устанавливается аккреционная колонка — область, в которой вещество падает вдоль магнитных силовых линий к магнитным полюсам НЗ. Из-за того что текущее с релятивистскими скоростями вещество соударяется с поверхностью НЗ, генерируется излучение в рентгеновском диапазоне, распространяющееся через аккрецирующую плазму. Его давление существенно влияет на динамику аккреции. Сильное магнитное поле видоизменяет элементарные процессы взаимодействия излучения и вещества. Их сечения начинают зависеть от поляризации, и в них появляются резонансы на циклотронной и приблизительно кратных ей частотах (циклотронных гармониках). Из-за этого в спектрах рентгеновских пульсаров наблюдаются циклотронные линии. В данной работе проводится самосогласованный расчет структуры аккреционной колонки и характеристик испускаемого ей излучения с учетом циклотронного резонанса.

Описание методики

В замагниченной плазме происходит двулучепреломление: излучение распадается на две ортогональные друг другу эллиптические поляризации — обыкновенную (O) и необыкновенную (X) моды. Большая полуось эллипса, соответствующего электрическому полю

фотонов О-моды, лежит в плоскости, содержащей направление движения фотона и направление силовых линий магнитного поля, а большая полуось эллипса Х-моды перпендикулярна этой плоскости. В вакууме нормальные моды линейно поляризованы.

Аккреция описывается системой уравнений радиационной газодинамики [1]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho e + \frac{1}{2} \rho u^2) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} h + \frac{1}{2} \rho \vec{u} u^2) = Q_g - \int dE \int_{4\pi} d\Omega (j_E - k_E I_E) \\ \frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) + \nabla p = -\frac{1}{c} \int dE \int_{4\pi} d\Omega \vec{n} (j_E - k_E I_E) + \vec{F}_g, \end{cases} \quad (1)$$

здесь ρ — плотность вещества; \vec{u} — его макроскопическая скорость; h — энтальпия; e — массовая плотность энергии. $Q_g = \rho \vec{u} \cdot \vec{g}$ — мощность силы гравитации в единичном объеме, $\vec{F}_g = \rho \vec{g}$ — ее плотность, $g = \frac{GM}{r^2}$ — ускорение свободного падения, создаваемое нейтронной звездой массой M , \vec{n} — единичный вектор направления распространения излучения, I_E — интенсивность излучения с энергией фотона E , k_E — коэффициент поглощения, j_E — коэффициент излучения. Интегральные члены описывают обмен энергией $\left(\int dE \int_{4\pi} d\Omega (j_E - k_E I_E) \right)$ и импульсом $\left(\frac{1}{c} \int dE \int_{4\pi} d\Omega \vec{n} (j_E - k_E I_E) \right)$ между излучением и веществом. Для нахождения j_E и I_E необходимо решить уравнение переноса излучения в веществе, в котором мы рассматриваем только процессы консервативного рассеяния:

$$\begin{aligned} \vec{n} \cdot \vec{\nabla} I_E^m &= j_E^m - k_E^m I_E^m = \\ &= \sum_{q=1}^2 \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' [R_{mq}(E, \Omega | E', \Omega') I_{E'}^q(\Omega') - R_{qm}(E', \Omega' | E, \Omega) I_E^m(\Omega)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь индексы m и q соответствуют двум поляризациям излучения, а $R_{mq}(E, \Omega | E', \Omega')$ — это функция перераспределения интенсивности при рассеянии фотона из энергии E' , поляризации q и направления распространения Ω' в энергию E , поляризацию m и направление Ω . Углы распространения отсчитываются от направления магнитного поля, то есть от нормали к поверхности нейтронной звезды. Мы имеем: $I_E = \sum_m I_E^m$, $j_E = \sum_m j_E^m$.

Для численного решения уравнений применялась схема расщепления. Описание гидродинамического метода, расчетной области, сетки, начальных и граничных условий содержится в работе [2]. Для расчета переноса излучения применялся метод Монте-Карло.

Мы предполагаем, что все электроны находятся на основном уровне Ландау. Для базиса вакуумных мод использовались амплитуды рассеяния, полученные в статье [3]. Они содержат один (основной) резонанс на циклотронной энергии. Его регуляризация производилась согласно процедуре, описанной в [4]. Эллиптические плазменные моды рассчитывались в приближении холодной плазмы [5]. Подробно метод расчета сечений для плазменных мод и структура применяемого нами метода Монте-Карло описаны в работе [6].

Для нахождения энергии фотонов после рассеяния необходимо знать направление, в которое они рассеиваются. Оно находится генерацией случайного числа при известной кумулятивной функции вероятности направления рассеяния фотона. Вычислять сечения и кумулятивные функции непосредственно в ходе работы программы было бы слишком затратно по времени, поэтому предварительно генерируются таблицы этих величин, а затем в процессе расчета модели по этим таблицам производится интерполяция.

Результаты

Основными параметрами модели являются: M — масса нейтронной звезды; R — ее радиус; \dot{M} — темп аккреции; R_c — радиус основания колонки. Циклотронная энергия берется

равной $E_{\text{cyc}} = 20$ кэВ, что соответствует величине магнитного поля $B = 1.7 \cdot 10^{12}$ Гс. Характеристики излучения зависят от угла θ , под которым оно выходит. Мы получаем спектры выходящего излучения от колонки с разрешением по углам. На графиках они отнормированы на максимум для каждой конкретной кривой. Угол θ отсчитывается от внешней нормали к поверхности нейтронной звезды.

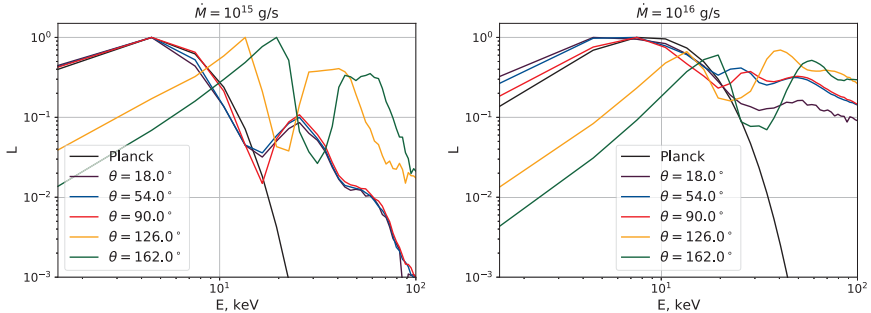


Рис. 1. Зависимость средней по поверхности колонки интенсивности для различных значений угла θ . Слева темп аккреции $\dot{M} = 10^{15}$ г/с, справа $\dot{M} = 10^{16}$ г/с. Параметры: $M = 1.4M_{\odot}$, $R = 12$ км, $R_c = 1$ км, $E_{\text{cyc}} = 20$ кэВ

На рис. 1 приведены моделируемые спектры для двух различных темпов аккреции и разных значений угла θ выходящего излучения. В обоих случаях при углах больше 90° наблюдается ярко выраженные циклотронные линии. Излучение, выходящее на этих углах, испытало как минимум одно рассеяние. Большая его доля идет к поверхности нейтронной звезды и впоследствии поглощается ей. Сдвиг циклотронной линии по энергиям возникает вследствие эффекта Доплера.

Параметры поляризации определялись нами согласно статье [5]. А именно, пусть I_1 — интенсивность излучения в X-мод; I_2 — в O-мод; $q = \frac{E_{\text{cyc}} \sin^2 \theta}{E - 2 \cos \theta}$, где E — энергия фотона. Тогда степени линейной (P_L) и круговой (P_c) поляризации определяются выражениями:

$$P_L = \frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1} \frac{|q|}{\sqrt{1 + q^2}}, \quad P_c = \frac{I_1 - I_2}{I_2 + I_1} \frac{\text{sign}(q)}{\sqrt{1 + q^2}}. \quad (3)$$

Результаты моделирования поляризации приведены на рис. 2. Рассмотрено излучение, выходящее из колонки в сторону от звезды, то есть усредненное по углам θ , не превышающим 90° . Важным результатом является то, что такое излучение вблизи резонанса сильно поляризовано. Отметим, что, как следует из знака поляризации, около резонанса преобладает O-мода. Кроме того, видна сильная зависимость степени поляризации от темпа аккреции для энергий выше резонанса. Если такое поведение подтвердится в дальнейших расчетах, то это может стать дополнительным методом определения \dot{M} .

Заключение

В работе представлены результаты моделирования излучения аккреционной колонки докритического рентгеновского пульсара с сильным магнитным полем. Получены спектр и поляризация излучения, выходящего из колонки под разными углами. Наблюдается появление циклотронных линий, сильная поляризация с преобладанием O-моды вблизи резонанса и зависимость поляризации от темпа аккреции после него.

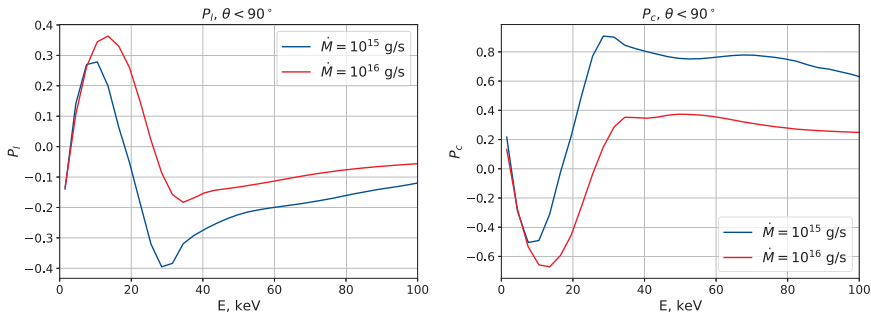


Рис. 2. Слева — степень линейной поляризации в зависимости от энергии фотона; справа — степень круговой поляризации. Результаты усреднены по углам $\theta < 90^\circ$. Параметры: $M = 1.4M_\odot$, $R = 12$ км, $R_c = 1$ км, $E_{\text{сyc}} = 20$ кэВ

Модель включает в себя только комптоновское рассеяние. Учет циклотронных и тормозных процессов, а также эффектов поляризации вакуума в сверхсильных магнитных полях является предметом дальнейшего рассмотрения. Следует подчеркнуть, что в данной работе речь идет только об излучении, выходящем из аккреционной колонки. Для моделирования наблюдаемых спектров необходимо также учесть отражение излучения атмосферой НЗ и эффекты общей теории относительности.

Работа И. Д. М. была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС». Авторы выражают благодарность А. Д. Каминкеру за сотрудничество, ценные замечания и предложения.

Библиографические ссылки

- [1] *Castor J. I.* Radiation Hydrodynamics. — Cambridge University Press, 2004. — 368 p.
- [2] *Маркозов И. Д.* Гидродинамическое моделирование аккреции на полюса нейтронной звезды // Астрономия и исследование космического пространства : тр. 2-й всеросс. с международ. участием студ. науч. конф., Екатеринбург, 31 янв. — 4 февр. 2022 г. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2022. — С. 43—46.
- [3] *Herold H.* Compton and Thomson scattering in strong magnetic fields // Phys. Rev. D. — 1979. — Vol. 19, № 10. — P. 2868—2875.
- [4] *Nagirner D. I., Kiketz E. V.* Compton Scattering in a Strong Magnetic Field: Resonances in the Cross Sections // Astronomical and Astrophysical Transactions. — 1993. — Vol. 4, № 2. — P. 107—116.
- [5] *Kaminker A. D., Pavlov G. G., Shibano Yu. A.* Radiation from a Strongly Magnetized Plasma — the Case of Predominant Scattering // Astrophysics and Space Science. — 1982. — Vol. 86, № 2. — P. 249—297.
- [6] *Mushtukov A. A., Markozov I. D., Suleimanov V. F. et al.* Statistical features of multiple Compton scattering in a strong magnetic field // Phys. Rev. D. — 2022. — Vol. 105, № 10. — P. 103027. 2204.12271.

ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТА АТМОСФЕРНОЙ ЭКСТИНКЦИИ ПО СОБСТВЕННЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ В КОУРОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

А. О. Михасенко, Г. М. Прокина

Специализированный учебно-научный центр Уральского федерального университета

Для оценки коэффициента атмосферного поглощения (экстинкции) получены снимки звездного неба широкоугольной монохромной камерой ZWO ASI-178. Проведена стандартная обработка полученных данных и отождествление звезд. Определено значение коэффициента экстинкции. Уточнена методика работы с оборудованием и программной частью для учебно-исследовательских наблюдений объектов переменного блеска.

EVALUATION OF THE ATMOSPHERIC EXTINCTION COEFFICIENT FROM PERSONAL OBSERVATIONS IN KOUROVSKAYA ASTRONOMICAL OBSERVATORY

A. O. Mikhasenko, G. M. Prokina

Specialized educational and scientific center of Ural Federal University

To estimate the coefficient of atmospheric absorption (extinction), the images of the starry sky were obtained with a wide-angle monochrome camera ZWO ASI-178. The standard processing of the obtained data and identification of stars was carried out. The value of the extinction coefficient was determined. The methodology of working with equipment and software for educational and research observations of objects of variable magnitude is refined.

Введение

Во многих астрономических задачах, связанных с оценками блеска звезд — построение кривых блеска переменных звезд, оценке блеска комет, — важно правильно определять видимую звездную величину объектов с учетом рассеяния и поглощения света в атмосфере. Это свойство атмосферы или атмосферная экстинкция зависит от расстояния, пройденного светом в атмосфере, от длины волны, от состояния атмосферы и других факторов, индивидуальный учет которых сложен. Для числовой характеристики экстинкции был введен коэффициент, оптимизация расчета которого является целью данной работы.

Для этого была изучена известная информация по данной теме, проведены наблюдения звезд на различных высотах, отождествление наблюдаемой области и определение зенитного расстояния для каждой исследуемой звезды, поиск каталога наблюдаемых звезд, составление зависимости разности измеренной звездной величины и звездной величины в каталоге от функции зенитного расстояния, построен график для определения коэффициента экстинкции и проанализированы результаты.

Описание методики

Основная причина атмосферной экстинкции (рассеяния и поглощения света атмосферой) — атмосферная масса $M(z)$, которую проходят световые лучи. Ее толщина зависит

от зенитного расстояния и оказывает разное влияние на свет различной длины волны. Эта зависимость описывается в [1] формулой (1):

$$m_\lambda(z) = m_{\lambda_0} + k_\lambda M(z), \quad (1)$$

где $m_\lambda(z)$ — измеренная с земли в длине волны λ звездная величина; m_{λ_0} — измеренная из космоса в длине волны λ звездная величина; k_λ — коэффициент экстинкции в длине волны λ ; $M(z)$ — атмосферная масса, через которую проходят лучи на зенитном расстоянии z . Формула задающая функцию $M(z)$ имеет вид (2):

$$M(z) = \sec(z) = \frac{1}{\cos(z)}. \quad (2)$$

В формуле (1) присутствуют три величины, которые необходимо знать для определения значения коэффициента: наблюдаемый в данном пункте и в данное время видимый блеск, табличная звездная величина и воздушные массы. По результатам наблюдений будут получены видимые звездные величины, действительные будут взяты из каталога звезд. Остальные воздушные массы, для которых необходимо знание зенитного расстояния.

После определения координат зенита по звездному времени и широте места координаты звезды накладываются на снимок с помощью сайта <https://nova.astrometry.net/> [2]. Зная точку, на которую ссылается координата каталога, можно определить ближайшую звезду на снимке. Кратчайший путь на сфере между точками зенита и звезды проходит по большому кругу небесной сферы, заданному этими двумя точками. Его можно определить, например, по формуле Гаверсинуса [3] (3):

$$\text{hav}(\theta) = \text{hav}(\phi_2 - \phi_1) + \cos(\phi_2) \cos(\phi_1) \text{hav}(\lambda_2 - \lambda_1), \quad (3)$$

где θ — искомый угол; ϕ_1 и ϕ_2 — широты исходных точек; λ_1 и λ_2 — долготы исходных точек, а функция *hav* определена как (4):

$$\text{hav}(\alpha) = \frac{1 - \cos \alpha}{2}. \quad (4)$$

Для соотнесения результатов наблюдений и значений в каталоге была написана программа на языке программирования Python. Исходный код расположен на github (<https://github.com/2379/Extinction-coefficient>). Используются пакеты `astropy`, `matplotlib`, `photutils.detection.DA0StarFinder`, `sklearn.linear_model.LinearRegression`, `numpy`. Программа получает на вход снимок, на который наложены координаты, загружает каталог звезд. Результатом ее работы является коэффициент атмосферной экстинкции, полученный как тангенс угла наклона прямой, построенной по точкам на графике зависимости $M(z)$ от $m_\lambda - m_{\lambda_0}$ (из формулы (1)) методом наименьших квадратов.

Получение результатов

В результате наблюдений было получено 514 фотографий неба (lights), 25 темновых кадров (darks), 50 кадров плоского поля (flats), 50 кадров шума считывания (bias). Экспозиция light и dark кадров составила 6 с, flat кадра — 175 мс, bias — 0.0620 мс. Параметр усиления (gain) каждого фото составил 155. Все кадры были получены в формате fits.

Из полученных кадров было синтезировано единственное изображение в программе DeepSkyStacker с использованием медианного метода сложения Кашпа-Сигма при значении $\kappa = 3$.

Чтобы снизить влияние рефракции и абберации объектива, полученный снимок был разбит на части для оптимизации работы с сайтом (рис. 1).

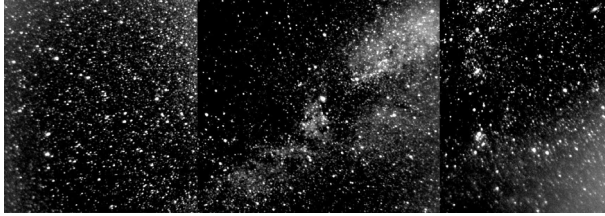


Рис. 1. Анализируемые снимки

Обсуждение результатов

На рис. 1 представлен полученный график на основе снимков на рис. 2. Коэффициент экстинкции составил 1.97, однако в справочных материалах он варьируется от 0.2 до 0.385 [1]. Визуальный метод определения Нейланда — Блажко, реализованный Эриком Пяткевичем в Крымской обсерватории по 11 звездам, дал результат в 0.155 [4].

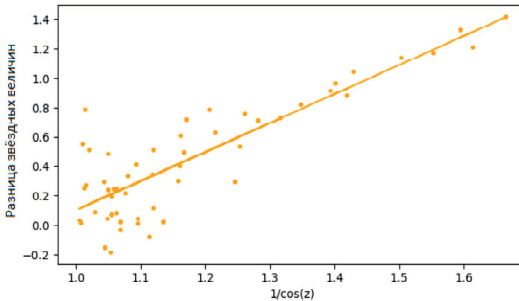


Рис. 2. Зависимость разницы звездных величин от функции воздушных масс. Применена линейная регрессия и по тангенсу наклона прямой определен коэффициент экстинкции

Основной причиной завышенного значения экстинкции является aberrация кома, заметная на рис. 1: звезды принимают характерную форму несимметричного пятна рассеяния и становятся похожими на кометы. Алгоритм программы учитывает свет лишь внутри пятна стандартной, круглой формы. В результате этого звездная величина значительно увеличивается.

Другой причиной завышенного значения коэффициента является отсутствие в анализе звезд с высотами ниже 30° .

Заключение

Получены снимки неба и калибровочные кадры, был произведен их учет. Написана программа, которая по серии снимков определяет значение коэффициента атмосферной экстинкции, необходимый для того, чтобы с точностью узнать звездную величину.

Исследуемый метод определения коэффициента атмосферной экстинкции не лишен своих недостатков.

Съемка сериями снимков на различных высотах, в основном на высоте ниже 30° , в телескоп с ведением и, возможно, с использованием корректора комы приведет к значительному уменьшению абберации кома и погрешности определения коэффициента.

При обработке данных для уточнения коэффициента может быть выполнено разбиение массива по интервалам зенитных расстояний.

Таким образом, работа имеет важное практическое значение и может использоваться при получении и обработке снимков, при выполнении фотометрических расчетов с учетом при этом атмосферной экстинкции.

Библиографические ссылки

- [1] *Астрономический календарь* Постоянная часть. Изд-е 7. — М. : Наука; Главная редакция физико-математической литературы, 1981. — 704 с.
- [2] Astrometry.net. https://nova.astrometry.net/user/_images/6425683#grid.
- [3] *Korn G. A., Korn Th. M. Mathematical handbook for scientists and engineers: Definitions, theorems, and formulas for reference and review / 3rd ed.* — Mineola, New York : Dover Publications, 2000. — 1152 p.
- [4] *Пяткевич Э. Я.* Оценка атмосферной экстинкции в Крымской астрофизической обсерватории. — На правах рукописи.

ПОИСК НЕИЗВЕСТНЫХ АСТЕРОИДОВ НА ТЕЛЕСКОПЕ «СИНТЕЗ»

С. В. Назаров¹, А. С. Чернышев²

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, ²АО «Нева Электроника»

В начале 2018 г. было принято решение о создании на базе советского экспериментального телескопа АСТ-1200 («Синтез») нового полностью автоматического инструмента с новой оптикой, системой управления и веб-интерфейсом. В 2021 г. удалось приступить к наблюдениям на малом временном 350 мм телескопе, установленном на монтажке «Синтеза» для отработки программного обеспечения и системы управления. В 2022 г. запущена экспериментальная программа поиска неизвестных астероидов. Разработано программное обеспечение, позволяющее вести поиск в полуавтоматическом режиме. Обнаружены первые 100 новых объектов в главном поясе астероидов.

SEARCH FOR UNKNOWN ASTEROIDS WITH THE TELESCOPE “SINTEZ”

S. V. Nazarov¹, A. S. Chernyshev²

¹Crimean astrophysical observatory RAS, ²Neva Electronics

At the beginning of 2018, it was decided to create a fully automatic telescope based on “Sintez” with new optics, a control system, and a web interface. In 2021, it was possible to start observations on a small temporary 350 mm telescope installed on the “Sintez” mount for testing the software and control system. In 2022, an experimental program was launched to search for unknown asteroids. Software has been developed that makes it possible to conduct a search in a semi-automatic mode. First 100 new objects discovered in main asteroid belt.

Введение

В 2018 г. сотрудниками Крымской астрофизической обсерватории было принято решение о создании на основе находящегося на консервации телескопа «Синтез» (АСТ-1200) нового автоматического инструмента с удаленным доступом через веб-интерфейс [1].

К началу 2021 г. удалось реализовать ряд технических и программных решений, позволивших начать научные наблюдения на базе временного 350 мм телескопа [2]. В 2022 г. модернизирован малый телескоп: он был оснащен корректором, расширяющим рабочее поле зрения до 43 мм по диагонали и увеличивающим светосилу на 15 %. Площадь поля зрения выросла почти в четыре раза.

Параметры инструмента

Элементы телескопа: временный телескоп системы Ньютона, 350/1767 мм; телескоп-гид SVBONY 60/183 мм; основная камера QHY600-M; камера-гид QHY-5L II M; реечный фокусирующий механизм с шаговым двигателем; управляемое колесо фильтров CFW3L 7 × 50 мм; набор фотометрических фильтров CHROMA g, r, i, z; вилочная экваториальная монтажка.

Характеристики камеры QHY600-M: сенсор IMX455; размер пикселя 3.76 × 3.76 мкм; размеры матрицы 24 × 36 мм; глубина потенциальной ямы 204 ke⁻ в биннинге 2 × 2; шум считывания от 1e⁻ до 3.7e⁻; темновой ток при -20°C: 0.0022 e/s/pix; пиковая квантовая эффективность 92 %.

Поле зрения, определенное при помощи nova.astrometry.net, составило $82 \times 56'$. Предельная звездная величина на одиночном снимке в биннинге 2×2 с выдержкой 200 с на малых зенитных углах в безлунную ночь достигает 20.0^m . Угловое разрешение $0.5''$ на пиксель в биннинге 1×1 .

Тесты системы управления монтировкой дали типичную ошибку наведения около $5'$ по обеим осям. Система автоматического гидирования, управляемая программой PHD2, показывает среднеквадратичную ошибку $0.5''$ на зенитных расстояниях не более 50° . Наилучшее значение в околозенитных областях во второй половине ночи составляет $0.3''$. Из этого следует, что угловое разрешение телескопа ограничено преимущественно атмосферной турбулентностью.

Поисковые работы

В ночь с 11 на 12 марта 2021 г. в течение нескольких часов наблюдалась площадка вблизи противосолнечной точки с целью проверки возможности обнаружения неизвестных астероидов. Обработка рядов изображений выявила несколько объектов, данные по которым отсутствовали в базе Международного центра малых планет (MPC).

Один из этих объектов был повторно найден 15 марта, что позволило уточнить его орбиту и отправить на регистрацию в MPC. Новый объект оказался астероидом главного пояса, ему присвоено временное обозначение 2021 EP5.

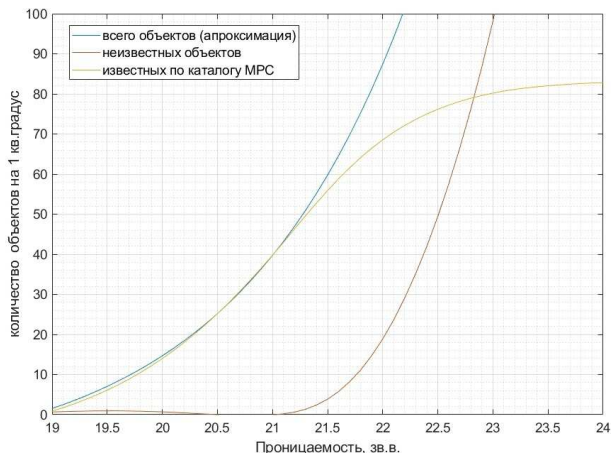
В связи с обновлением оборудования весной 2022 г. начата экспериментальная программа поиска неизвестных астероидов. В новом колесе фильтров специально оставлены пустые окна для достижения максимальной проникающей силы.

Анализ соотношения количества известных и неизвестных астероидов по данным MPC за 2020–2022 гг. выявил, что существенное количество неизвестных объектов начинается с 22^m (см. рисунок). Согласно [3], зависимость количества наблюдаемых астероидов от яркости аппроксимируется экспонентой. Наклон экспоненты подбирался по известным объектам яркостью до 20.5^m в базе MPC. Количество известных и неизвестных объектов сравнивается при достижении 22.8^m .

Были оценены проникающие возможности телескопа. Поскольку в первом приближении соотношение «сигнал — шум» пропорционально корню из количества кадров, для увеличения проникающей силы на 1^m требуется накопить в 6.3 раза большее количество кадров. В качестве точки отсчета использовалась сумма 65 кадров выдержкой по 2 мин., полученных в безлунную ночь. Сравнение с каталогом PS1 позволило обнаружить на сумме большинство звезд яркостью 22^m (фильтр g). Отсюда следует, что для достижения ощутимых результатов требуется снимать один и тот же участок неба на протяжении нескольких часов. При этом выдержка отдельного кадра ограничивается сверху фоном неба, скоростью движения астероида и в некоторых положениях — механикой телескопа. В среднем она составляет около 120 с.

Описание поисковой методики:

1. Подбирается ясная ночь с Луной в фазе от 0 до 50 % и перспективой продолжения наблюдений в последующие ночи.
2. Выбираются координаты для поиска вблизи противосолнечной точки и с учетом зон работы крупных обзоров, но не ближе 10° к галактической плоскости.
3. Телескоп наводится по координатам, после чего включается автогидирование с дрейфом, обеспечивающим смещение горячих пикселей.
4. Отключается ближайшее уличное освещение.



Расчетное количество известных и неизвестных объектов на 1 квадратный градус по данным MPC за 2020–2022 гг. вблизи противосолнечной точки

5. Делается максимально длинная серия кадров одного участка неба с выдержкой по 2 мин. в биннинге 2×2 при постоянной температуре матрицы.
6. Снимается полный комплект калибровочных кадров при той же температуре матрицы: Bias, Dark, Flat Field.

Обработка снимков

Для обработки кадров с целью эффективного поиска неизвестных астероидов было создано собственное программное обеспечение, реализующее алгоритм поиска, близкий к описанному в статье [3].

Результаты

Достигнутый уровень автоматизации работ в сочетании с хорошим астрономическим климатом КРАО позволил обнаружить сто новых астероидов за два весенних и два осенних волонтерских сезона 2022 г. Большинство из них уже получили временные обозначения.

По некоторым объектам наблюдения на «Синтезе» стали ключевыми для определения параметров орбит — например, 2022 FA9 и 2022 EL15.

Наиболее эффективной оказалась последняя неделя октября, когда за 4 ночи было найдено 38 неизвестных астероидов.

Летние наблюдения имеют весьма малую эффективность из-за короткой ночи, низкого положения эклиптики и движения противосолнечной точки в наиболее плотных областях Млечного Пути.

Перспективы

В рамках улучшения программного обеспечения планируется автоматизировать начало и завершение работы по погодным условиям, калибровку и астрометрию кадров, автовыравнивание работоспособности системы при сбоях, фокусировку и удаление непригодных кадров.

Изучается возможность адаптации программного обеспечения для поиска объектов других типов.

Планируется создание главного зеркала для основной апертуры «Синтеза». Предполагаемая оптическая система — цельное параболическое или гиперболическое зеркало метрового размера с корректором и приемником в прямом фокусе. Аберрации должны укладываться в размер пикселя 9 мкм на поле зрения не менее $30 \times 30'$.

Наблюдения на малом телескопе будут продолжены. В планах фотометрический мониторинг ряда активных ядер галактик, катаклизмических переменных звезд, транзитов экзопланет, гамма-всплесков, фотометрические и астрометрические наблюдения астероидов, комет и спутников больших планет, поисковые работы.

Коллектив «Синтеза» работает над расширением сотрудничества с другими обсерваториями и приглашает коллег к реализации совместных наблюдательных программ.

Библиографические ссылки

- [1] *Nazarov S. V., Kharchenko A. V.* Modernization of the telescope "Sintez" at the Crimean astrophysical observatory // Moscow University Physics Bulletin 2022. — 2022. — Vol. 4. — P. 2240204.
- [2] *Bikulova D. A., Nazarov S. V., Khovrichev M. Yu.* Astrometric observations of Uranian and Neptunian satellites with the Pulkovo and Crimean observatory telescopes in 2020 // Astronomy and space exploration : All-Russian scientific conference with international participation of students and young scientists dedicated to the memory of Polina Evgenievna Zakharova. — 2021. — P. 89–92.
- [3] *Heinze A. N., Trollo Joseph, Metchev Stanimir.* The Flux Distribution and Sky Density of 25th Magnitude Main Belt Asteroids // Astron. J. — 2019. — Vol. 158, № 6. — P. 232. 1910.13015.

МНОГОВОЛНОВАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ БЛАЗАРА S5 0716+714

С. В. Назаров, М. А. Горбачев, А. В. Жовтан
Крымская астрофизическая обсерватория РАН

S5 0716+714 — один из ярчайших блазаров на Северном небе, показывающий сильную оптическую переменность. Этот объект регулярно наблюдается на телескопе AZT-8 Крымской астрофизической обсерватории в рамках фотометрического мониторинга активных ядер галактик. Наблюдения 2002–2019 гг. демонстрируют связь показателя цвета с переменностью потока. Мы интерпретируем эту зависимость изменением Доплер-фактора. При этом в джете присутствуют две излучающие области. Одна из которых представляет собой часть джета, в которой действует синхротронное самопоглощение, а другая — протяженный джет с оптически тонкой средой.

LONGTERM MULTIBAND OPTICAL PHOTOMETRY OF BLAZAR S5 0716+714

S. V. Nazarov, M. A. Gorbachev, A. V. Jovtan
Crimean astrophysical observatory RAS

S5 0716+714 — one of the brightest blazars in the northern sky, having violent variability across the entire spectrum. This object constantly observing by the AZT-8 telescope of the Crimean astrophysical observatory during photometric monitoring of the active galactic nuclei. Multiband optical photometry data of blazar S5 0716+714 obtained from 2002 to 2019 reveal stable color index change with flux variability. We analyzed this trend under variability caused by the Doppler factor change. We explained the observed color index change with variability by geometric effects only under the assumption that the radiating region is the synchrotron self-absorbed core and the bright optically thin jet.

Введение

S5 0716+714 — один из ярчайших блазаров на северном небе, показывающий сильную оптическую переменность. Разные авторы сообщают о различной зависимости цветовых свойств переменности объекта. Например, Volvach et al. (2012) [1], обнаружил отсутствие зависимости показателя цвета от потока, а Bhatta et al. (2013) [2] и Hong et al. (2017) [3] сделали вывод о взаимосвязи цвета объекта и активности: во время всплеск цвет становится более голубым, при этом не фиксировалось строгой зависимости цвета от звездной величины. Исследование этой зависимости имеет большое значение, поскольку позволяет сделать вывод о природе переменности. В этой работе мы анализируем долговременную многоволновую оптическую переменность S5 0716+714 и определяем спектр переменного компонента излучения. Спектр постоянного компонента потока не удается объяснить вкладом родительской галактики, что подтверждается отсутствием каких-либо спектральных линий [4]. Судя по распределению энергии в спектре, оптическое излучение этого блазара почти полностью синхротронное.

Наблюдения

Наблюдения велись на телескопе АЗТ-8 Крымской астрофизической обсерватории с февраля 2002 по июнь 2019 г. в широкополосных фильтрах В, V, R, I системы Джонсона. Методика наблюдений и обработки описана в [5]. В качестве фотометрических стандартов использовались три звезды, расположенные в непосредственной близости от объекта и хорошо изученные на предмет отсутствия переменности [6]. Длительная наблюдательная кампания позволила охватить самые разные уровни активности объекта. Максимум блеска был зарегистрирован в JD 2 458 279.5 с величинами: $B = 12.37^m$, $V = 12.01^m$, $R = 11.56^m$, and $I = 11.15^m$. Минимум — в JD 2 456 573.3 с величинами: $B = 16.49^m$, $V = 15.96^m$, $R = 15.37^m$, and $I = 14.84^m$. На рис. 1 представлена итоговая кривая блеска.

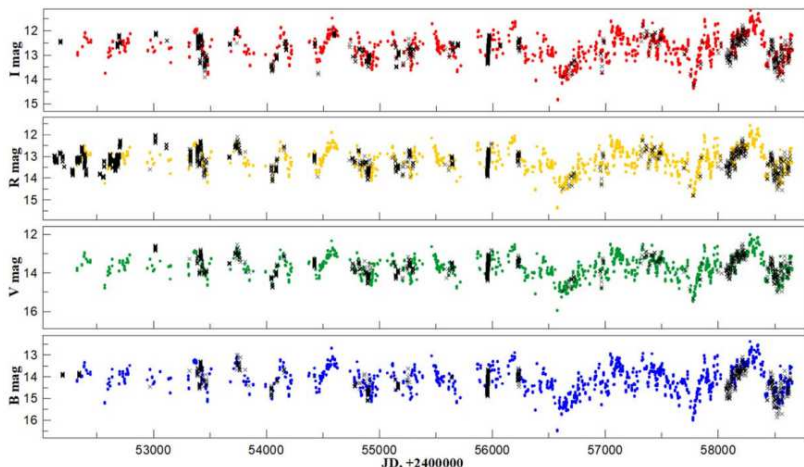


Рис. 1. Кривые блеска S5 0716+714 в фильтрах В, V, R, I по данным Крымской астрофизической обсерватории и других источников (черные маркеры)

Двухкомпонентная модель переменности

Изменения яркости часто анализируются в предположении существования постоянного и переменного компонентов потока. Поскольку компоненты, скорее всего, имеют разные цвета, то их относительный вклад в общий наблюдаемый поток будет определять показатель цвета объекта. Пока не вполне ясно, как изменение цвета переменного компонента зависит от его яркости. Ответить на этот вопрос позволяют поток-поточковые диаграммы [7]. В данном случае они демонстрируют линейную зависимость. При малых потоках наблюдается сильное изменение спектрального индекса. С увеличением потока изменения показателя цвета уменьшаются и спектральный индекс достигает наименьшего значения. На рис. 2 представлены поток-поточковые диаграммы для фильтров В, V, R.

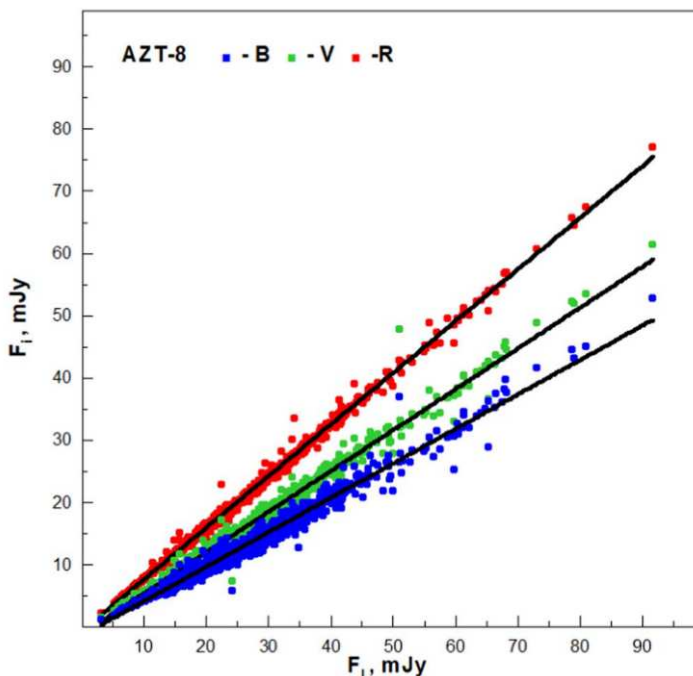


Рис. 2. Поток потоковые диаграммы для фильтров B, V, R

Излучающая область

Согласно модели [8], чем дальше мы двигаемся по джету от его начала, тем на более длинных волнах становится прозрачной среда. Из-за кривизны джета и нерадиального движения, обнаруженных ранее для парсекового джета S5 0716+714, область струи, соответствующая постоянной составляющей, может иметь разные доплеровские факторы в разные моменты времени [9, 10]. Мы предполагаем, что для состояния объекта с низкой яркостью Доплер-фактор $\delta_c = 5$. Увеличение Доплер-фактора приводит к увеличению потока. Из-за (магнито)гидродинамических неустойчивостей излучающие области могут иметь отличные доплер-факторы. Для переменного компонента они должны быть больше δ_c . Также они будут влиять на показатель цвета.

Выводы

Хотя объект демонстрирует различное цветовое поведение в разные периоды, связь цвета с потоком на масштабах в десятки лет оказывается устойчивой. На более коротких временных масштабах, от внутрисуточных до нескольких месяцев и лет, поведение показателя цвета несколько отличается от многолетнего тренда. РСДБ-наблюдения показывают, что джет нелинеен на парсековых масштабах и может иметь спиральную структуру. Соответственно, угол вектора скорости к лучу зрения может меняться, что приведет к изменению

Доплер-фактора. Такие геометрические эффекты могут объяснить поведение показателя цвета в случае нестепенного спектра излучения. Мы приходим к выводу, что наблюдаемая оптическая переменность может быть объяснена наличием двух излучающих областей. Первая — та часть, где излучение среды в джете становится оптически прозрачным по мере удаления от начала. Изменение Доплер-фактора в этой области приводит к наблюдаемой быстрой оптической переменности. Вторая излучающая область более протяженная, оптически тонкая и отличается более значительной потерей энергии излучающими электронами. Ее вклад в излучение мало изменяется на масштабах в десятки лет.

Библиографические ссылки

- [1] *Volvach A. E., Volvach L. N., Bychkova V. S. et al.* Long-term optical and radio monitoring of the quasars S5 0716+714 and 4C 38.41 on various time scales // *Astronomy Reports*. — 2012. — Vol. 56, № 4. — P. 275–280.
- [2] *Bhatta G., Webb J. R., Hollingsworth H. et al.* The 72-h WEBT microvariability observation of blazar S5 0716 + 714 in 2009 // *Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 558. — P. A92. 1310.4670.
- [3] *Hong Shanwei, Xiong Dingrong, Bai Jinming.* Multicolor Optical Monitoring of the BL Lacertae Object S5 0716+714 during the 2012 Outburst // *Astron. J.* — 2017. — Vol. 154, № 2. — P. 42. 1706.04466.
- [4] *Nilsson K., Pursimo T., Sillanpää A. et al.* Detection of the host galaxy of S5 0716+714 // *A&A*. — 2008. — Vol. 487, № 2. — P. L29–L32.
- [5] *Sergeev S. G., Doroshenko V. T., Golubinskiy Yu. V. et al.* Lag-Luminosity Relationship for Interband Lags between Variations in B, V, R, and I Bands in Active Galactic Nuclei // *Astrophys. J.* — 2005. — Vol. 622, № 1. — P. 129–135.
- [6] *Doroshenko V. T., Sergeev S. G., Merkulova N. I. et al.* BVRI CCD-Photometry of Comparison Stars in the Neighborhoods of Galaxies with Active Nuclei. I // *Astrophysics*. — 2005. — Vol. 48, № 2. — P. 156–178.
- [7] *Larionov V. M., Jorstad S. G., Marscher A. P. et al.* Results of WEBT, VLBA and RXTE monitoring of 3C 279 during 2006-2007 // *Astron. Astrophys.* — 2008. — Vol. 492, № 2. — P. 389–400. 0810.4261.
- [8] *Blandford R. D., Königl A.* Relativistic jets as compact radio sources. // *Astrophys. J.* — 1979. — Vol. 232. — P. 34–48.
- [9] *Bach U., Krichbaum T. P., Ros E. et al.* Kinematic study of the blazar <ASTROBJ>S5 0716+714</ASTROBJ> // *Astron. Astrophys.* — 2005. — Vol. 433, № 3. — P. 815–825. astro-ph/0412406.
- [10] *Butuzova M. S.* Geometrical and Kinematic Parameters of the Jet of the Blazar S5 0716+71 in a Helical-Jet Model // *Astronomy Reports*. — 2018. — Vol. 62, № 2. — P. 116–122. 1609.07538.

ДЕЙТЕРИРОВАННЫЕ МОЛЕКУЛЫ И ТЕМПЕРАТУРА В МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКАХ

А. Г. Пазухин^{1,2}, И. И. Зинченко^{1,2}, Е. А. Трофимова¹, К. Хенкель^{3,4}

¹Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН,

²Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,

³Институт радиоастрономии общества Макса Планка,

⁴Университет им. короля Абдул-Азиза

В работе используются спектры и карты DCO⁺, DCN, DNC и NH₂D, полученные на 30-м телескопе IRAM, для изучения процессов обогащения молекулярного газа дейтерием в пяти областях образования массивных звезд. Температура оценивалась по линиям CH₃CCH и NH₃, полученным при наблюдениях на 100-м радиотелескопе в Эффельсберге, а также по отношению интегральных интенсивностей переходов $J = 1 - 0$ H¹³CN и HN¹³C. Лучевые концентрации молекул были получены в предположении условий отличных от ЛТР. В результате мы обнаружили, что отношения D/H DCO⁺, DCN и DNC уменьшаются с температурой. Однако мы не обнаружили корреляций отношения D/H для NH₂D.

DEUTERATED MOLECULES AND TEMPERATURE IN INTERSTELLAR CLOUDS

A. G. Pazukhin^{1,2}, I. I. Zinchenko^{1,2}, E. A. Trofimova¹, C. Henkel^{3,4}

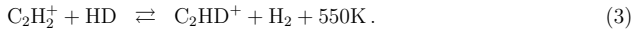
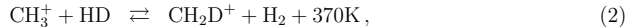
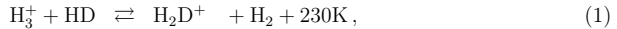
¹Federal Research Center Institute of Applied Physics RAS,

²Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,

³Max Planck Institute for Radio Astronomy, ⁴King Abdulaziz University

We use spectra and maps of DCO⁺, DCN, DNC and NH₂D, obtained with the IRAM 30-m telescope, to study deuteration processes in five massive star forming regions. The temperature was estimated from the lines of CH₃CCH and NH₃ obtained during observations at the 100-m radio telescope in Effelsberg, as well as using the integrated intensity ratio of the $J = 1 - 0$ transitions of H¹³CN and HN¹³C. The column densities of molecules were obtained under the assumption of non-LTE conditions. As a result, we found the D/H ratios of DCO⁺, DCN and DNC decrease with the temperature. However, we found no correlations of the D/H ratio for NH₂D.

Доля дейтерия в межзвездных молекулах возрастает, поскольку прямая реакция (дейтерирование) происходит без теплового барьера, в то время как обратная реакция (удаление D) имеет энергетический барьер (например, [1]):



Реакция (1) эффективна при температурах $\sim 10-30$ K, тогда как реакции (2), (3) остаются эффективными при температурах вплоть до ~ 80 K. Уменьшение концентрации распространенной молекулы CO из-за вымерзания на пыли также влияет на увеличение дейтерированных соединений, так как CO вступает в реакцию с H₂D⁺ и H₃⁺.

Существует несколько модельных расчетов, которые описывают пути образования дейтерированных молекул [1–4]. DCO⁺, DNC и NH₂D образуются преимущественно через низкотемпературный путь (1), тогда как DCN может образовываться при высоких температурах через реакции (2) и (3). Реакция (1) через H₃⁺ при температурах около 30 K начинает протекать в обратную сторону, и доля дейтерия уменьшается с ростом температуры.

В 2019 г. при помощи 30-м радиотелескопа IRAM были проведены наблюдения пяти областей образования массивных звезд (L1287, S187, S231, DR21(OH), NGC7538) на длинах волн 2 и 3–4 мм. Наблюдения включали переходы $J = 1 - 0$ и $2 - 1$ молекул DCO⁺, DCN, DNC и переходы $J = 1 - 0$ H¹³CO⁺, H¹³CN, HN¹³C, а также $1_{11} - 1_{01}$ NH₂D. При помощи 100-м телескопа в Эффельсберге мы провели наблюдения линий аммиака (J, K) = (1, 1) и (2, 2). Наблюдения проводились методом непрерывного картирования (OTF, On The Fly) площадки размером $\sim 200 \times 200''$. Частота переходов и энергия верхнего уровня взяты из каталога CDMS (<http://cdms.de>) [5].

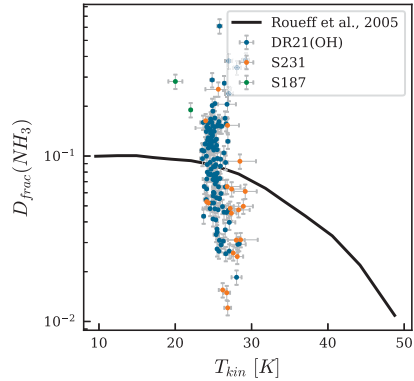
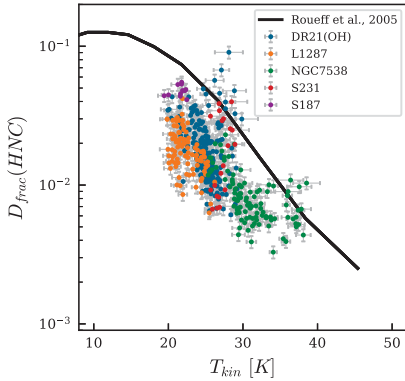
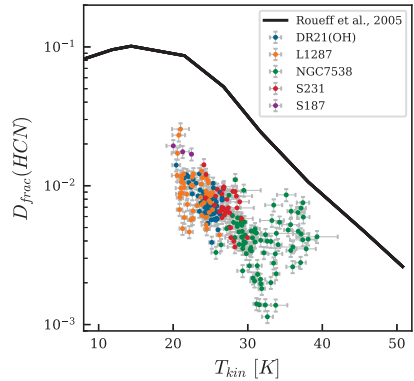
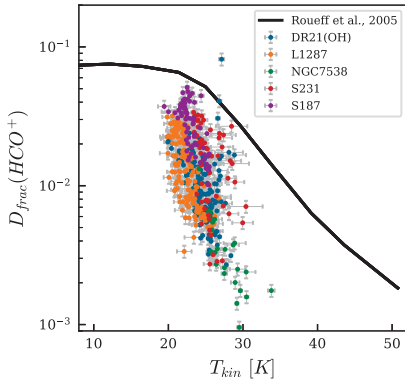
Для обработки данных была использована программа CLASS пакета GILDAS (<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>). Все карты были приведены к одинаковому пространственному разрешению $\sim 40''$. Антенная температура T_A^* приводилась к температуре в главном лепестке T_{mb} . Кинетическая температура определялась по переходам $J = 5 - 4$ и $9 - 8$ CH₃CCH методом вращательных диаграмм [6] и по переходам (1, 1), (2, 2) NH₃ с помощью методов, описанных в работах [7–9]. Для S231 использовались данные по аммиаку из работы [10]. В работе используется корреляция отношения интегральных интенсивностей переходов $J = 1 - 0$ H¹³CN и HN¹³C и кинетической температуры (см. подробнее в [11–13]). Карты температуры могут быть еще расширены путем комбинирования данных наблюдений изотопологов H¹³CN и HN¹³C с наблюдениями основных изотопологов. В тех областях источника, где линии H¹³CN и HN¹³C становятся слишком слабыми, мы используем отношение основных изотопологов HCN и HNC. Таким образом, полученные карты простираются дальше, чем карты, построенные по линиям CH₃CCH и NH₃, что позволило охватить всю область излучения дейтерированных молекул.

Для расчета лучевых концентраций в не-ЛТР приближении была использована программа RADEX [14]. Молекулярные данные, включающие значения коэффициентов частоты столкновений, были взяты из каталога LAMDA [15]. Используя значения интегральных интенсивностей переходов $J = 2 - 1$ и $1 - 0$ молекул DCO⁺, DCN, DNC и значения кинетической температуры, были получены оценки плотности газа $n(\text{H}_2)$. Средняя плотность газа $n(\text{H}_2)$ в источниках составляет $\sim 10^{4-5} \text{ cm}^{-3}$. Расчет лучевых концентраций производился для вращательных переходов $J = 1 - 0$. Для оценки лучевых концентраций HCO⁺, HCN, HNC были использованы обладающие малой оптической толщиной линии H¹³CO⁺, H¹³CN, HN¹³C. При получении значений $N(\text{NH}_3)$ и $N(\text{NH}_2\text{D})$ учитывались отношения орто/пара-модификаций, которые, исходя из статистических весов, составляют 1 и 3 соответственно.

На рисунке представлены зависимости полученных оценок степени обогащения газа дейтерием $D_{frac} = N(\text{DX})/N(\text{HX})$ и кинетической температуры. Оценки $D_{frac}(\text{HCO}^+)$, $D_{frac}(\text{HCN})$ и $D_{frac}(\text{HNC})$ лежат немного ниже модельной кривой и демонстрируют уменьшение с ростом температуры. Оценки $D_{frac}(\text{NH}_3)$ не демонстрируют похожей корреляции с ростом температуры, хоть и попадают на оценки из модельных расчетов.

Заключение

Содержание DCO⁺, DCN и DNC по отношению к основным изотопологам составляет $\sim 10^{-2}$ при температурах 20 K и падает с ростом температуры. Полученные результаты согласуются с химическими моделями и результатами из других работ, согласно которым содержание дейтерированных молекул уменьшается с ростом температуры [1–4]. Однако мы не обнаружили корреляций отношения D/H для NH₂D.



Зависимость степени обогащения дейтерием D_{frac} и кинетической температуры. Цветами обозначены оценки для каждого источника. Черная кривая представляет модельный расчет из работы [3]

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант 22-22-00809).

Библиографические ссылки

- [1] *Turner B. E.* Deuterated Molecules in Translucent and Dark Clouds // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2001. — Vol. 136, № 2. — P. 579–629.
- [2] *Albertsson T., Semenov D. A., Vasyunin A. I. et al.* New Extended Deuterium Fractionation Model: Assessment at Dense ISM Conditions and Sensitivity Analysis // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2013. — Vol. 207, № 2. — P. 27. 1110.2644.
- [3] *Roueff E., Lis D. C., van der Tak F. F. S. et al.* Interstellar deuterated ammonia: from NH_3 to ND_3 // *Astron. Astrophys.* — 2005. — Vol. 438, № 2. — P. 585–598. [astro-ph/0504445](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0504445).
- [4] *Roueff E., Parise B., Herbst E.* Deuterium fractionation in warm dense interstellar clumps // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 464, № 1. — P. 245–252.

- [5] Müller Holger S. P., Schlöder Frank, Stutzki Jürgen, Winnewisser Gisbert. The Cologne Database for Molecular Spectroscopy, CDMS: a useful tool for astronomers and spectroscopists // Journal of Molecular Structure. — 2005. — Vol. 742, № 1-3. — P. 215–227.
- [6] Bergin Edwin A., Goldsmith Paul F., Snell Ronald L., Ungerechts Hans. CH₃C₂H as a Temperature Probe in Dense Giant Molecular Cloud Cores // Astrophys. J. — 1994. — Vol. 431. — P. 674.
- [7] Ho P. T. P., Townes C. H. Interstellar ammonia // Ann. Rev. Astron. Astrophys. — 1983. — Vol. 21. — P. 239–270.
- [8] Mangum Jeffrey G., Wootten Alwyn, Mundy Lee G. Synthesis Imaging of the DR 21 (OH) Cluster. II. Thermal Ammonia and Water Maser Emission // Astrophys. J. — 1992. — Vol. 388. — P. 467.
- [9] Tafalla M., Myers P. C., Caselli P., Walmsley C. M. On the internal structure of starless cores. I. Physical conditions and the distribution of CO, CS, N₂H⁺, and NH₃ in L1498 and L1517B // Astron. Astrophys. — 2004. — Vol. 416. — P. 191–212.
- [10] Ryabukhina O. L., Kirsanova M. S., Henkel C., Wiebe D. S. Star formation time-scale in the molecular filament WB 673 // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2022. — Vol. 517, № 4. — P. 4669–4678. 2210.01576.
- [11] Hacar A., Bosman A. D., van Dishoeck E. F. HCN-to-HNC intensity ratio: a new chemical thermometer for the molecular ISM // Astron. Astrophys. — 2020. — Vol. 635. — P. A4. 1910.13754.
- [12] Beuther H., Wyrowski F., Menten K. M. et al. The Cygnus Allscale Survey of Chemistry and Dynamical Environments: CASCADE. Overview and first results toward DR20 from the Max Planck IRAM Observatory program (MIOP) // Astron. Astrophys. — 2022. — Vol. 665. — P. A63. 2207.10964.
- [13] Пазухин А. Г., Зинченко И. И., Трофимова Е. А., Хенкель К. Отношение интенсивностей H¹³CN-HN¹³C как индикатор температуры межзвездных облаков // Астрон. журнал. — 2022. — Т. 99, № 12. — С. 1254–1263. 2211.14063.
- [14] van der Tak F. F. S., Black J. H., Schöier F. L. et al. A computer program for fast non-LTE analysis of interstellar line spectra. With diagnostic plots to interpret observed line intensity ratios // Astron. Astrophys. — 2007. — Vol. 468, № 2. — P. 627–635. 0704.0155.
- [15] Schöier F. L., van der Tak F. F. S., van Dishoeck E. F., Black J. H. An atomic and molecular database for analysis of submillimetre line observations // Astron. Astrophys. — 2005. — Vol. 432, № 1. — P. 369–379. astro-ph/0411110.

РАЗРАБОТКА И ОПИСАНИЕ НОВОГО КАТАЛОГА РАЗРЕШЕННЫХ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ДВОЙНЫХ

П. В. Пахомова

Институт астрономии РАН

Разрешенные спектроскопические двойные — уникальные объекты среди других типов двойных. Они предоставляют единственную возможность определять с высокой точностью расстояния до объектов — важнейшую характеристику в астрономии. Двойные системы этого типа малочисленны, однако исчерпывающего каталога до сих пор не существует. Авторами разработана пилотная версия нового каталога разрешенных спектроскопических двойных. В нем собрана информация об элементах орбит, массах компонентов, параллаксах и других параметрах для 107 звезд. Таким образом, каталог представляет собой наиболее обширный список разрешенных спектроскопических двойных, известных на данный момент. Проведен предварительный анализ распределений звездных параметров объектов каталога, а также сравнение тригонометрических параллаксов из Gaia DR3 с орбитальными.

NEW CATALOG OF RESOLVED SPECTROSCOPIC BINARIES: DEVELOPMENT AND DESCRIPTION

P. V. Pakhomova

Institute of Astronomy of Russian Academy of Sciences

Resolved spectroscopic binaries are unique objects among other types of binaries. They provide the only way to determine with high accuracy the distance to objects — the most important characteristic in astronomy. Binary systems of this type are few in number, but an exhaustive catalog still does not exist. The authors have developed a pilot version of a new catalog of resolved spectroscopic binaries. It contains information about orbital elements, component masses, parallaxes and other parameters for 107 stars. Thus, the catalog represents the most extensive list of resolved spectroscopic binaries currently known. A preliminary analysis of stellar parameters distributions has been carried out, as well as a comparison of the trigonometric parallaxes from Gaia DR3 with orbital parallaxes.

Введение

Разрешенными спектроскопическими двойными (resolved spectroscopic binaries, RSB) называют тип двойных систем, решения орбит для которых получены двумя методами: и визуально, и спектроскопически. Спектроскопическая двойная, будучи разрешенной визуально, представляет собой незаменимую возможность напрямую определять (а не оценивать) параллаксы и массы звезд. Такие объекты сравнительно немногочисленны, на данный момент их известно не более нескольких сотен. Тем не менее исчерпывающего каталога разрешенных спектроскопических двойных на сегодняшний день не существует, однако попытки его создания предпринимались. В частности, в работе [1] собрано 40 систем такого типа с известными орбитальными элементами, массами компонентов, блесками и спектральной классификацией. За последующие годы было обнаружено и накоплено значительное количество RSB, представленных в основном в разрозненных публикациях.

Целью данной работы является создание каталога, содержащего наиболее полную информацию обо всех разрешенных спектроскопических двойных, известных на данный момент. В следующих разделах представлено описание предварительной версии каталога.

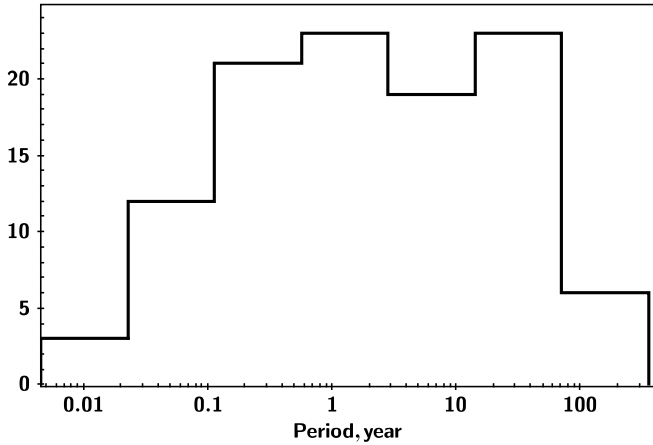


Рис. 1. Распределение звезд каталога по периодам (в годах)

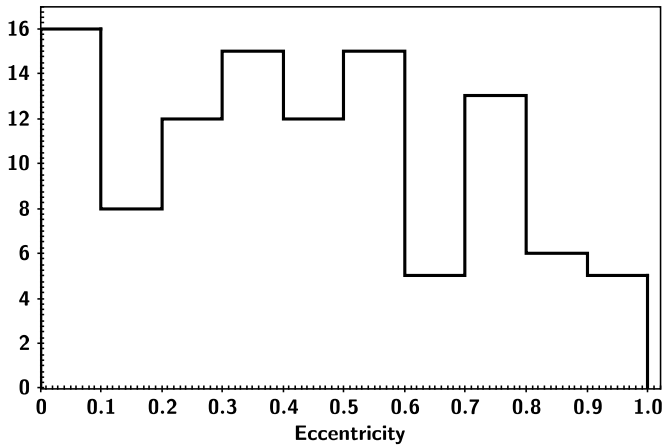


Рис. 2. Распределение звезд каталога по значениям эксцентриситета

Структура каталога

В каталоге собрано 107 разрешенных спектроскопических двойных из различных источников.

Большинство объектов и данные о них взяты из работ [1, 2], содержащих списки из 40 и 69 систем, соответственно. Эти списки существенно перекрываются между собой, и в таких случаях в каталог включались более свежие данные. Кроме того, использовались работы [3–6], а также ряд других публикаций, каждая из которых содержит детальное исследование одной двойной системы. Помимо данных из перечисленных выше публикаций, в каталог включены параллаксы и блески из Gaia DR3 [7].

Каталог содержит следующие параметры и группы параметров:

- идентификаторы;
- экваториальные координаты (α , δ);
- орбитальные параметры (P , T_0 , a , i , e , ω , Ω);
- спектроскопические параметры (V_0 , γ , K_1 , K_2 , $a_{1,2}\sin i$, $M_{1,2}\sin^3 i$);
- массы и их комбинации (M_1 , M_2 , q , $M_1 + M_2$);
- параллаксы (орбитальные, тригонометрические);
- спектральная классификация;
- блески в полосах B, V, J, H, K, G.

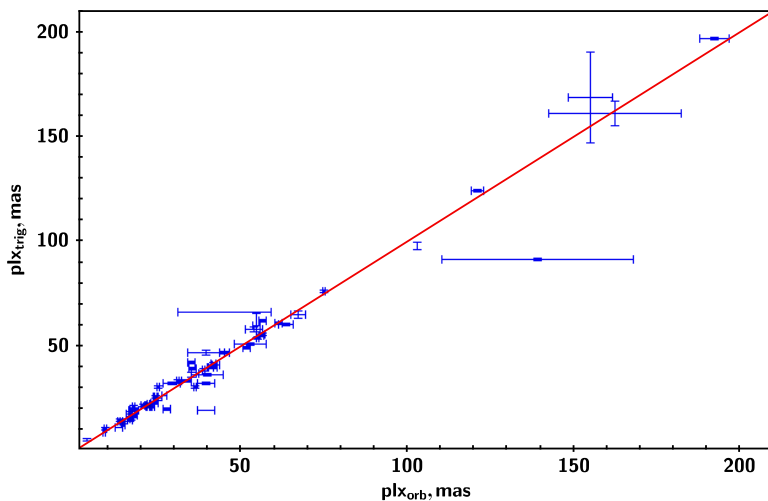


Рис. 3. Соотношение между тригонометрическими параллаксами объектов каталога из Gaia DR3 и орбитальными параллаксами

Анализ данных

В данном разделе приведены некоторые из распределений и зависимостей параметров объектов каталога, полученных в ходе предварительного анализа.

Более трети двойных систем каталога обладает периодами менее 5 лет (рис. 1). Максимальное значение периода среди объектов каталога составляет $P = 318$ лет. Можно говорить о том, что по значениям орбитальных элементов звезды каталога распределены равномерно, в частности по значениям эксцентриситетов e (рис. 2).

Значения параллакс из Gaia DR3 сравнивались с орбитальными для проверки их соответствия. На рис. 3 видно, что для более далеких объектов каталога эти несоответствия

минимальны. Это объясняется невозможностью для Gaia определять двойственность на больших расстояниях и, соответственно, высокой точностью определения параллаксов. Для близких звезд отклонения от линейной зависимости в большинстве своем коррелируют с масштабом ошибок, вызванных орбитальным движением.

Заключение

Разработана пилотная версия нового каталога разрешенных спектроскопических двойных. Собрана информация об элементах орбит, массах компонентов, орбитальных параллаксах и других параметрах для 107 звезд. Каталог содержит наиболее обширный список разрешенных спектроскопических двойных систем, известных на данный момент (предположительно, около 75 % от общего числа объектов данного типа). Проведен предварительный анализ распределений звездных параметров объектов каталога. Проведено сравнение параллаксов Gaia DR3 с орбитальными.

В дальнейшем планируется пополнение каталога новыми объектами и добавление недостающей информации об уже имеющихся объектах, а также проведение более детального статистического анализа данных.

Библиографические ссылки

- [1] *Pourbaix D.* Resolved double-lined spectroscopic binaries: A neglected source of hypothesis-free parallaxes and stellar masses // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 2000. — Vol. 145. — P. 215–222.
- [2] *Piccotti Luca, Docobo José Ángel, Carini Roberta et al.* A study of the physical properties of SB2s with both the visual and spectroscopic orbits // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2020. — Vol. 492, № 2. — P. 2709–2721.
- [3] *Gallenne A., Pietrzyński G., Graczyk D. et al.* The Araucaria project: High-precision orbital parallax and masses of eclipsing binaries from infrared interferometry // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 632. — P. A31. 1910.03393.
- [4] *Le Bouquin J. B., Sana H., Gosset E. et al.* Resolved astrometric orbits of ten O-type binaries // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 601. — P. A34. 1608.03525.
- [5] *Halbwachs J. L., Boffin H. M. J., Le Bouquin J. B. et al.* Masses of the components of SB2s observed with Gaia - II. Masses derived from PIONIER interferometric observations for Gaia validation // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2016. — Vol. 455, № 3. — P. 3303–3311. 1510.07412.
- [6] *Kiefer F., Halbwachs J. L., Lebreton Y. et al.* Masses of the components of SB2 binaries observed with Gaia - IV. Accurate SB2 orbits for 14 binaries and masses of three binaries* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2018. — Vol. 474, № 1. — P. 731–745. 1710.09604.
- [7] *Gaia Collaboration.* VizieR Online Data Catalog: Gaia DR3 Part 1. Main source (Gaia Collaboration, 2022) // *VizieR Online Data Catalog.* — 2022. — P. I/355.

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОПЛЕНИЙ В ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ G174+2.5

Т. А. Пермякова, А. Ф. Селезнев
Уральский федеральный университет

В работе исследуются широкие окрестности области G174+2.5, которые включают как известные погруженные скопления, так и кандидаты в скопления. Последний релиз UKIDSS позволяет обнаруживать звезды до 17–18 звездной величины, что дает возможность дополнить перепись звезд скоплений. В работе определяются астрофизические параметры скоплений (центры, радиусы, количество звезд, покраснение). Для четырех областей дополнительно определены вероятности принадлежности звезд к скоплениям, оценены расстояния до скоплений и исследована их кинематика с использованием данных Gaia EDR3.

STUDY OF CLUSTERS IN THE STAR-FORMING REGION G174+2.5

T. A. Permyakova, A. F. Seleznev
Ural Federal University

We study the wide vicinity of the G174+2.5 region, which includes both known embedded clusters and cluster candidates. The latest release of UKIDSS makes it possible to detect stars up to 17–18 magnitudes, which allows to supplement the list of the cluster's stars. Astrophysical parameters of clusters (centers, radii, number of stars, reddening) are determined in the work. For 4 regions, the star membership probabilities in clusters were additionally determined, distances to clusters were estimated, and their kinematics was studied using Gaia EDR3 data.

Введение

Исследование молодых звездных скоплений позволяет углубить наше понимание процессов звездообразования и эволюции рассеянных звездных скоплений (РЗС) на ранних этапах их формирования. Один из ближайших регионов звездообразования — область G174 + 2.5 (рис. 1), которая ассоциируется с одноименным гигантским молекулярным облаком. Комплекс расположен на расстоянии от 1.4 до 2.5 кпк в спиральном рукаве Персея.

Данная работа включает в себя изучение структуры, фотометрических диаграмм и кинематики звездных скоплений с использованием данных каталогов UKIDSS GPS (версия DR10PLUS) [1] и Gaia EDR3 [2] в области с центром в точке $RA = 84.7^\circ$, $Dec = 35.9^\circ$ и радиусом $90'$. Каталог UKIDSS обеспечивает полноту выборки до $j \approx 18.0$, $h \approx 18.0$, и $k \approx 17.0$ звездной величины. Данные исходного каталога были дополнены прямоугольными координатами (центр прямоугольной системы координат совпадает с центром рассматриваемой области) и значениями поглощения, определенными при помощи метода NICEST [3].

Определение параметров скоплений и изучение их кинематики

Для выявления областей, потенциально содержащих не обнаруженные ранее скопления, при помощи KDE-метода (с полушириной ядра $h_{KDE} = 4'$) были построены карты

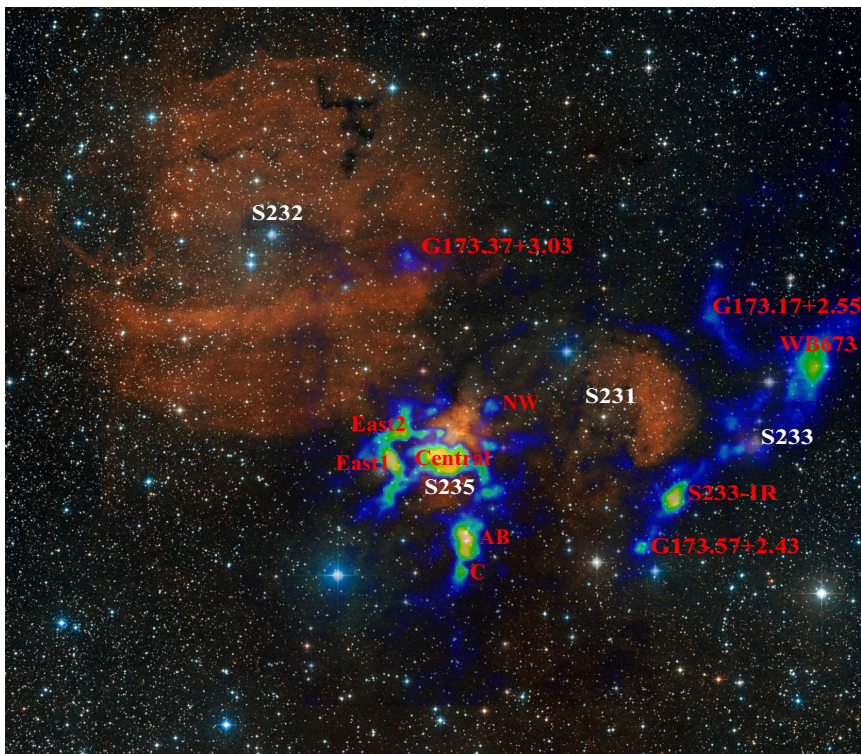


Рис. 1. Область звездообразования G174+2.5. На изображение области в оптическом диапазоне наложено изображение в эмиссионной радиолнии $^{13}\text{CO}(2-1)$, полученное по наблюдениям на Heinrich Hertz Submillimeter Telescope [4]

поверхностной плотности для разных предельных звездных величин k_{lim} (рис. 2). Координаты центров скоплений определялись как координаты локальных максимумов плотности на карте.

Структура скоплений исследовалась при помощи радиального профиля плотности, построенного методом KDE с полушириной ядра $0.5'$ и предельной звездной величиной $k_{lim} = 15$. Радиус скопления определялся в предположении о сферической симметрии скопления как абсцисса пересечения уровня фона с радиальным профилем. Оценка числа звезд проводилась путем вычитания из количества звезд в области скопления числа звезд в равной по площади области фона. При подсчете учитывались только звезды с $k < 15$. Количество звезд в скоплениях с известными вероятностями членства (см. далее) определялись прямым подсчетом.

Далее для скоплений строились карты положения звезд. Несмотря на максимумы на картах плотности, в большинстве областей не было замечено визуальной концентрации звезд. Также на некоторых участках наблюдались небольшие компактные группы из нескольких звезд, которые являются повторами измерений координат звезд, а не реальными скоплениями.

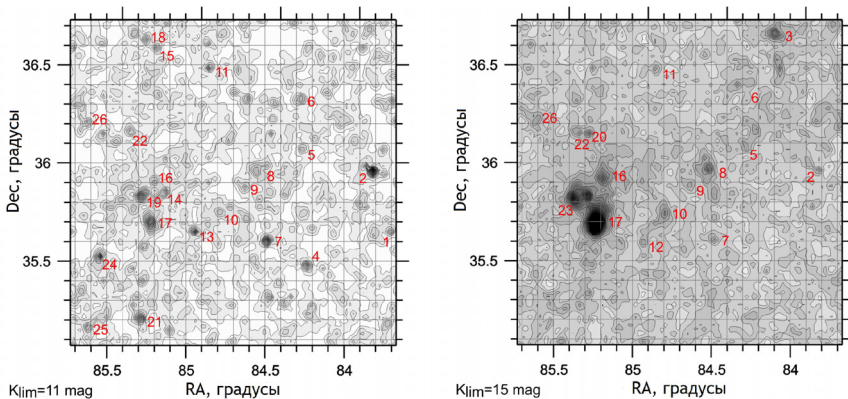


Рис. 2. Карты звездной плотности области G174 + 2.5, построенные по данным UKIDSS. Полуширина ядра $h_{KDE} = 4'$, k_{lim} равна 11 (слева) и 15 (справа). Цифрами обозначены скопления

Вероятности принадлежности звезд к скоплениям 16, 17, 19 и 23 определялась при помощи пакета UPMASK [5]. Минимальное число звезд на кластер во всех случаях выбиралось равным 20, число запусков алгоритма — 2000. В качестве данных для работы программы использовались экваториальные координаты звезд, звездные величины в полосах j, h и k, показатели цвета j-h, j-k и h-k и ошибки этих величин. Для скоплений 17 и 23 бралась область внутри радиуса соответствующих скоплений, для 16 и 19 — область внутри двойного радиуса. Параметры этих четырех скоплений в качестве примера приведены в таблице. Для остальных скоплений не представлялось возможным провести оценку вероятности членства из-за отсутствия фотометрических данных или пространственной сгруппированности звезд.

Для скоплений 16, 17, 19 и 23 было оценено расстояние фотометрическим методом и через средний параллакс. Полученные оценки расстояния согласуются с данными из литературы. Также была исследована кинематика звезд в этих скоплениях и оценены их средние собственные движения на основе данных каталога Gaia EDR3. Были построены графики зависимости радиальных и тангенциальных компонент скоростей от положения звезд в скоплении (расстояния от центра скопления и угла поворота относительно оси $0x$). В скоплении 19 звезды с известными скоростями распределены неравномерно, поэтому анализ кинематики затруднителен. Скопления 16 и 17 движутся почти ровно с севера на юг и не показывают вращения в картинной плоскости и наличия видимых нестационарностей. В скоплении 23 возможно существование некоторых волн плотности или изолированных кинематических групп звезд.

Закключение

В работе было проведено исследование широких окрестностей региона звездообразования G174 + 2.5 по данным каталога UKIDSS на наличие ранее неизвестных скоплений и определение параметров уже обнаруженных.

1. Определены астрофизические параметры скоплений — центры, радиусы, уровни фона, количество звезд в скоплениях.

Параметры скоплений

Скопление	RA, град.	Dec, град.	Расстояние, кпк	Радиус, мин. дуги	Число звезд	pmRA, мд/год	pmDec, мд/год
16	85.19	35.92	1.5	2.40	174	0.50	-2.41
17	85.21	35.69	1.6	5.48	537	0.06	-2.82
19	85.28	35.82	1.6	1.29	74	0.35	-2.80
23	85.37	35.82	1.6	3.17	134	0.27	-2.89

2. Были установлены вероятности принадлежности звезд к некоторым скоплениям и оценены расстояния до этих скоплений.
3. Оценены средние скорости звезд в скоплениях. Изучена кинематика скоплений: скопления 16 и 17 скорее движутся как целое без заметных внутренних движений звезд, а в скоплении 23 возможно наличие изолированных кинематических групп звезд.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

Библиографические ссылки

- [1] *Lawrence A., Warren S. J., Almaini O. et al.* The UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS) // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2007. — Vol. 379. — P. 1599–1617.
- [2] *Collaboration Gaia.* Gaia Early Data Release 3. Summary of the contents and survey properties // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 649. — P. A1.
- [3] *Lombardi M.* NICEST, a near-infrared color excess method tailored to small-scale structures // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 493. — P. 735–745.
- [4] *Bieging J. H., Patel S., Peters W. L. et al.* The Arizona Radio Observatory CO mapping survey of Galactic molecular clouds. V. The Sh2-235 cloud in CO J=2-1, 13CO J=2-1, and CO J=3-2 // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2016. — Vol. 226. — P. 13.
- [5] *Krone-Martins A., Moitinho A.* UPMASK: unsupervised photometric membership assignment in stellar clusters // *Astron. Astrophys.* — 2014. — Vol. 561. — P. A57.

АНАЛИЗ ПЯТЕННОЙ АКТИВНОСТИ FR Cnc ПО МНОГОЛЕТНИМ ФОТОМЕТРИЧЕСКИМ НАБЛЮДЕНИЯМ

Ю. С. Петровская, А. В. Кожевникова

Уральский федеральный университет

Представлены многоцветные фотометрические наблюдения молодой хромосферно-активной карликовой звезды FR Cnc в полосах B, V, R и I. По полученным данным построены кривые блеска для 2012 и 2018 гг. и проведен их анализ, который показал наличие вращательной модуляции блеска, изменяющейся от сезона к сезону. С помощью построения двухцветных диаграмм зависимости блеска в B, I и R полосах от блеска в полосе V показано, что эта модуляция вызвана наличием холодных фотосферных пятен. Выполнено моделирование запытенности FR Cnc на основе зональной модели, рассчитаны основные параметры запытенных областей: площадь, температура, широта и скважность заполнения пятен, а также определено положение наиболее запытенных долгот звезды (активных долгот) и показано, что переключение активности происходит неперiodично.

ANALYSIS OF FR Cnc SPOT ACTIVITY FROM LONG-TERM PHOTOMETRIC OBSERVATIONS

Y. S. Petrovskaya, A. V. Kozhevnikova

Ural Federal University

We present long-term photometric observations of a young chromospherically active FR Cnc dwarf star in the B, V, R, and I bands. On the basis of the obtained observational data light curves of the star for 2012 and 2018 were plotted and analyzed, which showed the presence of rotational light modulation of FR Cnc varying from season to season. Using the additional construction of bicolor light curves in the B, I and R bands from the brightness in the V band, it is shown that this modulation is caused by the presence of cold photospheric spots. A simulation of the FR Cnc spotting based on the zonal model was performed, the parameters of the spotted regions were calculated: the area, temperature, latitude, and the spot filling squares, and the position of the most spotted longitudes of the star (active longitudes), and it is shown that the activity switching occurs non-periodically.

Введение

FR Cnc (K7V) — одиночная молодая карликовая звезда главной последовательности, проявляющая активность солнечного типа, обусловленную наличием магнитных полей [1, 2]. Под активностью солнечного типа подразумеваются фотосферные пятна, вспышки, факелы, а также активность хромосфер и корон. Анализ линии LiI λ 6707.8 и многолетние исследования FR Cnc показали, что звезда имеет очень активную хромосферу. Это подтверждается наличием сильной эмиссии в линиях водорода H α и H β и в линиях ионизованного кальция CaII H и K [1]. Установлено, что рентгеновская светимость FR Cnc за последние 30 лет практически не менялась, имея среднее значение $4.85 \cdot 10^{29}$ эрг/с [3].

FR Cnc демонстрирует высокий уровень пятенной и вспышечной активности, а также изменения среднего блеска системы со временем [4]. В работе [5] было показано, что в 2018 г. на звезде происходило большое количество вспышек различной амплитуды, причем

большая их частота приходилась на фазы, близкие к активной области, но не совпадавшие с ней. В данной работе мы представляем результаты многоцветных фотометрических наблюдений FR Сnc, а также моделирование фотосферной запятненности звезды в рамках зональной модели на длительном временном интервале.

Анализ наблюдений и моделирование запятненности

Новые фотометрические наблюдательные данные FR Сnc были получены в Коуровской астрономической обсерватории на 70-см телескопе и многоканальном фотометре в 2012 г. с 2 апреля по 31 марта и в 2018 г. с 31 января по 2 февраля. Построенные кривые блеска звезды в фотометрической полосе V представлены на рис. 1 и 2. Разными символами обозначены данные, полученные в различные наблюдательные ночи. Как можно видеть на рис. 1, 2, в оба сезона кривая блеска FR Сnc демонстрирует выраженную вращательную модуляцию блеска. Хорошо известно, что наличие темных холодных пятен, аналогичных солнечным, в фотосферах звезд проявляется на кривых блеска в виде квазисинусоидальной вращательной модуляции [1]. С помощью аппроксимации этой модуляции первыми двумя гармониками ряда Фурье методом наименьших квадратов были определены фазы минимума и амплитуды изменений блеска FR Сnc.

Наблюдения были получены в 4 фотометрических полосах, что позволило построить двухцветные диаграммы зависимости блеска в B, I и R полосах от блеска в полосе V. В результате получено, что коэффициенты dB/dV , dR/dV , dI/dV соответствуют неравенству: $dB/dV > dR/dV > dI/dV$, что указывает на покраснение блеска звезды к минимуму блеска. Алексеевым и Гершбергом [6] было показано, что данное соотношение свидетельствует о наличии холодных фотосферных пятен на звезде.

Для определения параметров запятненности была применена зональная модель, разработанная в КрАО Алексеевым и Гершбергом [6]. Преимущество данной модели заключается в том, что моделирование основано на долговременных наблюдениях — анализируется блеск звезды на протяжении десятилетий, что позволяет оценить исторически максимальный блеск звезды и с большой долей вероятности считать его блеском в состоянии звезды, когда хотя бы одно полушарие не имеет пятен. В качестве входных переменных используются разность между блеском незапятнанной фотосферы и сезонным максимумом V_{max} , амплитуда вращательной модуляции V, коэффициенты dB/dV , dR/dV , dI/dV , температура фотосферы звезды T_{ph} и угол наклона оси ее вращения. Запятненные области представляются в виде двух симметричных относительно экватора звезды поясов, аналогичных королевским широтам на Солнце. Плотность заполнения пятнами может меняться от 1 до некоторых f_1 и f_2 — в сезонном максимуме и вторичном минимуме соответственно: $0 < f_1 < f_2 < 1$. Согласно модели, предполагается, что в холодном фотосферном пятне энергия распределена так же, как и в спектре звезды более позднего спектрального класса.

Обсуждение результатов

В результате выполненного моделирования были получены следующие параметры запятненности FR Сnc в несколько наблюдательных сезонов на протяжении 16 лет, поскольку для анализа были использованы как наши наблюдения, так и все доступные фотометрические данные из литературных источников. Получено, что пятна занимают средние и умеренные широты в интервале от 36 до 64°, плотность заполнения широтных поясов пятнами, а также площадь самих пятен заметно изменяется от сезона к сезону и составляет 10–20 % поверхности звезды. Оценки температуры запятненных областей FR Сnc показывают разницу с незапятнанной поверхностью звезды около 1600 K. Полученные парамет-

FR Cnc, V

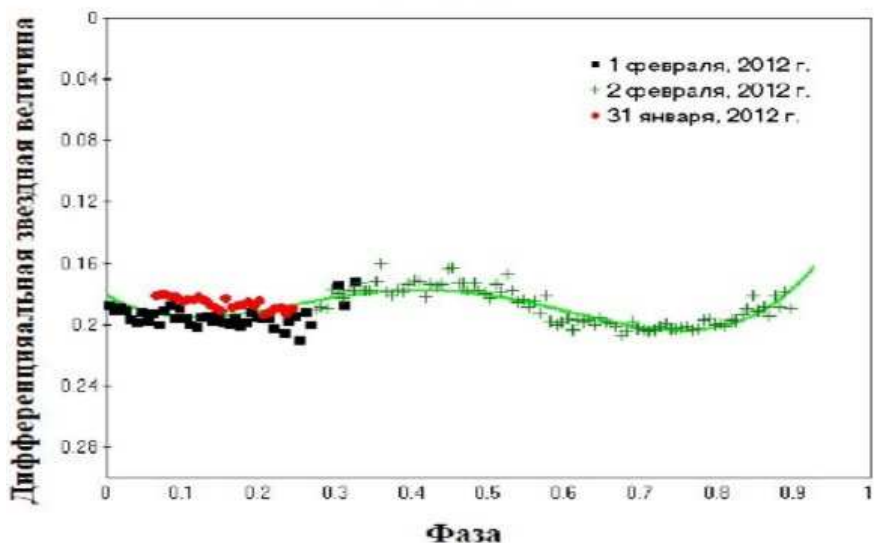


Рис. 1. Кривая блеска FR Cnc, построенная по данным за 2012 г., и ее аппроксимация. На графике разные дни наблюдений отмечены точками разных форм

ры запятнненности хорошо согласуются с результатами, полученными в 2012 г. на основе спектральных наблюдений FR Cnc, представленными в работе Головина и др. [1]. Анализ распределения пятен по долготе показал, что в большинство эпох на звезде наблюдались две активные долготы одновременно, однако их положение по фазе менялось со временем. Переключение активности периодичности не показало.

Заключение

В работе был выполнен анализ фотосферной запятнненности активной звезды FR Cnc на временном интервале 16 лет на основе многоцветных фотометрических наблюдений, полученных как в Коуровской астрономической обсерватории, так и опубликованных в литературе. В 2012 и 2018 гг. на построенных кривых блеска была обнаружена вращательная модуляция блеска, обусловленная пятнами, показывающая существенные изменения как по амплитуде, так и по фазе, что можно объяснить эволюцией запятненных областей. Выполнено моделирование запятнненности в рамках зональной модели, показано, что пятна занимают средние и умеренные широты, площади пятен составляют не более 20 % поверхности звезды. Эволюция пятен и переключения активности между активными долготами цикличности не показывают.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0030.

FR Cnc, V

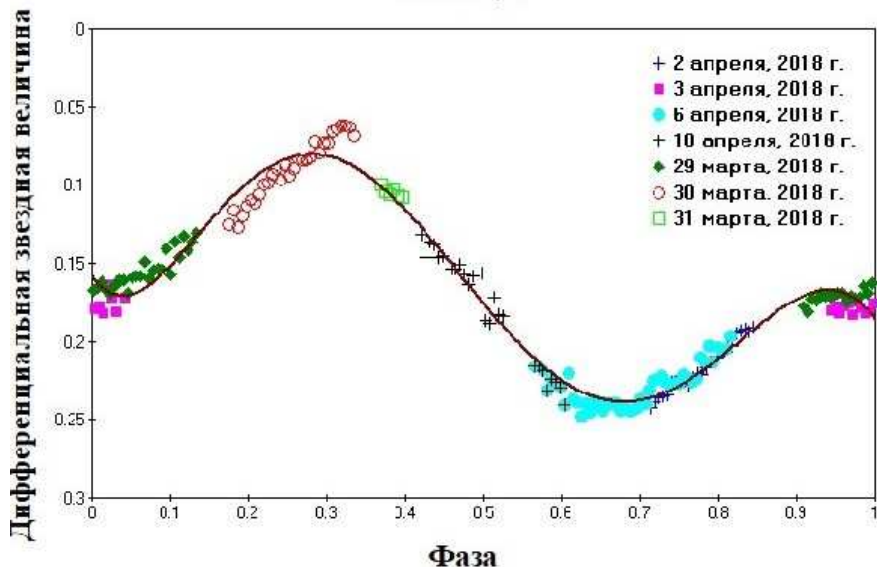


Рис. 2. Кривая блеска FR Cnc, построенная по данным за 2018 г., и ее аппроксимация. На графике разные дни наблюдений отмечены точками разных форм

Библиографические ссылки

- [1] Golovin A., Gálvez-Ortiz M. C., Hernán-Obispo M. et al. FR Cnc revisited: photometry, polarimetry and spectroscopy // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 421, № 1. — P. 132–148.
- [2] Savanov I. S., Naroenkov S. A., Nalivkin M. A. et al. Activity of the Red Dwarf FR Cnc from Observations with a Robotic IRT-20 Telescope at the Zvenigorod Observatory of INASAN // *Astronomy Letters.* — 2019. — Vol. 45, № 9. — P. 602–604.
- [3] Pandey Jeevan C., Singh Gurpreet, Karmakar Subhajeet et al. Coronae of an active fast rotator FR Cnc // *Journal of Astrophysics and Astronomy.* — 2021. — Vol. 42, № 2. — P. 65.
- [4] Kozhevnikova A. V., Kozhevnikov V. P., Alekseev I. Yu. Photospheric Spots and Flare on the Active Dwarf Star FR Cnc // *Astrophysics.* — 2018. — Vol. 61, № 1. — P. 30–40.
- [5] Savanov I. S., Naroenkov S. A., Nalivkin M. A. et al. Activity of FR Cnc from Ground-Based and Kepler Observations // *Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century* / ed. by I. I. Romanyuk, I. A. Yakunin, A. F. Valeev, D. O. Kudryavtsev. — 2020. — P. 168–170.
- [6] Alekseev I. Yu., Gershberg R. E. Spottedness of red dwarfs: Zonal spottedness models for 13 stars of the by dra type // *Astrophysics.* — 1996. — Vol. 39, № 1. — P. 33–45.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОГО РАЗНООБРАЗИЯ И КИНЕМАТИКИ ГАЗА В ОБЛАСТИ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД RCW 120

К. В. Плакитина, М. С. Кирсанова
Институт астрономии РАН

В работе представлены результаты исследования области образования массивных звезд вблизи зоны III RCW 120 в широком диапазоне частот от 200 до 260 ГГц. В направлении на самое массивное из ядер — ядро 2 — было идентифицировано 38 радиолиний молекул, соответствующих как двухатомным (SO, CS), так и сложным органическим молекулам (CH_3CN , CH_3OH). Для определения физических условий в среде были построены вращательные диаграммы по трем вращательным переходам молекулы CH_3CCH . По картам интегральной интенсивности в крыльях линий молекул SiO (5–4) и CH_3OH ($5_{3,3}$ – $4_{2,2}$) был проведен анализ наличия истечений вблизи ядер, в то время как по диаграммам «позиция — скорость» была исследована кинематика газа во всей наблюдаемой области.

GAS KINEMATICS AND MOLECULAR COMPLEXITY OF THE HOT CORES IN RCW 120

К. V. Plakitina, M. S. Kirsanova
Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences

We perform the results of observations of radio lines of molecules in the wide range of frequencies: from 200 to 260 GHz in the hot cores of the RCW 120 molecular cloud. In this frequency range we identified 38 radio lines. Various molecules were detected: from diatomic species (SO, CO) to complex organic molecules, such as CH_3CN , CH_3OH , which are usually observed in hot molecular cores. To determine temperature and to obtain column densities of the CH_3CCH molecule towards massive cores in RCW 120 rotational diagram method has been applied. To study kinematics and so reveal outflows we have searched for high-velocity wings in the SiO (5–4) and CH_3OH ($5_{3,3}$ – $4_{2,2}$) spectra. To provide kinematic analysis in the whole observed area, we inspected position-velocity diagrams for a number of molecules.

Введение

На сегодняшний день представления о том, как формируются массивные звезды, остаются неполными. Массивные звезды встречаются редко, поэтому наблюдать их раннюю стадию формирования — очень большая удача. Все объекты на так называемой стадии горячего ядра, когда появляется компактная оболочка ($\lesssim 0.1$ пк) из плотного ($\gtrsim 10^7$ см $^{-3}$) и нагретого ($\gtrsim 100$ K) молекулярного газа с внутренним ИК-источником, являются важными для изучения процесса звездообразования.

В нашей работе была исследована область образования массивных звезд в молекулярном облаке, которое находится на границе RCW 120 — зоны ионизованного водорода (III) диаметром ок. ~ 2 пк [1], которая находится на расстоянии и ~ 1.3 кпк от Солнца. На юго-западной границе области, примыкая к внешней границе области фотодиссоциации, находятся 5 горячих ядер, погруженных в плотный молекулярный газ. Наиболее массивное из ядер — ядро 2, масса которого $376 M_{\odot}$, также оно является наиболее фрагментированным из наблюдаемых, состоит из пяти фрагментов [2]. Эти массивные молодые

протозвезды находятся на стадии прогрева горячего ядра, когда богатые радиолиниями спектры, характерные для горячих ядер, только начинают формироваться [3]. Однако до сих пор не исследовано подробно, какие стадии проходят горячие ядра в процессе формирования. Например, на сегодня неизвестно, линии каких именно сложных органических молекул ознаменуют начальную стадию горячего ядра или то, какие молекулы лучше всего подходят для оценки физических условий в молекулярном газе. Ввиду такой особенности наблюдаемые нами горячие ядра в RCW 120 являются уникальными с точки зрения исследования начальной стадии формирования массивных звезд. Основываясь на результатах представленных наблюдений, мы планируем построить астрохимическую модель подобных объектов.

Наблюдения

Наблюдения проводились на 12-метровом телескопе APEX. Нами были выбраны две конфигурации по частоте для приемника NFLASH230 (табл. 1), чтобы пронаблюдать вращательные переходы следующих молекул: $\text{CH}_3\text{CN}(12_K-11_K)$, $\text{CH}_3\text{CCH}(13_K-12_K)$, $\text{CH}_3\text{OH}(5_K-4_K)$. Для картирования была выбрана область размером $140'' \times 85''$. Время, затраченное на наблюдения и на калибровку телескопа, составило около 10 часов, что позволило добиться уровня шума в 14 мК (T_A). Спектральное разрешение приемника NFLASH230 составляет 0.3 км/с, что позволило подробно исследовать профили спектральных линий для анализа кинематики.

Таблица 1. Конфигурации для NFLASH230

	Конфигурация 1 $f = 214 \text{ GHz, USB}$	Конфигурация 2 $f = 244 \text{ GHz, LSB}$
signal	$\text{CH}_3\text{CN}(12_K-11_K)$, $\text{CH}_3\text{CCH}(13_K-12_K)$, $\text{SiO}(5-4)$, $\text{H}_2\text{CO}(3-2)$	$\text{CH}_3\text{OH}(5_K-4_K)$, $\text{C}^{34}\text{S}(5-4)$
image	$\text{CH}_3\text{CN}(11_K-10_K)$, $\text{CH}_3\text{CCH}(12_K-11_K)$, $\text{H}_2\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$	$\text{SiO}(6-5)$

Результаты

Наблюдения в широком диапазоне частот 198 920–262 075 МГц позволили обнаружить 38 радиолиний и сопоставить соответствующие им переходы молекул. Идентификация радиолиний проводилась по базам данных CDMS [4] и JPL [5], с использованием расширения WEEDS пакета CLASS программного обеспечения GILDAS. В направлении на ядро 2 было обнаружено больше всего радиолиний, которые были ассоциированы с вращательными переходами различных молекул: от двухатомных до сложных органических молекул (содержащие 6 и более атомов).

Для исследования пространственного распределения излучения молекул были построены карты интегральной интенсивности, и, в зависимости от морфологии полученных карт, они были распределены нами на три группы (см. рис. 1). К первой группе мы отнесли молекулы (^{13}CO , C^{18}O , CCH , $\text{c-C}_3\text{H}_2$), излучение которых имеет протяженный вид с северо-востока на юго-запад и наблюдается вдоль фронта ударной волны. Излучение молекул C^{34}S , CS , CH_3OH , SiO , DCO^+ , H^{13}CO^+ , H_2CO , SO , HNCO и HDCO также носит протяженный характер, но наблюдается между ядрами 1 и 2, в контурах пыли на 870 мкм и с пиками

излучения в ядрах. Третья группа карт интегральной интенсивности состоит из излучения молекул DCN, CH₃CCH, CH₃CN, H₂S, H₂CS и заметно отличается от первых двух: пик излучения молекул, отнесенных к этой группе, наблюдается преимущественно в направлении на ядро 2. Карты интегральной интенсивности были распределены по группам морфологически для удобства анализа пространственного излучения молекул. Для объяснения характера излучения молекул требуется дальнейшее астрохимическое моделирование.

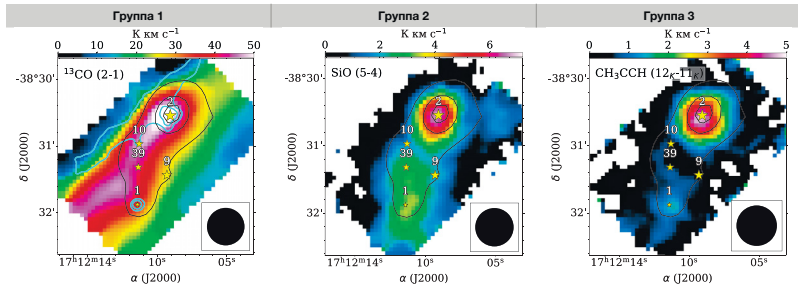


Рис. 1. Типичные карты интегральной интенсивности для каждой из групп. Голубыми и черными контурами показано излучение пыли на 70 и 870 мкм соответственно. Желтыми звездами обозначены положения горячих ядер, размер маркеров пропорционален массе ядра. В правом нижнем углу показан размер диаграммы направленности. Для молекулы CH₃CCH карта интегральной интенсивности представлена по всем линиям серии 12_K–11_K, где квантовое число $K = 0, 1, 2, 3$

Чтобы определить физические условия в направлении горячих ядер, мы воспользовались методом вращательных диаграмм [6], который позволяет определить вращательную температуру молекулы и ее концентрацию вдоль луча зрения, в предположении локального термодинамического равновесия. При реализации этого метода получается график зависимости логарифма лучевой концентрации молекулы (N_u^{thin}), отнесенной к статистическому весу верхнего уровня (g_u), от энергии верхнего уровня (E_u):

$$\ln \left(\frac{N_u^{\text{thin}}}{g_u} \right) = \ln \left(\frac{N_{\text{tot}}}{Q(T_{\text{rot}})} \right) - \frac{E_u}{k_B T_{\text{rot}}}, \quad (1)$$

где k_B — постоянная Больцмана; N_{tot} — полная лучевая концентрация; T_{rot} — вращательная температура; Q — статистическая сумма. Статистическая сумма зависит от температуры и была определена путем интерполяции данных из каталога CDMS. График имеет вид прямой, где пересечение с осью ординат дает лучевую концентрацию молекулы, а наклон прямой обратно пропорционален вращательной температуре молекулы.

Нами выбрана молекула метилацетилена (CH₃CCH). Данная молекула обладает небольшим перманентным дипольным моментом, который составляет всего 0.784 Дебай [7], вследствие чего уровни эффективно термализуются и полученная нами вращательная температура молекулы становится близкой к кинетической температуре среды. В наблюдаемом диапазоне частот мы зарегистрировали три серии вращательных переходов метилацетилена: $J_K = 12_K - 11_K$, $13_K - 12_K$ и $14_K - 13_K$. По всем трем переходам были построены вращательные диаграммы в направлении ядер, полученные параметры представлены в табл. 2.

Кинематика газа вблизи ядер исследовалась по переходам молекул CH₃OH (5_{3,3}–4_{2,2}, A⁺) и SiO (5–4), которые часто используются в качестве индикаторов истечений в силу

Таблица 2. Параметры полученные методом вращательных диаграмм по трем сериям вращательных переходов молекулы CH_3CCH . (*) Данные о массах протозвезд и их оболочек в ядрах взяты из работы [2]

Ядро	T_{rot} (K)	N_{tot} (cm^{-2})	M_{env}^* (M_{\odot})	M_{frag}^* (M_{\odot})
1	45 ± 8	$(2.1 \pm 0.7)\text{E}+14$	85 ± 6	10.6 ± 0.7
2	49 ± 6	$(7.7 \pm 1.7)\text{E}+14$	376 ± 21	73.0 ± 3.6
10	48 ± 4	$(1.2 \pm 0.2)\text{E}+14$	252 ± 41	15.5 ± 1.4

того, что попадают в газовую фазу при разрушении пылинок, на которых они образуются. При изучении спектров этих молекул были обнаружены широкие крылья линий, что позволило нам построить карты интегрированной по скорости интенсивности в красных и синих крыльях (рис. 2). Мы предполагаем наличие двух истечений: первое в области ядра 1 (рис. 2а). Также в направлении на ядро 2 одновременно видны и красные, и синие контуры, что, возможно, указывает на истечение вдоль луча зрения.

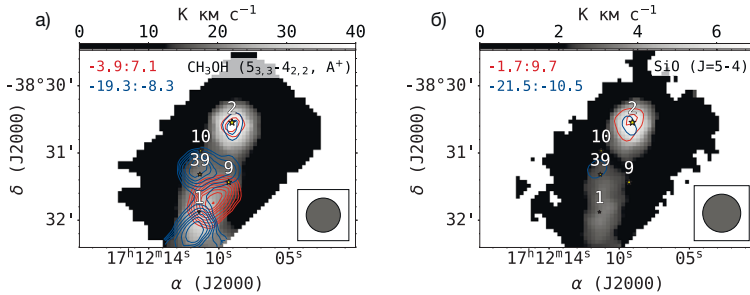


Рис. 2. Карты интегральной интенсивности в крыльях линий: а — шкала серого показывает интегральную интенсивность молекулы CH_3OH в переходах $J_{K_a, K_c} = 5_{2,3} - 4_{2,2}$, E и

$J_{K_a, K_c} = 5_{3,3} - 4_{2,2}$, A^+ . Синее (от -19.3 до -8 км/с) и красное (от -3.9 до 7.1 км/с) крылья линии CH_3OH показаны синим и красным контурами соответственно. Контуры с шагом 5, 6, 7, 8, 9, 10 σ ($\sigma = 0.34$ К-км/с); б — шкала серого показывает интегральную интенсивность молекулы SiO в переходе $J = 5 - 4$. Синее (от -21.5 до -10.5 км/с) и красное (от -1.7 до 9.7 км/с) крылья линии SiO показаны синим и красным контурами соответственно. Контуры с шагом 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10 σ ($\sigma = 0.286$ К-км/с)

Кроме того, кинематика газа в более крупном масштабе, а именно во всей наблюдаемой области образования массивных звезд, была исследована по картам «позиция — скорость», построенным для переходов различных молекул, таких как C^{18}O , CCH , CH_3OH , CS , DCN , DCO^+ , H_2CO . Изучив полученные диаграммы, мы обнаружили две компоненты, которые выделяются по скоростям, что, возможно, указывает на наличие двух отдельных молекулярных облаков, одно из которых имеет скорость ≈ -7 км/с, а другое ≈ -8 км/с, то есть смещено в более синюю область, а граница между ними проходит в районе ядра 10 и южнее ядра 9. Примечательно, что два отдельных молекулярных облака наблюдаются на карте первого момента (карта средневзвешенной скорости излучения, где в качестве веса

выступает интенсивность) молекулы CH_3OH ($5_{3,3}-4_{2,2}$, A^+), при этом на картах нулевого момента (картах интегральной интенсивности) такая особенность не наблюдается.

Заключение

Проведены наблюдения радиолиний молекул в широком диапазоне частот: от 200 до 260 ГГц. В направлении на ядро 2 было обнаружено 38 радиолиний различных молекул: от двухатомных до сложных органических. Для исследования пространственного распределения молекулярной эмиссии были построены карты интегральной интенсивности, которые феноменологически были распределены на три группы (рис. 1). Для объяснения характера сложного излучения молекул каждой группы требуется дальнейшее астрохимическое моделирование.

Физические условия в среде были определены методом вращательных диаграмм, и, несмотря на сильное различие в массах ядер, лучевые концентрации молекулы CH_3CCH оказались сопоставимы, как и температуры, которые составили порядка 47 K в направлении на ядра (табл. 2).

Кинематика газа вблизи ядер исследовалась с помощью карт интегрированной по скорости интенсивности в крыльях линий (рис. 2). Мы осторожно предполагаем наличие биполярного истечения в направлении северо-восток—юго-запад вблизи ядра 1 и истечения вдоль луча зрения в ядре 2. Однако размер диаграммы направленности не позволяет с уверенностью судить о природе истечений. Истечения могут носить более сложный характер вследствие фрагментации ядер, и для лучшего анализа истечений вблизи ядер требуется провести наблюдения с более высоким разрешением. Также кинематика газа была исследована в наблюдаемой области в целом по диаграммам «позиция — скорость». Были выявлены две различные по скорости компоненты, которые мы интерпретируем как два отдельных молекулярных облака.

Библиографические ссылки

- [1] *Zavagno A., Pomarès M., Deharveng L. et al.* Triggered star formation on the borders of the Galactic H II region RCW 120 // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 472, № 3. — P. 835–846. 0707.1185.
- [2] *Figueira M., Bronfman L., Zavagno A. et al.* ALMA observations of RCW 120 Fragmentation at 0.01 pc scale & star // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 616. — P. L10. 1807.11860.
- [3] *Kirsanova M. S., Salii S. V., Kalenskii S. V. et al.* The warm-up phase in massive star-forming cores around RCW 120 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 503, № 1. — P. 633–642. 2102.09145.
- [4] *Müller H. S. P., Thorwirth S., Roth D. A., Winnewisser G.* The Cologne Database for Molecular Spectroscopy, CDMS // *Astron. Astrophys.* — 2001. — Vol. 370. — P. L49–L52.
- [5] *Pickett H. M., Poynter R. L., Cohen E. A. et al.* Submillimeter, millimeter and microwave spectral line catalog. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* — 1998. — Vol. 60, № 5. — P. 883–890.
- [6] *Goldsmith Paul F., Langer William D.* Population Diagram Analysis of Molecular Line Emission // *Astrophys. J.* — 1999. — Vol. 517, № 1. — P. 209–225.
- [7] *Burrell P. M., Bjarnov E., Schwendeman R. H.* Investigation of the ν_5 band of methylacetylene by infrared laser Stark and microwave spectroscopy // *Journal of Molecular Spectroscopy.* — 1980. — Vol. 82, № 1. — P. 193–201.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВОЗРАСТОВ НИЗКОМЕТАЛЛИЧНЫХ ЗВЕЗД ВБЛИЗИ СОЛНЦА

А. Н. Плотникова

Падуанский университет, Италия

Возраст самых старых и низкометаллических звезд Млечного Пути содержит ценную информацию о возрасте Вселенной и теории ее формирования. В этой работе проведен детальный анализ и определили возраст 28 низкометаллических звезд поля вблизи Солнца. Использовали данные Gaia, чтобы найти расстояние до каждой звезды и его неопределенность. Уделено отдельное внимание оценке покраснения и его влияния на получение возраста звезды. Использовали несколько карт покраснения, два различных набора изохрон на диаграммах цвет-светимость в нескольких фотометрических системах. Обнаружили, что химический состав искажает данные фотометрической системы Джонсона, поэтому мы использовали только фотометрию Gaia. Разработан автоматический метод для определения возраста каждой отдельной звезды с учетом неопределенностей во входных параметрах. Средний возраст наших звезд 13.9 ± 0.5 млрд лет, используя изохроны Падуи, и 13.7 ± 0.4 млрд лет, используя изохроны BASTI. Также обнаружили группу низкометаллических звезд ($[\frac{Fe}{H}]$: -2.7 — -2.0 dex) относительно молодого возраста 8—10 млрд лет.

VERY METAL-POOR STARS IN THE SOLAR VICINITY: AGE DETERMINATION

A. N. Plotnikova

University of Padova

The ages of the oldest and most metal-poor stars in the Milky Way bear important information on the age of the Universe and its standard model. We analyze a sample of 28 extremely metal-poor field stars in the solar vicinity culled from the literature and carefully determine their ages. To this aim, we critically make use of Gaia data to derive their distances and associated uncertainties. Particular attention has been paid to the estimate of the reddening and its effect on the derivation of stellar ages. We employed different reddenings and super-impose isochrones from different sources in the stars color-magnitude diagram built up with different photometric systems. We highlight subtle metallicity effects when using the Johnson photometry for low metallicity stars and finally adopt Gaia photometry. An automatic fitting method is devised to assign ages to each individual star taking into account the uncertainties in the input parameters. The mean age of the sample turns out to be 13.9 ± 0.5 Gyr using Padova isochrones, and 13.7 ± 0.4 Gyr using BASTI isochrones. We found also a group of very metal-poor stars ($[\frac{Fe}{H}]$: -2.7 — -2.0 dex) with relatively young ages, in the range 8—10 Gyr.

Введение

Возраст зарождения и теория формирования Вселенной и нашей Галактики — одна из самых интригующих тем в современной астрономии. Низкометаллические звезды являются одной из лучших мишеней для развития этой области. Вследствие их химического состава звезды с низкой металличностью несут в себе информацию о времени начала зарождения Вселенной. Их возраст и химический состав накладывают важные ограничения для космологической теории формирования Вселенной.

Параметр	BaSTI	Изохроны Падуи
Возраст	1–15 Гут с шагом 0.1 Гут	1–20 Гут с шагом 0.1 Гут
[Fe/H]	-1.05, -1.2, -1.3, -1.4, -1.55, -1.7, -1.9, -2.2, -2.5, -3.2	-1.0—2.2 dex с шагом 0.1 dex
[α /Fe]	+0.4	+0.0
Фотометрическая система	UBVIJHK, Gaia DR3	UBVIJHK, Gaia DR3

Методика

Для данной работы был использован набор из 235 низкометалличных звезд ($[Fe/H] < -1.5$ dex), находящихся в галактическом гало [1].

Для каждой звезды мы использовали покраснение, выбирая значение с наименьшей неопределенностью из двух карт покраснения: [2] или [3], продленная [4]. Каждая из них имеет слабые стороны и отсутствующие участки, но вместе они покрывают наш набор звезд.

Для определения расстояния использовано пять различных методов: параллаксы Gaia [5], параллаксы Gaia скорректированные [6], геометрические и фотогеометрические расстояния [7], а также расстояния StarHorse [8]. На основе положения звезд на диаграмме «цвет — светимость» относительно изохрон параллаксы Gaia показали самый согласующийся с теорией результат.

Для определения возраста был разработан автоматический метод: 1) для каждой звезды мы варьируем 10000 раз параллакс, покраснение, металличность и звездные величины внутри нормального распределения с учетом неопределенностей для каждого из параметров; 2) для каждой полученной комбинации параметров мы выбираем набор изохрон различных возрастов с ближайшей металличностью; 3) далее, на диаграмме «цвет — светимость» подбираем ближайшую по положению изохрону, ее возраст и отождествляется с выбранной точкой; 4) в результате 10000 полученных результатов мы описываем нормальным распределением, его среднее значение является возрастом для данной звезды, его сигма — неопределенностью [9]. Для этого метода использовалось два набора изохрон: изохроны Падуи (<http://stev.oapd.inaf.it/cmd>) и изохроны BASTI (<http://basti-iac.oa-abruzzo.inaf.it/isocs.html>), в двух фотометрических системах: система Джонсона и фотометрия Gaia [5]. Основные параметры изохрон представлены в таблице. Изохроны Падуи не учитывают эффект, оказываемый α -элементами, а большинство из звезд, используемых в исследовании, содержат повышенное количество α -элементов. Чтобы решить эту проблему, мы воспользовались методикой, предложенной в [10], и скорректировали металличность с учетом доли α -элементов:

$$Z = Z_0(0.638f_\alpha + 0.362), \quad (1)$$

где $f_\alpha = \frac{Z}{Z_{Sun}}$.

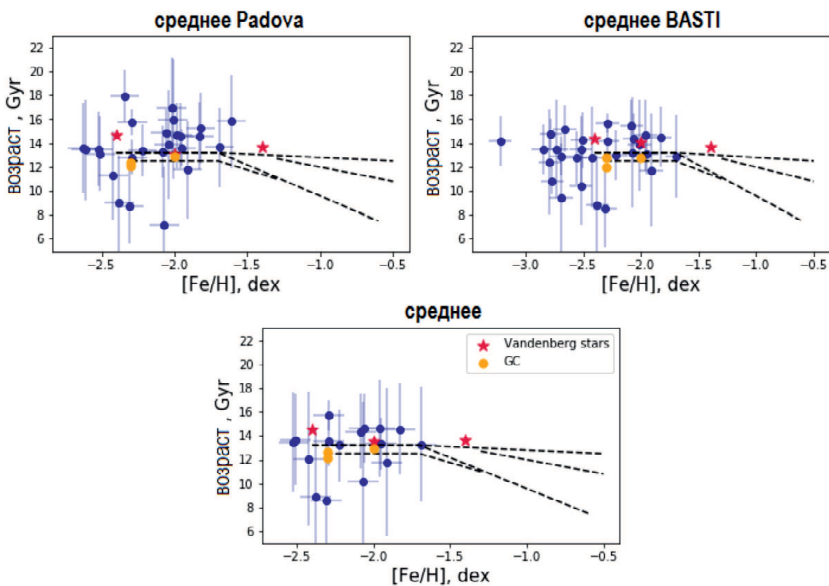
Результаты и заключение

В результате работы смогли определить возраст 28 низкометалличных звезд [9]. Средний возраст, определенный с помощью изохрон Падуи, — 13.9 ± 0.5 млрд лет, с помощью

BaSTI — 13.7 ± 0.4 млрд лет и для звезд, где возраст был определен по двум наборам изохрон — 14.1 ± 0.3 млрд лет (учтены только внутренние ошибки). Наша оценка систематической погрешности — 0.5 млрд лет.

Полученные результаты были сопоставлены с возрастом трех низкометаллических шаровых скоплений: NGC 6397, M 30, M 92; и трех звезд, для которых возраст был определен [11, 12]. Возраст, полученный нашим автоматическим методом, и возраст, полученный другими авторами, хорошо согласуются друг с другом с учетом погрешностей для звезд и шаровых скоплений. И более того, наши звезды в среднем старше на 1 млрд лет.

В заключение мы изучили зависимость возраста от металличности в зоне низкометалличности (см. рисунок). Зависимость практически горизонтальная, но наши звезды в среднем старше, чем основные зависимости, представленные другими авторами [13, 14], на 0.8 млрд лет. Также нами была обнаружена группа низкометаллических звезд относительно молодого возраста — 8–10 млрд лет. Возраст этих звезд может говорить о двух различных группах звезд, сформированных в разные эпохи.



Зависимость «возраст — металличность»

Библиографические ссылки

- [1] *Barklem P. S., Christlieb N., Beers T. C. et al.* The Hamburg/ESO R-process enhanced star survey (HERES). II. Spectroscopic analysis of the survey sample // *Astron. Astrophys.* — 2005. — Vol. 439, № 1. — P. 129–151. astro-ph/0505050.
- [2] *Green Gregory M., Schlafly Edward F., Finkbeiner Douglas et al.* Galactic reddening in 3D from stellar photometry — an improved map // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2018. — Vol. 478, № 1. — P. 651–666. 1801.03555.
- [3] *Lallement R., Capitanio L., Ruiz-Dern L. et al.* Three-dimensional maps of interstellar dust in the Local Arm: using Gaia, 2MASS, and APOGEE-DR14 // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 616. — P. A132. 1804.06060.
- [4] *Montalto M., Piotto G., Marrese P. M. et al.* The all-sky PLATO input catalogue // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 653. — P. A98. 2108.13712.
- [5] Gaia Collaboration. Gaia Early Data Release 3. Summary of the contents and survey properties // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 649. — P. A1. 2012.01533.
- [6] *Lindegren L., Bastian U., Biermann M. et al.* Gaia Early Data Release 3. Parallax bias versus magnitude, colour, and position // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 649. — P. A4. 2012.01742.
- [7] *Bailer-Jones C. A. L., Rybizki J., Fousneau M. et al.* Estimating Distances from Parallaxes. V. Geometric and Photogeometric Distances to 1.47 Billion Stars in Gaia Early Data Release 3 // *Astron. J.* — 2021. — Vol. 161, № 3. — P. 147. 2012.05220.
- [8] *Queiroz A. B. A., Anders F., Chiappini C. et al.* From the bulge to the outer disc: StarHorse stellar parameters, distances, and extinctions for stars in APOGEE DR16 and other spectroscopic surveys // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 638. — P. A76. 1912.09778.
- [9] *Plotnikova Anastasiia, Carraro Giovanni, Villanova Sandro, Ortolani Sergio.* Very Metal-poor Stars in the Solar Vicinity: Age Determination // *Astrophys. J.* — 2022. — Vol. 940, № 2. — P. 159. 2210.11383.
- [10] *Salaris Maurizio, Chieffi Alessandro, Straniero Oscar.* The alpha-enhanced Isochrones and Their Impact on the FITS to the Galactic Globular Cluster System // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol. 414. — P. 580.
- [11] *VandenBerg Don A., Bond Howard E., Nelan Edmund P. et al.* Three Ancient Halo Subgiants: Precise Parallaxes, Compositions, Ages, and Implications for Globular Clusters // *Astrophys. J.* — 2014. — Vol. 792, № 2. — P. 110. 1407.7591.
- [12] *Bond Howard E., Nelan Edmund P., VandenBerg Don A. et al.* HD 140283: A Star in the Solar Neighborhood that Formed Shortly after the Big Bang // *Astrophys. J. Lett.* — 2013. — Vol. 765, № 1. — P. L12. 1302.3180.
- [13] *Dotter Aaron, Sarajedini Ata, Anderson Jay.* Globular Clusters in the Outer Galactic Halo: New Hubble Space Telescope/Advanced Camera for Surveys Imaging of Six Globular Clusters and the Galactic Globular Cluster Age-metallicity Relation // *Astrophys. J.* — 2011. — Vol. 738, № 1. — P. 74. 1106.4307.
- [14] *Cohen Roger E., Bellini Andrea, Casagrande Luca et al.* Relative Ages of Nine Inner Milky Way Globular Clusters from Proper-motion-cleaned Color-Magnitude Diagrams // *Astron. J.* — 2021. — Vol. 162, № 6. — P. 228. 2109.08708.

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ 10 Ap-ЗВЕЗД

А. М. Романовская

Институт астрономии РАН

Представлен результат самосогласованного анализа спектров высокого разрешения для 10 Ap-звезд в диапазоне эффективных температур 7000—11 000 K. Получены фундаментальные параметры звезд, определен химический состав их атмосфер и оценена стратификация элементов. Для 9 звезд, за исключением HD 204411, получена типичная картина аномалий Ap-звезд типа SrCrEu. Проведено сравнение полученных по спектроскопии эффективные температуры, радиусы и светимости для 13 из 14 Ap-звезд с результатами интерферометрии. Радиусы и светимости согласуются в пределах указанных погрешностей обоих определений, спектроскопические эффективные температуры выше интерферометрических для звезд с $T_{\text{эфф}} > 9000$ K.

FUNDAMENTAL PARAMETERS OF 10 Ap-STARS

A. M. Romanovskaya

Institute of astronomy RAS

The result of a self-consistent analysis of high-resolution spectra for 10 Ap stars in the effective temperature range of 7 000—11 000 K is presented. The fundamental parameters of stars are obtained, the chemical composition of their atmospheres is determined, and the stratification of elements is estimated. For 9 stars, with the exception of HD 204411, a typical abundance pattern of SrCrEu-type Ap-star was obtained. There were compared spectroscopically derived effective temperatures, radii, and luminosity for 13 out of 14 Ap stars with the interferometric results. Radii and luminosity agree within the quoted errors of both determinations, the spectroscopic effective temperatures are higher than the interferometric temperatures for stars with $T_{\text{eff}} > 9000$ K.

Введение

Аномалии содержания химических элементов в пекулярных звездах представляют собой большой интерес для изучения и понимания физики процессов в недрах звезд. Для объяснения наблюдаемых аномалий была предложена теория диффузии, согласно которой диффузия атомов и ионов элемента происходит под действием силы тяжести, направленной к центру звезды, и сил радиационного давления, выталкивающих частицы во внешние слои атмосферы [1]. Химический состав вместе со стратификацией влияет на спектральное распределение энергии (Spectral energy distribution — SED) через поглощение в линиях, что может отличать его от SED у нормальных звезд [2]. Для Ap-звезд стандартные фотометрические и спектроскопические калибровки, разработанные для определения фундаментальных параметров нормальных звезд, часто неприменимы.

Целью работы является оценка химического состава, стратификации элементов и получение значений фундаментальных параметров ($T_{\text{эфф}}$, $\log g$, R/R_{\odot}) группы магнитных пекулярных звезд и сравнение их радиусов с прямыми измерениями радиусов звезд методом интерферометрии.

Звезды исследования и наблюдения

В выборку вошли магнитные звезды: HD 4778, HD 108662, HD 110066, HD 111133, HD 118022, HD 120198, HD 153882, HD 188041, HD 204411 и HD 220825. Спектры высокого разрешения для звезд HD 111133, HD 188041 и HD 118022 для фазы в максимуме магнитного поля взяты из архива UVES (<http://archive.eso.org/scienceportal/home>) (3 100–10 000 Å, $R = 80\,000$). Для остальных звезд использовались спектры со спектрографа ESPaDOnS (<https://www.cadc-ccda.hia-ihp.nrc-cnrc.gc.ca/en/cfht/>) (3 700–10 500 Å, $R = 68\,000$).

Результаты

Проведен детальный анализ атмосфер звезд HD 4778, HD 108662, HD 110066, HD 111133, HD 118022, HD 120198, HD 153882, HD 188041, HD 204411 и HD 220825 методом спектроскопии с использованием спектров высокого разрешения и отношения сигнала к шуму.

Для 9 звезд, за исключением HD 204411, получена типичная картина аномалий Ар-звезд типа SrCrEu (рис. 1): в атмосферах наблюдается дефицит легких элементов CNO по сравнению с солнечными значениями, завышенное содержание элементов железной группы, особенно Cr и Sr, а Ni, наоборот, показывает практически солнечное содержание. Также типичным для Ар-звезд является значительный избыток редкоземельных элементов на 3–4 dex, что согласуется с работами [2, 3]. Интересной особенностью в распределении содержания является последовательность Sr-Y-Zr-Ba-PЗЭ, где наблюдается резкое уменьшение содержания Ba до солнечного значения и избыток соседних элементов Sr и PЗЭ на примерно 3 dex. У звезды HD 204411, у которой магнитное поле ≤ 0.8 кГс, наблюдается несколько иная картина: дефицит CNO такой же, содержание элементов железного пика практически солнечное, а PЗЭ близки к солнечным. Наблюдается стратификация Fe, Cr и Ca в атмосферах звезд (см., например, в работе [4]).

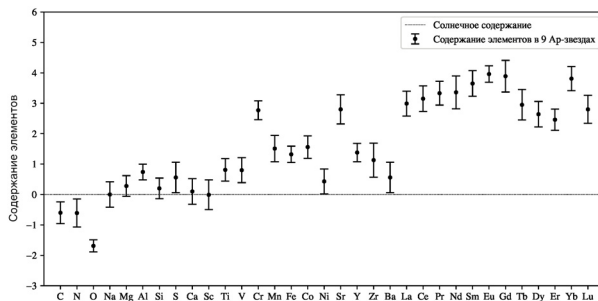


Рис. 1. Средние значения содержаний элементов в атмосферах 9 Ар-звезд. Содержание элемента дается как логарифм отношения количества атомов данного элемента к общему количеству атомов всех элементов относительно солнечных значений $\log(N_{el}/N_{tot})_{star} - \log(N_{el}/N_{tot})_{\odot}$

Фундаментальные параметры для звезд выборки определялись по спектральному распределению энергии с помощью кода LLMODELS с учетом индивидуального химического состава и стратификации элементов [5]. Сравнение параметров, полученных методами спектроскопии и интерферометрии (см. рис. 2, интерферометрические параметры взяты из работы [6]), показывает довольно хорошее согласие между ними для всех звезд: спектральные радиусы в среднем на 5 % меньше интерферометрических, что находится в пределах 2σ интерферометрических измерений. Светимости согласуются даже лучше. Однако для

звезд с $T > 9000$ К спектроскопические температуры значительно больше интерферометрических, что скорее всего связано с ошибками в калибровке УФ-потоков.

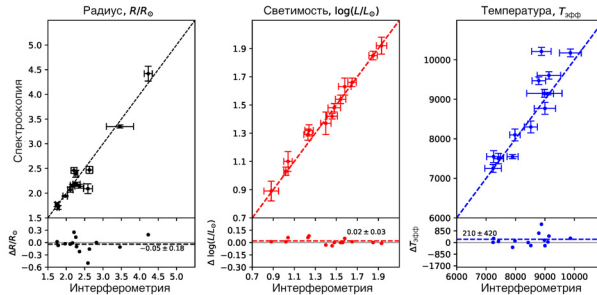


Рис. 2. Сравнение радиусов, светимости и эффективных температур, полученных методами спектроскопии и интерферометрии

Заключение

Определены фундаментальные параметры группы Ap-звезд методом спектроскопии с учетом аномального химического состава и стратификации элементов. Спектроскопический анализ, то есть непрямой метод определения фундаментальных параметров — позволяет получить параметры с точностью, сравнимой с интерферометрическими определениями. Это дает возможность расширить границы определений точных параметров для слабых по яркости объектов, для которых интерферометрические наблюдения пока невозможны.

Библиографические ссылки

- [1] *Michaud G.* Diffusion Processes in Peculiar a Stars // *Astrophys. J.* — 1970. — Vol. 160. — P. 641.
- [2] *Shulyak D., Ryabchikova T., Kildiyarova R., Kochukhov O.* Realistic model atmosphere and revised abundances of the coolest Ap star HD 101065 // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 520. — P. A88. 1004.0246.
- [3] *Romanovskaya A., Ryabchikova T., Shulyak D. et al.* Fundamental parameters and evolutionary status of the magnetic chemically peculiar stars HD 188041 (V1291 Aquilae), HD 111133 (EP Virginis), and HD 204411: spectroscopy versus interferometry // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 488, № 2. — P. 2343–2356. 1907.03598.
- [4] *Romanovskaya A. M., Shulyak D. V., Ryabchikova T. A., Sitnova T. M.* Fundamental parameters of the Ap-stars GO And, 84 Uma, and κ Psc // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 655. — P. A106. 2111.03371.
- [5] *Shulyak D., Ryabchikova T., Mashonkina L., Kochukhov O.* Model atmospheres of chemically peculiar stars. Self-consistent empirical stratified model of HD 24712 // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 499, № 3. — P. 879–890. 0903.3474.
- [6] *Perraut K., Cunha M., Romanovskaya A. et al.* Benchmarking the fundamental parameters of Ap stars with optical long-baseline interferometric measurements // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 642. — P. A101.

МЕТАНОЛ В V645 Cyg

С. В. Салий¹, М. С. Кирсанова^{1,2}, А. Д. Гималиева¹

¹Уральский федеральный университет, ²Институт астрономии РАН

В объекте V645 Cyg исследовано излучение в линиях метанола в диапазоне частот 84—109 ГГц. Обсуждается возможность мазерной природы спектральной компоненты, которая на уровне чуть выше шума выделяется в профиле линии на частоте 84.5 ГГц.

METHANOL IN V645 Cyg

S. V. Saliy¹, M. S. Kirsanova^{1,2}, A. D. Gimalieva¹

¹Ural Federal University, ²Institute of Astronomy RAS

In the V645 Cyg object, the emission of the methanol line was studied in the frequency range 84—109 GHz. The possibility of a maser nature of the spectral component, which at a level slightly above the noise level is distinguished in the line profile at a frequency of 84.5 GHz, is discussed.

Молекула метанола (CH_3OH) активно используется при оценке физических условий областей звездообразования, поскольку благодаря строению имеет очень богатый спектр линий в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. При определенных условиях в линиях метанола наблюдают мазерный эффект. Эмпирически мазеры метанола поделены на два класса I и II [1]. Мазеры CH_3OH класса I имеют преимущественно столкновительное возбуждение и ассоциируются с областями, окружающими истечения или области прохождения ударных волн, например расширяющиеся оболочки областей III. Мазеры CH_3OH класса II имеют радиативную природу накачки и генерируются в непосредственной близости от молодых звездных объектов, зачастую ассоциируются с дисками вокруг массивных звезд. Если мазеры CH_3OH класса II (по крайней мере на 6.7 ГГц) наблюдаются в областях образования исключительно массивных звезд, то мазеры CH_3OH класса I обнаруживаются и в окрестности маломассивных звезд [2].

Объект нашего исследования — удаленное на 3.5 кпк [3] молекулярное ядро, окружающее молодой звездный объект V645 Cyg (предположительно звезду Ae/Be Herbig), в котором наблюдается излучение в линиях разных молекул. В частности, в линиях CO зарегистрировано биполярное истечение, а в линиях H_2O и CH_3OH — мазерное излучение [4].

В декабре 2016, феврале 2017 и марте 2019 гг. на 20-м телескопе Космической обсерватории Онсалы (Швеция) проведены наблюдения молекулярного ядра V645 Cyg на частотах от 84 до 109 ГГц. Наблюдения проводились в направлении мазера CH_3OH класса II на 6.7 ГГц [5] с координатами $\alpha_{2000} = 21^{\text{h}}39^{\text{m}}58.9^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = 50^{\circ}14'24''$. В рассматриваемом частотном диапазоне спектральное разрешение: 76 кГц (0.23—0.27 км/с), FWHM 43—33'', уровень шума от 0.01 до 0.03 K. Обработка данных проводилась в пакете GILDAS* (*<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>)

В рассматриваемом диапазоне на уровне $> 3\sigma$ (> 0.03 — 0.09 K) зарегистрировано излучение только в 4 переходах (рис. 1) с энергиями верхнего уровня не более 40.4 K (табл. 1).

Лучевые скорости зарегистрированных линий, -44.0 ± 0.3 км/с, соответствуют системной скорости V645 Cyg, -43.9 км/с [5]. На рис. 1 видно, что профиль линии $5_{-1} - 4_0 E$ (84.521 ГГц) отличается от гауссового, в его красном крыле можно выделить слабую (0.03 ± 0.02 K), узкую (0.6 ± 0.2 км/с) спектральную компоненту. Известно, что малые ширины линий, наблюдаемые в областях звездообразования характерны для мазерного излучения.

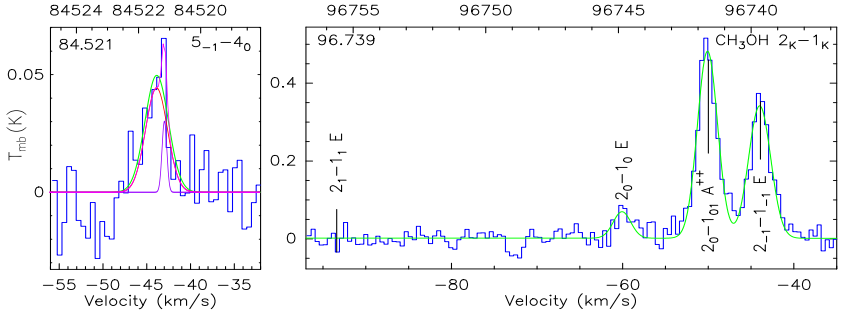


Рис. 1. Наблюдаемые в V645 Sgr спектры линий метанола. Зеленая линия — результат приближения одной гауссианой, линии с оттенками красного — результат приближения двумя гауссианами. В верхнем левом углу — частота позиционирования спектра в гигагерцах

Используя приближение большого градиента скорости мы оценили физические параметры, при которых могли бы возникнуть наблюдаемые линии метанола. Подробности метода изложены в работе [6]. Для оценки использовались интенсивности четырех уверенно зарегистрированных линий. Для линий, которые присутствуют в рассматриваемом диапазоне, но не зарегистрированы на уровне $> 3\sigma$, (см. табл. 1) осуществлялся контроль за верхними пределами интенсивностей. Параметры, при которых модельные интенсивности наилучшим образом (реализуется минимум χ^2 , рис. 2) описывают наблюдаемые значения с вероятностью 95 %, составляют $T_k = 30(10 - 97) K$, $n_{H_2} = 1.0(0.2 - 5.6) \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $N_{\text{CH}_3\text{OH}} = 9.5(0.5 - 18.9) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, $N_{\text{CH}_3\text{OH}}/N_{H_2} = 3.2(0.01 - 31.6) \cdot 10^{-7}$, фактор заполнения диаграммы — $10(10-100) \%$.

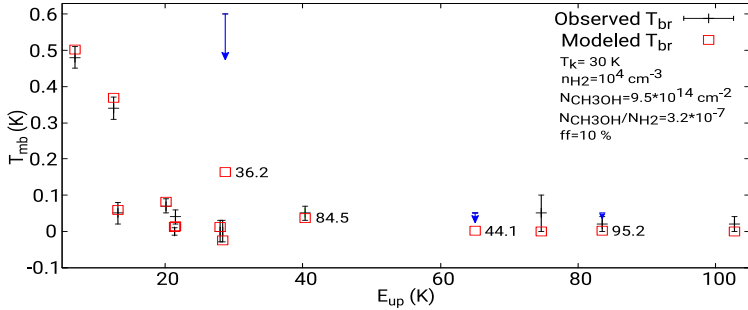


Рис. 2. Соответствие модельных яркостных температур (красные квадратики, параметры модели — в легенде) наблюдаемым. Частоты инвертированных в модели переходов подписаны в гигагерцах. Синие стрелочки — верхние границы RMS при наблюдениях на 36.2 ГГц [7] и 44.1 и 95.2 ГГц [8]

Примечательно, что при этих параметрах переход $5_{-1}-4_0 E$ (84.521 ГГц) инвертирован, $\tau = -0.05$. Следовательно, можно предположить, что слабая, узкая спектральная компонента, выделяющаяся на профиле линии в красном крыле (рис. 1), может иметь мазерную природу. Кроме того, при найденном наборе физических параметров слабо ($\tau = -0.01$) инвертирован и переход $8_0-7_1 A^+$ (95.169 ГГц), но модельная интенсивность соответствующей линии, 0.02 K, не превышает уровня шума, что соответствует наблюдениям.

Линии CH_3OH , исследуемые в V645 Cyg. Символами (I) и (II) помечены переходы, относящиеся к мазерным переходам CH_3OH классов I и II соответственно

Переход	Частота ГГц	E_u K	$\int T_{\text{mb}}dV$ км/с·K	V_{LSR} км/с	ΔV км/с	T_{mb} K
$5_{-1} - 4_0$ E I	84 521.172	40.4	0.17 ± 0.03	-43.86 ± 0.27	3.16 ± 0.75	0.05 ± 0.01
$6_{-2} - 7_{-1}$ E II	85 568.131	74.7				$< 0.03 \pm 0.03$
$7_2 - 6_3$ A $^{--}$ II	86 615.574	102.7				$< 0.02 \pm 0.01$
$7_2 - 6_3$ A $^{++}$ II	86 902.947	102.7				$< 0.02 \pm 0.01$
$8_{-3} - 9_{-5}$ A $^{++}$ II	94 541.785	131.3				$< 0.02 \pm 0.01$
$8_0 - 7_1$ A $^{++}$ I	95 169.391	83.5				$< 0.02 \pm 0.01$
$2_1 - 1_1$ A $^{++}$	95 914.310	21.4				$< 0.02 \pm 0.01$
$2_{-1} - 1_{-1}$ E	96 739.358	12.5	1.10 ± 0.04	-43.99 ± 0.03	3.04 ± 0.14	0.34 ± 0.03
$2_0 - 1_0$ A $^{++}$	96 741.371	7.0	1.42 ± 0.04	-43.99 ± 0.03	2.78 ± 0.09	0.48 ± 0.03
$2_0 - 1_0$ E	96 744.545	20.1	0.18 ± 0.04	-43.99 ± 0.03	2.42 ± 0.67	0.07 ± 0.03
$2_1 - 1_1$ E	96 755.501	28.0				$< 0.03 \pm 0.03$
$2_1 - 1_1$ A $^{--}$	97 582.798	21.6				$< 0.04 \pm 0.02$
$3_1 - 4_0$ A $^{++}$ II	107 013.831	28.3				$< 0.03 \pm 0.03$
$0_0 - 1_1$ E II	108 893.945	13.1				$< 0.05 \pm 0.03$

Необходимо отметить, что присутствующие в рассматриваемом интервале частот переходы, относящиеся к мазерам CH_3OH класса II, в модели не инвертированы, их модельные, как и наблюдаемые интенсивности, не превышают уровня шума.

Примечательно, что в V645 Cyg ранее не удавалось зарегистрировать мазерное излучение CH_3OH класса I (см. MaserDb [9] и соответствующие ссылки в базе). Наблюдения проводились на частотах 36.169 (на телескопе Effelsberg 100 м) [7], 44.069 и 95.169 ГГц (на интерферометре Korea VLBI Network) [8]. Мы оценили, какие модельные интенсивности имели бы переходы на 36.169 и 44.069 ГГц при определенном нами наборе физических параметров (см. рис. 2). Оказалось, что все переходы в модели инвертированы, но их интенсивности недостаточны, чтобы излучение было зарегистрировано при имевшихся в момент наблюдений уровнях шума (0.6 и 0.05 K соответственно).

Согласно обзору Карла Ментона [1], переход $5_{-1} - 4_0$ E на 84.521 ГГц относится к мазерам CH_3OH класса I, для накачки которых характерен столкновительный механизм. Поскольку в нашей модели переход $5_{-1} - 4_0$ E инвертирован, мы полагаем, что слабая, узкая спектральная компонента, которую можно выделить на профиле линии (рис. 1), может являться проявлением мазерного эффекта. Согласно [1], метанольные мазеры класса I наблюдаются в узком диапазоне скоростей (не более 1 км/с) и проявляются в непосредственной близости к системной скорости облака, что наблюдается и на спектре линии на 84.521 ГГц.

Известно, что излучение мазеров CH_3OH класса I, как правило, ассоциируется с протяженными частями истечений и областями распространения ударных волн [10], которые отличаются существенной неоднородностью. В нашем случае полученные в модели широкие доверительные интервалы по параметрам в сочетании с малым значением фактора заполнения диаграммы косвенно свидетельствуют о такой неоднородности.

Повышенное обилие CH_3OH ($> 10^{-8}$) при кинетической температуре объекта, недостаточной для испарения мантий пылевых частиц (< 80 K), возможно, объясняется тем, что наблюдаемый метанол образуется в результате разрушения мантий пылевых частиц в области взаимодействия истечения с окружающей средой.

Согласно [2], для областей, где наблюдаются мазеры CH_3OH класса I, характерна высокая лучевая концентрация метанола ($> 10^{15}$ см $^{-2}$). В нашей модели получена подобная лучевая концентрация метанола $(9.5(0.5 - 18.9) \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$).

Примечательно, что, как показано в работе [2], мазеры CH_3OH класса I могут возникать не только в областях образования массивных звезд, как мазеры CH_3OH класса II, но и в

окрестности маломассивных звезд. Звезда V645 Cyg, молекулярное облако вокруг которой мы рассматриваем, предположительно относится к звездам промежуточной массы.

Исходя из спектральных характеристик линии, соответствующей переходу $5_{-1} - 4_0 E$ на 84.521 ГГц, и результатов анализа модельных параметров молекулярного облака вокруг V645 Cyg, мы полагаем, что на переходах, относящихся к мазерам метанола класса I, в рассматриваемом объекте может наблюдаться слабый мазерный эффект. Для проверки этого предположения необходимы наблюдения с уровнем шума $\leq 0.03 K$ для перехода на 36.1 ГГц и $\leq 0.01 K$ для переходов на 84.521 и 95.169 ГГц.

Авторы благодарны рецензенту за конструктивные замечания. Работа С. В. Салий, обработка и анализ данных наблюдений выполнены при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019; оценка физических параметров и обсуждение результатов выполнены при поддержке гранта РФФ 23-12-00258.

Библиографические ссылки

- [1] *Menten Karl M.* Methanol Masers and Submillimeter Wavelength Water Masers in Star-Forming Regions // *Atoms, Ions and Molecules: New Results in Spectral Line Astrophysics* / ed. by Aubrey D. Haschick, Paul T. P. Ho : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 1991. — Vol. 16. — P. 119–136.
- [2] *Kalenskii S. V., Johansson L. E. B., Bergman P. et al.* Search for Class I methanol masers in low-mass star formation regions // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2010. — Vol. 405, № 1. — P. 613–620. 1003.3615.
- [3] *Goodrich Robert W.* V645 Cygni and the Duck Nebula // *Astrophys. J.* — 1986. — Vol. 311. — P. 882.
- [4] *Slysh V. I., Voronkov M. A., Val'ts I. E., Migens V.* Methanol and H₂O Masers in a Disk around GL 2789 // *Astronomy Reports.* — 2002. — Vol. 46, № 12. — P. 969–980. astro-ph/0304181.
- [5] *Slysh V. I., Val'ts I. E., Kalenskii S. V. et al.* The Medicina survey of methanol masers at 6.7 GHz // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 1999. — Vol. 134. — P. 115–128.
- [6] *Kirsanova M. S., Saliu S. V., Kalenskii S. V. et al.* The warm-up phase in massive star-forming cores around RCW 120 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 503, № 1. — P. 633–642. 2102.09145.
- [7] *Liechti S., Wilson T. L.* Maps of the 36GHz methanol emission // *Astron. Astrophys.* — 1996. — Vol. 314. — P. 615–624.
- [8] *Kim Chang-Hee, Kim Kee-Tae, Park Yong-Sun.* Simultaneous Survey of Water and Class I Methanol Masers toward Red MSX Sources // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2018. — Vol. 236, № 2. — P. 31. 1805.06257.
- [9] *Ladeyschikov Dmitry A., Bayandina Olga S., Sobolev Andrey M.* Online Database of Class I Methanol Masers // *Astron. J.* — 2019. — Vol. 158, № 6. — P. 233. 1911.04742.
- [10] *Sobolev A. M., Cragg D. M., Ellingsen S. P. et al.* How do methanol masers manage to appear in the youngest star vicinities and isolated molecular clumps? // *Astrophysical Masers and their Environments* / ed. by Jessica M. Chapman, Willem A. Baan : IAU Symposium. — 2007. — Vol. 242. — P. 81–88. 0706.3117.

ДИСПЕРСИЯ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД РАСSEЯННОГО СКОПЛЕНИЯ NGC 2571

А. Е. Самирханова¹, А. Ф. Селезнев¹, Дж. Карраро²

¹Уральский федеральный университет, ²Университет Падуи, Италия

По данным о лучевых скоростях и собственных движениях получены значения дисперсии скоростей звезд рассеянного скопления NGC 2571. Предложен метод определения дисперсии скоростей, учитывающий ошибки определения лучевых скоростей и собственных движений. Дисперсия лучевых скоростей намного больше, чем дисперсия скоростей в тангенциальном направлении. Это можно объяснить присутствием в выборке неразрешенных двойных звезд, в спектрах которых видны линии только главного компонента.

VELOCITY DISPERSION IN THE OPEN CLUSTER NGC 2571

A. E. Samirkhanova¹, A. F. Seleznev¹, G. Carraro²

¹Ural Federal University, ²Padova University, Italy

We obtain the values of the dispersion of the velocities of the stars in the open cluster NGC 2571 from the data on the radial velocities and on the proper motions. A method is proposed for determining the velocity dispersion, which takes into account errors in the determination of radial velocities and proper motions. The radial velocity dispersion is much larger than the velocity dispersion in the tangential direction. We can explain this by the presence of unresolved binary stars in the sample, which spectra show only lines of the primary component.

Введение

Одна из важнейших задач при исследовании рассеянных звездных скоплений (РЗС) — это оценка массы скопления. Ее можно решить, зная функцию масс скопления, а также по формулам звездной динамики [1]. При динамической оценке массы звездного скопления используется полная дисперсия скоростей звезд вероятных членов скопления.

Под дисперсией скоростей σ^2 понимается средний квадрат скорости звезды относительно центра скопления звезд скопления [1]. Полная дисперсия скоростей может быть определена по дисперсии лучевых скоростей σ_r^2 в предположении сферической симметрии распределения скоростей $\sigma^2 = 3\sigma_r^2$. Дисперсию скоростей можно найти по собственным движениям звезд: $\sigma^2 = 1.5 \cdot (\sigma_{pmra}^2 + \sigma_{pmdec}^2)$ (предполагая, что распределение лучевых скоростей такое же, как и распределение скоростей в тангенциальном направлении). Если имеются данные и по лучевым скоростям, и по собственным значениям, то дисперсию скоростей можно найти как $\sigma^2 = \sigma_r^2 + \sigma_{pmra}^2 + \sigma_{pmdec}^2$.

В настоящей работе ставится задача определить дисперсии по лучевым скоростям и по собственным движениям вероятных членов рассеянного звездного скопления NGC 2571. Лучевые скорости, используемые в работе, были получены авторами с помощью многообъектного оптоволоконного устройства FLAMES, смонтированного на VLT Unit Telescope 2. Собственные движения взяты из каталога Gaia DR2 [2, 3].

© Самирханова А. Е., Селезнев А. Ф., Карраро Дж., 2023

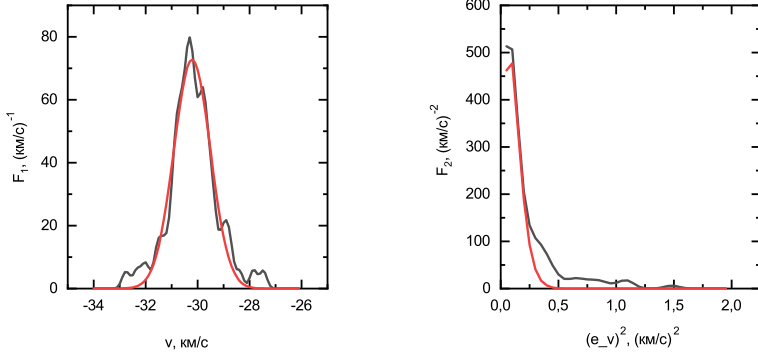


Рис. 1. Аппроксимация функций распределения скоростей F_1 и квадрата их ошибок F_2 , полученных по собственным движениям по прямому восхождению. Черная линия — распределение, полученное методом KDE; красная — аппроксимирующая функция

Описание метода

Дисперсию скоростей обычно определяют как квадрат среднеквадратичного отклонения скорости. При этом возникает проблема учета ошибок измерений, которые, очевидно, «уширяют» распределение скоростей. Мы предлагаем новый подход к определению дисперсии скоростей, основанный на исследовании распределения скоростей, построенного методом KDE (Kernel Density Estimator).

При этом необходимо учитывать, что метод KDE тоже «уширяет» распределение скоростей, что необходимо будет учесть. В настоящей работе используется гауссов ядро KDE и предполагается гауссово распределение скоростей и гауссово распределение ошибок.

Так как нам известны только абсолютные величины ошибок, для поиска дисперсии распределения ошибок мы используем распределение их квадратов. Необходимая формула может быть получена по известной теореме о распределении функции от случайной величины [4]. Пусть ξ имеет плотность распределения $f_\xi(x)$ и функция g монотонно возрастает. Тогда случайная величина $\eta = g(x)$ имеет плотность распределения $f_\eta(x) = (g^{-1}(x))' \cdot f_\xi(g^{-1}(x))$, где $g^{-1}(x)$ — функция обратная к g , а $(g^{-1}(x))'$ — ее производная. В нашем случае для квадрата случайной величины, распределенной по нормальному закону с модой m и дисперсией σ^2 , получаем:

$$f_\eta(x) = \frac{1}{2\sigma\sqrt{2\pi x}} \cdot \exp\left(-\frac{(\sqrt{x} - m)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (1)$$

По аналогии с теорией формирования спектральной линии [5] полагаем, что наблюдаемое распределение скорости есть свертка распределений, одно из которых истинное распределение, второе — распределение ошибки скорости, а третье распределение — это гауссов ядро KDE. Если все распределения полагаются гауссовыми, то несложно показать, что:

$$\sigma_{obs}^2 = \sigma_{real}^2 + \sigma_{err}^2 + \sigma_{KDE}^2. \quad (2)$$

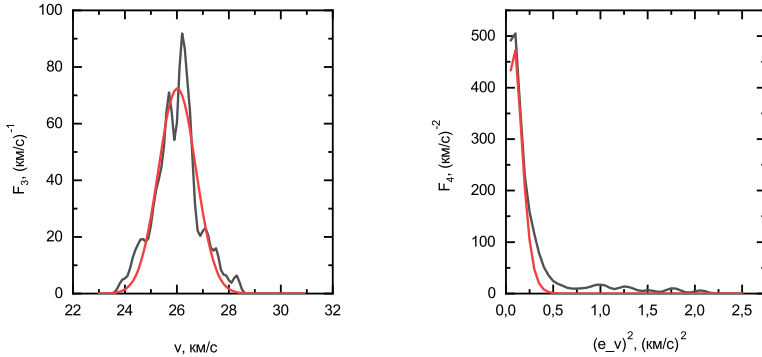


Рис. 2. Аппроксимация функций распределения скоростей и квадрата их ошибок, полученных по собственным движениям по склонению. Обозначения те же, что и на рис. 1

Результаты для NGC 2571

В работе используется выборка вероятных членов скопления NGC 2571 из [6] с вероятностью $P > 0.5$. По этим данным методом KDE были получены функции распределения скоростей в тангенциальном направлении по собственным движениям μ звезд ($V = 4.74\mu r$, где V — скорость в км/с; μ — собственное движение в мсд/год; r — расстояние в кпк). Эти распределения аппроксимировались распределением Гаусса для нахождения дисперсии σ_μ^2 . Далее производился отбор членов скопления, у которых отклонение от среднего собственного движения $\Delta\mu < 3\sigma_\mu$. Для сокращенной выборки снова строились графики функций распределения скоростей и аппроксимировались распределением Гаусса. Для аппроксимации квадрата ошибок использовалось распределение (1). Это распределение определено только для положительных величин квадрата ошибки x . Но при использовании KDE, результирующее распределение неизбежно захватывает область отрицательных значений аргумента. Поэтому для аппроксимации использовались только положительные значения x . По формуле (2) была посчитана истинная дисперсия.

Для построения распределения лучевых скоростей из списка звезд, имеющих определения лучевых скоростей ($n = 78$), были отобраны звезды ($n = 34$), собственные движения которых попадают в область собственных движений звезд скопления (таблица лучевых скоростей была дополнена собственными движениями с помощью кросс-корреляции с каталогом Gaia). Методом KDE были получены распределения лучевых скоростей и квадрата их ошибок. Для аппроксимации функций распределения, как и в случае собственных движений, было использовано распределение Гаусса для лучевых скоростей и распределение χ^2 для квадратов ошибок лучевых скоростей. Истинная дисперсия лучевых скоростей также была определена по формуле (2). Полученные значения среднеквадратичных отклонений скоростей приведены в таблице.

Из данных таблицы видно, что среднеквадратичное отклонение лучевой скорости намного больше среднеквадратичных отклонений скоростей в тангенциальном направлении. Мы считаем, что основная причина этого — присутствие в выборке неразрешенных двойных звезд, у которых видны линии только главного компонента. В таком случае при однократном спектрофотометрическом наблюдении невозможно отличить одиночную звезду от двойной (а лучевые скорости были получены именно по однократным наблюдениям

Среднеквадратичные отклонения скоростей в км/с

В направлении прямого восхождения	В направлении склонения	В направлении луча зрения
σ_{pmra}	σ_{pmdec}	σ_r
0.68	0.70	4.07

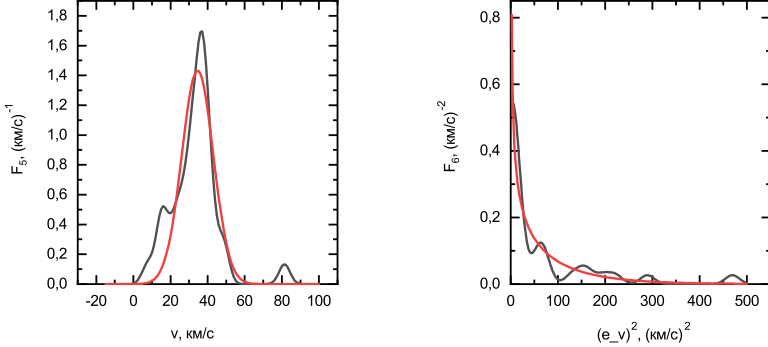


Рис. 3. Аппроксимация функций распределения лучевых скоростей и квадрата их ошибок. Обозначения те же, что и на рис. 1

спектров). Основной вывод — лучевые скорости можно использовать для определения дисперсии скоростей только при условии тщательного анализа звезд на двойственность.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

Библиографические ссылки

- [1] *Seleznev Anton F., Carraro Giovanni, Capuzzo-Dolcetta Roberto et al.* On the mass of the Galactic star cluster NGC 4337 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2017. — Vol. 467, № 3. — P. 2517–2528.
- [2] *Gaia Collaboration, Prusti T., de Bruijne J. H. J. et al.* The Gaia mission // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 595. — P. A1.
- [3] *Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A. et al.* Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 616. — P. A1.
- [4] *Вентцель Е.С.* Теория вероятностей : учебник для вузов. — М. : Высшая школа, 1999. — 576 с.
- [5] *Грей Д.* Наблюдения и анализ звездных фотосфер. — М. : Мир, 1980. — 496 с.
- [6] *Cantat-Gaudin T., Anders F., Castro-Ginard A. et al.* Painting a portrait of the Galactic disc with its stellar clusters // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 640. — P. A1.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОШИБКИ МАССЫ ЗВЕЗД, ПОЛУЧЕННОЙ ПО ТАБЛИЦАМ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИЗОХРОН

Э. Р. Самигуллин, А. Ф. Селезнев
Уральский федеральный университет

Массы звезд определяются по таблицам теоретических изохрон. Для определения ошибки массы звезды используются системы изохрон Padova и Dartmouth, из которых выбираются изохроны, соответствующие разным возрастам и металличностям. Разброс оценок массы звезды зависит от звездной величины и составляет от 0.04 до 0.20 M_{\odot} .

DETERMINATION OF THE ERROR OF STELLAR MASS, OBTAINED FROM THEORETICAL ISOCHRON TABLES

E. R. Samigullin, A. F. Seleznev
Ural Federal University

We determine the masses of stars with the tables of theoretical isochrones. To determine the stellar mass error, we use the Padova and Dartmouth isochrones corresponding to different ages and metallicities. The scatter of stellar mass estimates depends on the stellar magnitude and ranges from 0.04 to 0.20 M_{\odot} .

Введение

Одна из основных задач при исследовании звездных скоплений — это определение массы скопления. Массу скопления можно определить, зная дисперсию скоростей звезд в скоплении, по формулам звездной динамики. С другой стороны, мы можем определить массу скопления как сумму масс звезд его вероятных членов или с помощью функции светимости скопления. При этом приходится оценивать массы отдельных звезд по их звездным величинам, используя соотношение «масса — светимость» (для звезд главной последовательности). С этой целью удобно использовать таблицы теоретических изохрон, соответствующих значению возраста скопления и его металличности. Так как таблицы изохрон содержат абсолютные величины звезд, для перехода от видимых величин к абсолютным потребуется знать расстояние до скопления и межзвездное покраснение.

При этом необходимо оценить погрешность получаемой оценки массы скопления. Эта погрешность складывается из погрешности получаемой абсолютной звездной величины и из погрешности соотношения «масса — абсолютная звездная величина», на которой основаны таблицы изохрон. К сожалению, авторы публикуемых систем изохрон не предоставляют информации о последней. Погрешность же оценки массы из-за погрешности абсолютной звездной величины обычно невелика.

В настоящей работе сделана попытка оценить неизвестную погрешность массы с помощью сравнения нескольких систем изохрон. В последнее время все чаще используются данные каталогов Gaia, в том числе и фотометрия из этих каталогов. Например, широко используются выборки вероятных членов рассеянных скоплений, полученные в работе [1] на основе анализа каталога Gaia DR2 [2]. В связи с этим мы решили сравнить системы изохрон, в которых используется фотометрическая система каталога Gaia DR2.

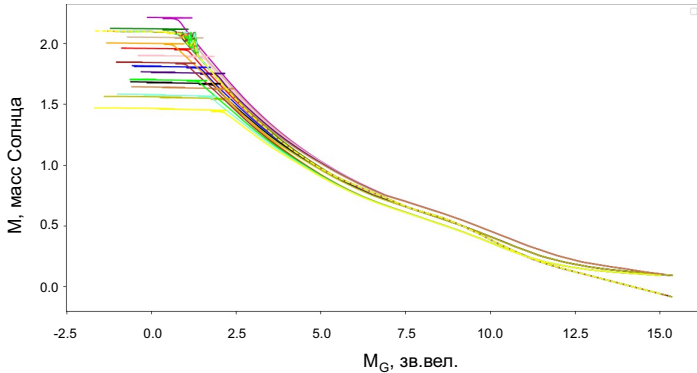


Рис. 1. Сравнение зависимости «масса — абсолютная звездная величина» двух систем изохрон. Сплошные линии — изохроны Padova, штриховые линии — изохроны Dartmouth. Цвета изохрон разных параметров: зеленый — $\log t = 9.0$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$; красный — $\log t = 9.1$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$; синий — $\log t = 9.2$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$; черный — $\log t = 9.3$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$; желтый — $\log t = 9.4$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$; фиолетовый — $\log t = 9.0$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.5$; бежевый — $\log t = 9.1$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.5$; розовый — $\log t = 9.2$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.5$; индиго — $\log t = 9.3$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.5$; светло-коричневый — $\log t = 9.4$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.5$; оранжевый — $\log t = 9.0$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.5$; коричневый — $\log t = 9.1$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.5$; лимонный — $\log t = 9.2$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.5$; аквамарин — $\log t = 9.3$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.5$; светло-желтый — $\log t = 9.4$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.5$

Сравнение оценок массы звезды по разным системам изохрон

Для корректного сравнения значений массы, полученных по разным системам изохрон, необходимо, чтобы можно было выбрать изохроны с одинаковыми значениями возраста и металличности. Фотометрическая система Gaia DR2 используется в нескольких системах изохрон, но лишь две из них имеют перекрывающийся диапазон возрастов. Это системы изохроны PARSEC (Padova) [3] и Dartmouth [4]. При этом возрасты перекрываются в диапазоне $\log t > 9.0$. Это не очень удобный диапазон, так как массивные звезды (с массой больше 2 масс Солнца) уже ушли с главной последовательности.

Из каждой системы изохрон мы выбирали изохроны с одинаковыми значениями возраста и металличности: $\log t = 9.0, 9.1, 9.2, 9.3, 9.4$; $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.5, 0, 0.5$. Тем самым на каждое значение абсолютной звездной величины M_G в нашей работе приходилось по 15 пар изохрон.

Так как в системе изохрон Dartmouth в качестве химсостава указывается значение относительного содержания железа $[\text{Fe}/\text{H}]$, а в системе изохрон Padova — массовая доля элементов тяжелее гелия Z , то нам необходимо было найти соотношение, связывающее эти две величины. В данной работе используется соотношение из работы Ниссена и Шустера: $\log Z/Z_{\odot} = 0.6 [\text{Fe}/\text{H}]$ [5].

Для определения ошибки масс из каждой таблицы изохрон мы выбираем значения абсолютной звездной величины M_G и значения массы в единицах массы Солнца M/M_{\odot} . Так как звездные величины похожи, но не одинаковы, мы интерполируем значения M_G и массы одной таблицы изохроны по другой. В настоящей работе все изохроны интерполировались по звездным величинам изохроны Padova с параметрами $\log t = 9.0$ и $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$. После интерполяции был построен график, показанный на рис. 1. На этом рисунке соотношение

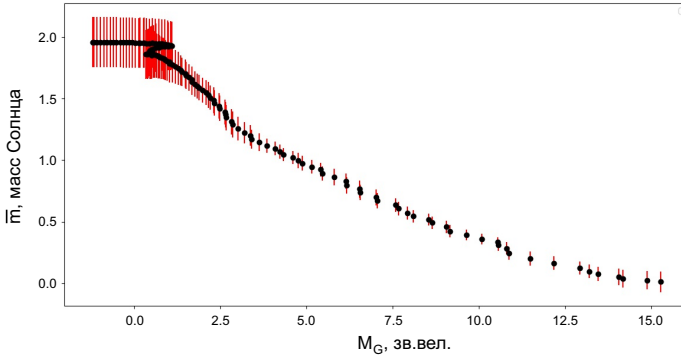


Рис. 2. Зависимость средней массы \bar{m} от абсолютной звездной величины M_G . Красные бары показывают среднеквадратичное отклонение σ_m , которое мы принимаем за искомую ошибку массы

«абсолютная звездная величина — масса», полученное по каждой паре изохрон, показано своим цветом, причем результаты по изохронам Padova показаны сплошными линиями, а результаты по изохронам Dartmouth — штриховыми линиями. Отдельные линии на рис. 1 плохо различаются, но для нас здесь важен разброс значений массы.

После этого для каждого значения абсолютной звездной величины были получены значения средней массы \bar{m} и среднеквадратичного отклонения σ_m . Значения среднеквадратичного отклонения и рассматриваются нами как ошибки определения массы по абсолютной звездной величине. На рис. 2 показан график зависимости \bar{m} от M_G .

Необходимо отметить, что левая часть этого графика (после первого излома кривой) нас мало интересует, так как эта часть кривой соответствует звездам, ушедшим с главной последовательности.

На кривой, изображенной на рис. 2, можно выделить три участка. Первый характеризуется большими значениями $\sigma_m \sim 0.20$, это левая часть кривой после ее первого излома. Большие значения ошибок можно объяснить тем, что имеются различия между треками, на основе которых рассчитывались изохроны. Одни треки предполагают более ранний уход звезд с главной последовательности, чем другие, эти различия влияют на σ_m .

Второй участок кривой — это гладкая кривая в области значений $M_G \in [0.4, 10.5]$. На этом участке кривой масса звезды определяется с ошибкой $\sigma_m \in [0.04; 0.20] M_\odot$, которая уменьшается в сторону больших значений абсолютной звездной величины.

Третий участок кривой на рис. 2 соответствует области $M_G \in [10.5, 15]$. Здесь наблюдается постепенный рост σ_m от 0.04 до $0.08 M_\odot$. Это можно объяснить тем, что это область холодных звезд с протяженными конвективными зонами. Эволюционные треки этих звезд очень чувствительны к заданной модели внутреннего строения, поэтому даже небольшие различия в моделях вызывают заметные расхождения в данных изохрон разных систем.

Обсуждение результатов

Мы провели сравнительный анализ двух систем изохрон и построили зависимость ошибки определения массы от абсолютной звездной величины. Масса звезд определяется с ошибкой σ_m от 0.04 до $0.20 M_\odot$. Знание ошибки дает нам возможность получать ошибку массы рассеянного звездного скопления, полученной при помощи таблиц изохрон.

В дальнейшем планируется, во-первых, получить оценку ошибки массы звезды, используя другой подход. Для этого мы будем получать оценку массы звезды с использованием одного набора изохрон [3] для звездных величин одной и той же звезды из разных фотометрических систем. При этом будут использоваться звезды вероятные члены рассеянных скоплений разного возраста, что позволит оценить ошибку для звезд с массой больше 2 масс Солнца. Во-вторых, мы планируем получить фотометрические оценки массы скоплений, основываясь на списках вероятных членов скоплений из [1].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

Библиографические ссылки

- [1] *Cantat-Gaudin T., Anders F., Castro-Ginard A. u др.* Painting a portrait of the Galactic disc with its stellar clusters // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Т. 640. — С. A1.
- [2] *Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A. et al.* Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 616. — P. A1.
- [3] *Bressan Alessandro, Marigo Paola, Girardi Léo. et al.* PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 427, № 1. — P. 127–145.
- [4] *Dotter Aaron, Chaboyer Brian, Jevremović Darko et al.* The Dartmouth Stellar Evolution Database // *The Astrophysical Journal Supplement Series.* — 2008. — Vol. 178, № 1. — P. 89–101.
- [5] *Nissen P. E., Schuster W. J.* Uvby-beta photometry of high-velocity and metal-poor stars. V. Distances, kinematics and ages of halo and disk stars. // *Astron. Astrophys.* — 1991. — Vol. 251. — P. 457.

**ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ОБРАЗОВАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА
НА ПОВЕРХНОСТИ МЕЖЗВЕЗДНОЙ ПЫЛЕВОЙ ЧАСТИЦЫ
БЕССЕТОЧНЫМ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО**

Н. А. Сатонкин, А. И. Васюнин, А. Б. Островский

Уральский федеральный университет

В данной работе бессеточным методом Монте-Карло исследуется эффективность рекомбинации молекулярного водорода на пылевой частице в диапазоне температур от 5 до 25 K. В модели реализованы процессы физисорбции, десорбции и миграции водорода по поверхности пылинки. Потенциал поверхности непрерывен и представляет собой сумму потенциалов всех атомов составляющих поверхность. Молекула водорода образуется при столкновении двух атомов водорода на поверхности частицы и после образования мгновенно десорбирует в газ. Установлено, что благодаря наличию глубоких потенциальных ям на поверхности молекулы водорода образуются вплоть до температур пылевых частиц 20–25 K. Наиболее эффективным механизмом образования H₂ ниже 9 K является механизм Харриса — Каземо, а выше 10 K преобладает механизм Ленгмюра — Хиншельвуда, при этом перемещение атомов водорода по поверхности происходит за счет тепловых прыжков атомарного водорода на поверхности пылинки.

**THREE-DIMENSIONAL MODELING MOLECULAR HYDROGEN
FORMATION ON INTERSTELLAR DUST GRAINS
OF OFF-LATTICE MONTE-CARLO METHOD**

N. A. Satonkin, A. I. Vasyunin, A. B. Ostrovsky

Ural Federal University

In this work, using the off-lattice Monte Carlo method, the evolution of a dust particle is simulated and the efficiency of molecular hydrogen recombination in a range of dust temperatures is investigated. The model implements the processes of physisorption, desorption and migration of hydrogen on grain surface. The potential of surface is continuous and represents the sum of potentials of all atoms on surface. A hydrogen molecule is formed when two hydrogen atoms collide on the surface of a particle and after the formation is instantly desorbed in a gas. We found that due to the existence of deep potential wells in surface potential hydrogen molecules are formed up to the grain temperatures of 20–25 K. The most efficient mechanism of H₂ formation below 9 K is mechanism of Harris—Kasemo, but above 10 K the Langmuir—Hinshelwood mechanism dominates due to efficient thermal hopping of atomic hydrogen on grain surface.

Введение

Межзвездные газопылевые облака представляют большой интерес для современной фундаментальной науки. Именно там происходят ключевые процессы звездообразования и формирования планетных систем. На межзвездные пылевые частицы приходится всего около 1 % массы облаков, однако они играют огромную роль в различных процессах в межзвездной среде [1].

Реалистичная морфология частиц пыли важна для понимания структуры и химии ледяных мантий, покрывающих пылевые частицы. Межпланетные частицы пыли имеют неправильную форму и модели межзвездной пыли дают «фрактальную» морфологию. Химические последствия такой морфологии не могут быть исследованы с использованием простых моделей, не учитывая фактические формы пылевой частицы.

Построение приближенной к реальности модели химических реакций на пылевой частице можно реализовать с помощью различных методов. Одним из методов является стохастический микроскопически точный кинетический метод Монте-Карло. Он позволяет отследить положения конкретных атомов и молекул на поверхности пылинок. Существуют две основные вариации этого метода, сеточный [2] и бессеточный. Сеточный предполагает разбиение поверхности пылинки на одинаковые области, а в случае бессеточного подхода рассчитывается сплошное потенциальное поле, в котором перемещаются частицы. Бессеточный подход в моделировании эволюции пылевой частицы был ранее использован с некоторыми ограничениями в работе [3].

В нашей модели локальные минимумы на поверхности ядра находятся на основе вычисления потенциала взаимодействия между атомами. Пути диффузии атомов не определены заранее и вычисляются в процессе работы кода. В качестве первой задачи, которую можно решить посредством этой модели рассмотрено образование молекулярного водорода (H_2). Эта молекула играет огромную роль в процессах звездообразования и образуется в основном на поверхности пылевых частиц.

Описание модели

В работе реализуется трехмерное моделирование эволюции межзвездной пылевой частицы с углеродным ядром в окружающем газе с учетом процессов десорбции, физисорбции и миграции по поверхности. Базой для метода служит алгоритм Gillespie [4]. Начальное ядро пылинки формируется путем произвольной физической адсорбции атомов углерода на один начальный атом. Каждый атом системы имеет собственный потенциал, рассчитываемый как потенциал Леннарда — Джонса [5, 6]. Вместе атомы образуют потенциал поверхности пылевой частицы. Потенциал в каждой точке поверхности рассчитывается как суперпозиция потенциалов взаимодействия атомов в окрестности.

При физисорбции координаты прилипания выбираются случайным образом так, чтобы спроецироваться на произвольную точку поверхности единичной сферы, после чего атом помещается в ближайшую точку локального минимума и добавляется в систему. Если выбирается событие десорбции, то соответствующий атом уничтожается со всеми своими параметрами, так как фиксировать его больше нет необходимости. Для объектов в окружающей области исключается воздействие его потенциала. В модели работает два возможных механизма миграции: за счет квантового туннелирования и за счет тепловых прыжков. Каждый атом, находящийся в потенциальной яме на поверхности, имеет возможность мигрировать в соседние потенциальные ямы одним из этих двух способов. При любом изменении положения атома на поверхности заново выполняется поиск потенциальных ям для этого атома и всех атомов, находящихся в окрестности. Молекулярный водород десорбирует из системы сразу после образования. Молекулярный водород может образоваться вследствие события физисорбции или миграции атома водорода, при присутствии в окрестности конечной точки другого атома водорода.

Результаты и их обсуждение

Симуляция модели была проведена для различных условий. В результате работы модели был получен график эффективности образования молекулярного водорода в зависимости от температуры для двух различных размеров ядер пылевых частиц. Ядра в дальнейшем тексте идентифицируются по размеру (количеству составляющих атомов): малое — 1 000 атомов углерода, большое — 10 000 атомов углерода. Концентрация газа в расчетах для большой пылинки принималась равной $n = 3$ см. Для малой пылинки было проведено два расчета с разной плотностью газа $n = 3$ и 10^2 см⁻³. Считалось, что газ состоит целиком из атомарного водорода. Эффективность образования молекулярного водорода вычислялась как отношение числа атомов водорода десорбировавших в составе молекул ко всем севшим на пылинку атомам.

Модели запускались при температурах 5 до 35 K, с шагом 1 K. Для каждого моделирования собралась статистика глубин потенциальных ям, которые занимали атомы водорода на поверхности пылевых ядер и события попадания в эти ямы. Основное количество потенциальных ям приходится на диапазон от 520 до 700 K, но наблюдается значительное количество попаданий в более глубокие ямы. При высокой температуре распределение глубин размывается, так как резко возрастает скорость тепловой миграции и атомы совершают много перемещений по глубоким ямам, прежде чем улететь. Ямы с глубиной менее 520 K практически отсутствуют.

Рекомбинация водорода на поверхности пылевой частицы может происходить с помощью разных механизмов, таких как прямая адсорбция одного атома на другой (Eley — Rideal), адсорбция атома водорода на пылинку с последующим скатыванием в ближайшую потенциальную яму с другим атомом водорода (Харриса — Касемо) и тепловая миграция, или туннелирование, атомов водорода, находящихся в термическом равновесии с системой (Ленгмюр — Хиншельвуд). Статистика по эффективности всех этих механизмов собиралась в течение работы кода. Согласно результатам моделирования (рис. 1), после 9 K тепловая миграция преобладает над механизмом Харриса — Касемо в роли механизма для рекомбинации водорода и остается доминировать до конца. Механизм квантового туннелирования окончательно перестает быть эффективным при температуре 17–18 K. Механизм прямой адсорбции оказывает слабое влияние на результат рекомбинации, почти полностью теряя и без того невысокую эффективность, уже при 10–12 K. При этом ненулевая эффективность образования H₂ за счет тепловой миграции сохраняется до температуры пыли 25–30 K.

Рекомбинация водорода на различных температурах

Результатом работы модели является кривая эффективности рекомбинации молекулярного водорода в зависимости от температуры. На рис. 2 представлены кривые эффективности для малых пылинок при концентрациях $n = 3$ см⁻³ и 10^2 см⁻³ при размере ядра в 1 000 атомов и концентрации $n = 3$ см⁻³ на ядре размером 10 000 атомов. Как можно заметить, эффективность рекомбинации выше при большей плотности, тогда как размер пылевой частицы не оказал заметного влияния, сгладив при этом случайные колебания.

Заключение

Большая часть атомов водорода на поверхности находится в ямах с энергиями 500–720 K, однако хватает и более глубоких, что позволяет происходить рекомбинации при сравнительно высоких температурах. Наибольший вклад в эффективность рекомбинации вносит механизм Ленгмюра — Хиншельвуда, однако при низких температурах преобладают механизмы Харриса — Касемо и квантового туннелирования.

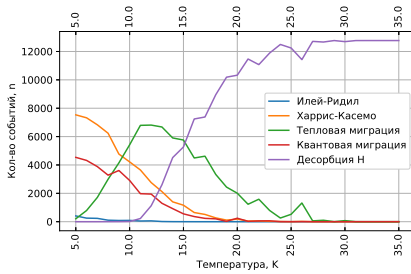


Рис. 1. Эффективность механизмов физисорбции, тепловых прыжков и туннелирования в зависимости от температуры

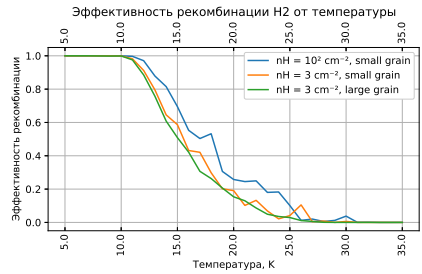


Рис. 2. Зависимость эффективности образования H_2 от температуры на разных ядрах и плотностях

Благодаря неоднородности морфологии пылевой частицы молекулярный водород может достаточно эффективно образовываться при температуре 20 K и даже выше, что может объяснить его образование в регионах звездообразования с повышенными температурами, такими как диффузные облака и протопланетные диски.

Работа выполнена при поддержке темы государственного задания FEUZ-2020-0038.

Библиографические ссылки

- [1] *Tielens A.* The physics and chemistry of the interstellar medium. — Cambridge, UK : Cambridge University Press, 2005. — 510 p.
- [2] *Cuppen H. M., Herbst Eric.* Monte Carlo simulations of H_2 formation on grains of varying surface roughness // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2005. — Vol. 361, № 2. — P. 565–576.
- [3] *Garrod Robin T.* Three-dimensional, Off-lattice Monte Carlo Kinetics Simulations of Interstellar Grain Chemistry and Ice Structure // Astrophys. J. — 2013. — Vol. 778, № 2. — P. 158. 1310. 2512.
- [4] *Gillespie Daniel T.* A general method for numerically simulating the stochastic time evolution of coupled chemical reactions // Journal of Computational Physics. — 1976. — Vol. 22, № 4. — P. 403–434.
- [5] *Jones J. E.* On the Determination of Molecular Fields. I. From the Variation of the Viscosity of a Gas with Temperature // Proceedings of the Royal Society of London Series A. — 1924. — Vol. 106, № 738. — P. 441–462.
- [6] *Ruthven D. M.* Principles of Adsorption and Adsorption Processes. Wiley-Interscience publication. — Wiley, 1984. — xxiv + 433 p.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ МЕЖДУ АТОМАРНЫМ И МОЛЕКУЛЯРНЫМ ГАЗОМ В КОМПЛЕКСАХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ ГАЛАКТИКИ NGC3627

К. И. Смирнова¹, Д. З. Вибе²

¹Уральский федеральный университет, ²Институт астрономии РАН

В данной работе представлены соотношения между потоками в линиях CO и HI, а также разбросом скоростей в этих линиях в выделенных комплексах звездообразования (КЗО) галактики NGC 3627. В выделенных КЗО наблюдается большой разброс скоростей, превышающих 50 км/с, что может быть связано со сложной динамикой процессов, происходящих в самой галактике. Самые большие разбросы скоростей в областях соответствуют бару галактики.

STUDY OF THE RELATION BETWEEN ATOMIC AND MOLECULAR GAS IN THE STAR-FORMING COMPLEXES OF THE NGC 3627 GALAXY

K. I. Smirnova¹, D. S. Wiebe²

¹Ural Federal University, ²Institute of Astronomy RAS

This paper presents the relationships between the fluxes in the CO and HI lines as well as the velocity scatters in CO and HI lines in selected star-forming complexes (SFC) of the NGC 3627 galaxy. Largest velocity scatters, exceeding 50 km/s, correspond to the galaxy bar.

Соотношение между атомарным и молекулярным водородом является важным параметром для исследования процессов звездообразования, а именно характеризует эффективность звездообразования. Спиральная галактика NGC 3627 является галактикой с баром и активным ядром типа Сейферт 2. Она входит во взаимодействующий триплет Льва. Членство в триплете в том числе сделало эту галактику популярным объектом для наблюдений и теоретического моделирования. У галактики необычная конфигурация магнитного поля, которая может быть связана со столкновением NGC 3627 с карликовой галактикой-компаньоном несколько десятков миллионов лет назад [1]. О столкновении также свидетельствуют данные в линии HI и CO [2] и строение данной галактики (например, образование газового бара внутри внутреннего Линдбладовского резонанса). Недавнее взаимодействие и наличие особенностей в строении делает галактику отличным кандидатом для нашего исследования и анализа соотношений между атомарным и молекулярным газом.

Галактика NGC 3627 входит в ряд наблюдательных обзоров, необходимых для данной работы, таких как THINGS (линия HI на 21 см, VLA [3]), HERACLES (линия CO(2–1), IRAM [4]), PHANGS-ALMA (линия CO(2–1), ALMA [5, 6]). Комплексы звездообразования (КЗО) были взяты из работы [7], где они были выделены преимущественно по пылевым данным (8, 24 и 160 мкм). На рис. 1 выделенные КЗО галактики NGC3627 нанесены на изображение в линии CO, а контуры соответствуют изображению в линии HI.

Для получения потоков в линии CO и HI была проведена апертурная фотометрия. Для примерной оценки кинематики мы использовали параметр разброса скоростей ΔV , методика вычисления которого описана в статье [8]. Для каждого графика был рассчитан коэффициент ранговой корреляции Спирмена — r_s .

Мы получили следующие результаты.

1. Из выделенных областей самые большие потоки в линии CO имеют области 2 и 7.
2. В КЗО наблюдаются корреляции между массой молекулярного газа и соответствующим разбросом скоростей: чем больше поток в линии CO, тем больше разброс скоростей (см. рис. 2).
3. Также во всех областях разброс скоростей имеет высокие значения (выше 50 км/с) как в линии CO, так и в линии HI. Самые большие значения ΔV наблюдаются в областях 2, 5 и 7 (см. рис. 2, 3).
4. Видно, что области, где наблюдаются самые большие потоки в CO, и те, что имеют самые большие разбросы скоростей в линиях CO и HI, принадлежат бару галактики (рис. 1).

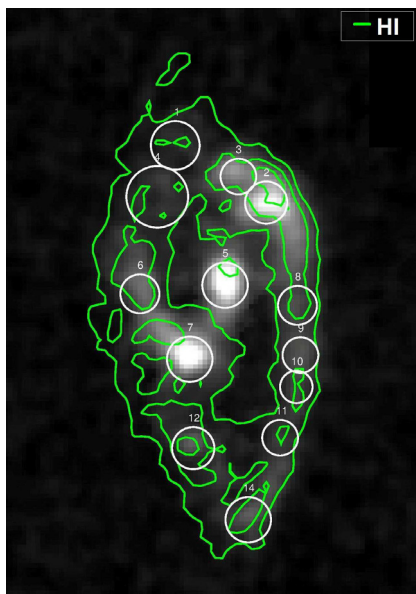


Рис. 1. Изображение галактики NGC 3627 в линии CO с нанесенными контурами в линии HI (светло-зеленым) и выделенными КЗО (белым)

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2020-0038.

Библиографические ссылки

- [1] *Wezgowiec M., Soida M., Bomans D. J.* NGC 3627: a galaxy-dwarf collision? // *Astron. Astrophys.* — 2012. — Vol. 544. — P. A113. 1207.1195.

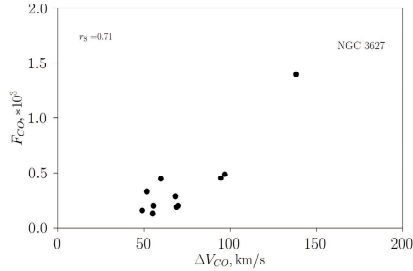


Рис. 2. Отношение потока в линии CO и разбросом скоростей в этой линии для КЗО из галактики NGC 3627. В левом верхнем углу приведен коэффициент ранговой корреляции Спирмена (r_s)

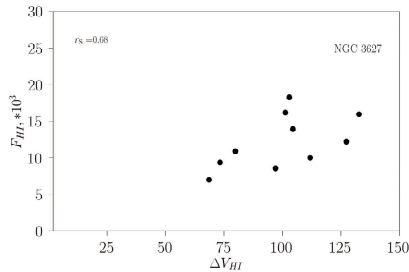


Рис. 3. Отношение потока в линии HI и разбросом скоростей в этой линии для КЗО из галактики NGC 3627. В левом верхнем углу приведен коэффициент ранговой корреляции Спирмена (r_s)

- [2] Zhang Xiaolei, Wright Melvyn, Alexander Paul. High-Resolution CO and H i Observations of the Interacting Galaxy NGC 3627 // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol. 418. — P. 100.
- [3] Walter F., Brinks E., de Blok W. J. G. et al. THINGS: The H I Nearby Galaxy Survey // *Astron. J.* — 2008. — Vol. 136. — P. 2563–2647.
- [4] Leroy A. K., Walter F., Bigiel F. et al. Heracles: The HERA CO Line Extragalactic Survey // *Astron. J.* — 2009. — Vol. 137. — P. 4670–4696. 0905.4742.
- [5] Leroy Adam K., Schinnerer Eva, Hughes Annie et al. PHANGS-ALMA: Arcsecond CO(2-1) Imaging of Nearby Star-forming Galaxies // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2021. — Vol. 257, № 2. — P. 43. 2104.07739.
- [6] Leroy Adam K., Hughes Annie, Liu Daizhong et al. PHANGS-ALMA Data Processing and Pipeline // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2021. — Vol. 255, № 1. — P. 19. 2104.07665.
- [7] Smirnova K. I., Murga M. S., Wiebe D. S., Sobolev A. M. Relation between the parameters of dust and of molecular and atomic gas in extragalactic star-forming regions // *Astronomy Reports.* — 2017. — Vol. 61, № 8. — P. 646–662. 1712.02268.
- [8] Smirnova K. I., Wiebe D. S. Studies of Star-forming Complexes in the Galaxies NGC 628, NGC 2976, and NGC 3351 // *Astronomy Reports.* — 2019. — Vol. 63, № 6. — P. 445–459. 1908.03756.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ФОРМИРОВАНИЯ МЕТАНОЛА И ЕГО ПРЕКУРСОРОВ В ПРОТОЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТАХ

В. А. Соколова, А. И. Васюнин, А. Б. Островский

Уральский федеральный университет

В работе проводится анализ того, насколько сильно влияет учет реакций абстракции водорода $\text{HCO} + \text{H} \rightarrow \text{CO} + \text{H}_2$ и $\text{H}_2\text{CO} + \text{H} \rightarrow \text{HCO} + \text{H}_2$ в астрохимических сетках реакций на химическую эволюцию метанола и молекул, которые участвуют в его формировании как в газовой среде, так и на поверхности пыли на примере модели холодного темного облака. С помощью методов химического моделирования показано, что добавленные в сетку реакции абстракции водорода оказывают большое влияние на химическую эволюцию выбранных нами молекул. Отмечено, что увеличение доли обратных реакций приводит к увеличению содержаний промежуточных продуктов в газовой фазе, в особенности HCO и CH_3O , которые доступны при наблюдениях в радиодиапазоне.

STUDYING OF FORMATION MECHANISMS OF METHANOL AND ITS PRECURSORS IN PROTOSTELAR OBJECTS

V. A. Sokolova, A. I. Vasyunin, A. B. Ostrovskii

Ural Federal University

The aim of this work is to analyze an impact of experimentally evaluated reactions of H-abstraction for HCO and H_2CO ($\text{HCO} + \text{H} \rightarrow \text{CO} + \text{H}_2$ and $\text{H}_2\text{CO} + \text{H} \rightarrow \text{HCO} + \text{H}_2$) on the chemical evolution of methanol and its precursors on the surface of dust particles and in the gas phase in conditions of cold dark cloud. It is shown that the H_2 -abstraction reactions have a great impact on the chemical evolution of selected molecules. It is noted that an increase in the proportion of reverse reactions leads to an increasing abundances of intermediate products in the gas phase, especially HCO and CH_3O , which can be observed in radio observations.

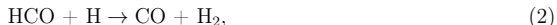
Одной из важнейших характеристик объектов МЗС, которую можно узнать из наблюдений, является их молекулярный состав. Особый интерес вызывают сложные органические молекулы (они же СОМ) — соединения, содержащие как минимум 6 атомов, среди которых есть углерод (С). В большинстве случаев механизм образования СОМ остается неизвестным и является одним из обсуждаемых вопросов в астрохимии, поскольку они играют центральную роль в химии пребиотических соединений и могут быть напрямую связаны с происхождением жизни [1]. В последние годы были предприняты неоднократные попытки понять, как сложные органические молекулы формируются в межзвездной среде, но, несмотря на все усилия, наше понимание образования СОМ в МЗС все еще далеко не полное.

Согласно лабораторным исследованиям, метанол (CH_3OH) является особенно важной молекулой для последующего образования более сложных органических соединений [2]. По современным представлениям метанол в условиях МЗС образуется на поверхности пылевых частиц путем гидрирования молекулы угарного газа (CO) и впоследствии переходит в газовую среду в результате тепловых и нетепловых процессов [3, 4]:



В одной из работ, описывающих эксперимент с гидрированием молекулы CO , было показано, что общепринятую систему химических реакций, приводящих к формированию

метанола, возможно, следует пересмотреть и внести в нее изменения [3]. В частности, изменения касаются учета новых реакций разрушения у молекул формил-радикала (HCO) и формальдегида (H₂CO) на поверхности пыли (см. схему 1):



В нашей работе рассматривается влияние новых реакций разрушения HCO и H₂CO, предложенных в работе [3], на химическую эволюцию метанола и молекул, участвующих в его формировании, на поверхности пыли и в газовой среде. Также проводится анализ результатов, полученных при моделировании химической эволюции для условий холодного темного облака и коллапса из полупрозрачного облака в темное.

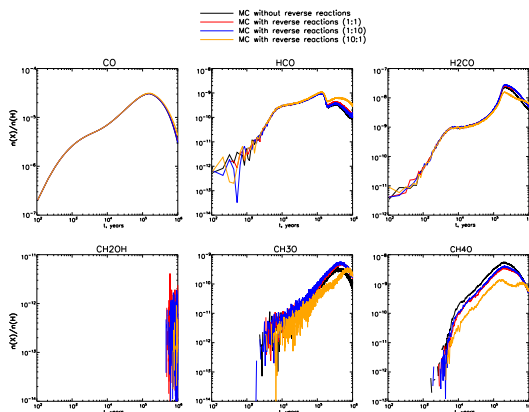
Для решения поставленной задачи была использована модель стационарного темного облака [5] (также модель кратко описана в работе [6]). В данной модели использовались физические условия, схожие с условиями для таких объектов, как L1689b и B1-b: $T = 10 \text{ K}$, плотность по водороду $n(\text{H}) = 10^5 \text{ см}^{-3}$ и поглощение видимого излучения $A_v = 10^m$. Время существования — до 10^6 лет, начальный химический состав взят из статьи [7], база данных о кинетике реакций — из работы [8]. Для расчета химической эволюции был использован код MONACO, описанный в работе [9].

Значения активационных барьеров для реакций, входящих в цепочку формирования метанола

Реакция	E_{act} old, К	E_{act} new, К	Реакция	E_{act} old К	E_{act} new К
CO + H → HCO	2 500	1 490 [10]	H ₂ CO + H → CH ₂ OH	2 500	5 670 [11]
HCO + H → CO + H ₂	0	0	CH ₂ OH + H → H ₂ CO + H ₂	0	0
HCO + H → H ₂ CO	0	0	CH ₂ OH + H → CH ₃ OH	0	0
H ₂ CO + H → HCO + H ₂	1 400	3 030 [11]	CH ₃ OH + H → CH ₂ OH + H ₂	2 270	3 980 [12]
H ₂ CO + H → CH ₃ O	2 500	1 900 [11]	CH ₃ O + H → CH ₃ OH	0	0
CH ₃ O + H → H ₂ CO + H ₂	0	0	CH ₃ OH + H → CH ₃ O + H ₂	3 070	5 580 [10]

Кроме добавления новых реакций, неопределенным остается вопрос о значениях активационных барьеров реакций (E_{act}), входящих в цепочку формирования метанола, от которых зависит скорость реакции. В таблице представлены используемые данные: в столбце « E_{act} old» данные взяты из базы данных KIDA, в столбце « E_{act} new» — из различных источников, представленных в ссылках таблицы. В нашей работе в дальнейшем мы будем использовать данные из столбца « E_{act} new». В таблице отмечено, что в данной цепочке присутствуют парные реакции, у которых нет активационных барьеров: HCO + H → CO+H₂ и HCO + H → H₂CO; CH₂OH/CH₃O + H → H₂CO + H₂ и CH₂OH/CH₃O + H → CH₃OH. В случае подобных реакций можно свободно вводить так называемый branching ratio (b. r.) реакций [13], который будет определять, какие продукты появляются чаще, какие нет. Фактически этот параметр является отношением количества реакций с одним типом продуктов к реакциям с другим типом продуктов. В рамках наших исследований мы фиксируем b. r. у реакций метоксида (CH₃O, и его изомера CH₂OH) с водородом на значении 1:1 и принимаем три возможных значения для этого параметра в случае реакций формил-радикала и водорода: 1:1 (на одну реакцию HCO + H → CO+H₂ приходится одна реакция HCO + H → H₂CO, далее соответственно), 1:10 и 10:1.

На рисунке показаны зависимости обилия основных компонентов, участвующих в цепочке формирования метанола, от времени для молекул в газовой фазе и на поверхности



Обилия метанола и молекул, участвующих в его формировании, в газовой фазе для модели холодного темного облака. Представлены результаты для трех branching ratio реакций $\text{HCO} + \text{H} \rightarrow \text{CO} + \text{H}_2$ и $\text{HCO} + \text{H} \rightarrow \text{H}_2\text{CO}$: 1:1 (красная линия), 1:10 (синяя линия), 10:1 (оранжевая линия). Черной линией отмечена модель без добавления новых реакций

пыли. Сравниваются модели с тремя разными б. г. для реакций $\text{HCO} + \text{H} \rightarrow \text{CO} + \text{H}_2$ и $\text{HCO} + \text{H} \rightarrow \text{H}_2\text{CO}$: 1:1 (красная линия), 1:10 (синяя линия), 10:1 (оранжевая линия). Черной линией отмечена модель без добавления новых реакций.

На основе полученных нами результатов можно сделать следующие выводы:

1. Использование в химических сетках новых реакций приводит к закономерным изменениям обилий молекул, участвующих в формировании метанола, а также самого метанола в частности. Новые реакции оказываются более эффективными, чем другие реакции разрушения молекул HCO и H_2CO .
2. Увеличение доли обратных реакций приводит к увеличению содержания промежуточных продуктов в газовой фазе, в особенности HCO и CH_3O , которые доступны при наблюдениях в радиодиапазоне. Помимо энергий активации, важным параметром для реакций является коэффициент реактивной десорбции. В данной работе этот параметр не рассматривался. В будущем необходимо проверить, как изменение этого коэффициента для каждой реакции в цепочке формирования метанола повлияет на химическую эволюцию метанола и других сложных молекул.
3. В текущем виде MONACO-код не приспособлен для изучения сложных молекул. Помимо химической эволюции прекурсоров метанола и самого метанола, мы совершили попытку промоделировать химическую эволюцию более сложных органических молекул: например, этанола или гликольальдегида. Полученные результаты показывают, что без модификаций, связанных с уточнениями моделей поверхностных реакций, код не способен воспроизвести обилия данных молекул на поверхности пыли. Одним из путей решения проблемы мы считаем введение в сетку реакций недиффузионных поверхностных реакций, описанных в работе [14]. Этот подход подразумевает, что молекулы, оказавшиеся очень близко друг к другу, могут вступить в реакцию без диффузии по поверхности пылевой частицы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России по государственному заданию FEUZ-2020-0038.

Библиографические ссылки

- [1] *Caselli P., Ceccarelli C.* Our astrochemical heritage // *Astron. Astrophys. Rev.* — 2012. — Vol. 20. — P. 56. 1210.6368.
- [2] *Öberg K. I., Garrod R. T., van Dishoeck E. F., Linnartz H.* Formation rates of complex organics in UV irradiated CH₃OH-rich ices. I. Experiments // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 504. — P. 891–913. 0908.1169.
- [3] *Minissale M., Moudens A., Baouche S. et al.* Hydrogenation of CO-bearing species on grains: unexpected chemical desorption of CO // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2016. — Vol. 458. — P. 2953–2961.
- [4] *Fillion J.-H., Bertin M., Danger G. et al.* Complex organic molecules and interstellar ices: recent progresses from laboratory astrophysics // *SF2A-2018: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics.* — 2018. — P. 15–19.
- [5] *Vasyunin A. I., Herbst E.* Reactive Desorption and Radiative Association as Possible Drivers of Complex Molecule Formation in the Cold Interstellar Medium // *Astrophys. J.* — 2013. — Vol. 769. — P. 34. 1303.7266.
- [6] *Соколова В. А., Островский А. Б., Васюнин А. И.* Исследование влияния энергии десорбции атомарного кислорода на химическую эволюцию в областях звездообразования // *Астрон. журнал.* — 2017. — Т. 94, № 8. — С. 1–16.
- [7] *Wakelam V., Herbst E.* Polycyclic Aromatic Hydrocarbons in Dense Cloud Chemistry // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 680. — P. 371–383. 0802.3757.
- [8] *Rivilla V. M., Beltrán M. T., Vasyunin A. et al.* First ALMA maps of HCO, an important precursor of complex organic molecules, towards IRAS 16293-2422 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 483. — P. 806–823. 1811.01650.
- [9] *Vasyunin A. I., Caselli P., Dulieu F., Jiménez-Serra I.* Formation of Complex Molecules in Prestellar Cores: A Multilayer Approach // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 842. — P. 33. 1705.04747.
- [10] *Álvarez Barcia S., Russ P., Kästner J., Lamberts T.* Hydrogen transfer reactions of interstellar complex organic molecules // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* — 2018. — Vol. 479, № 2. — P. 2007–2015. <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/479/2/2007/25142122/sty1478.pdf>.
- [11] *Song L., Kästner J.* Tunneling Rate Constants for H₂CO+H on Amorphous Solid Water Surfaces // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 850, № 2. — P. 118. 2009.05442.
- [12] *Cooper A. M., Kästner J.* Low-Temperature Kinetic Isotope Effects in CH₃OH + H → CH₂OH + H₂ Shed Light on the Deuteration of Methanol in Space // *Journal of Physical Chemistry A.* — 2019. — Vol. 123, № 42. — P. 9061–9068. 2009.04308.
- [13] *Cleaves H. J. (Jim).* Branching Ratio // *Encyclopedia of Astrobiology* / ed. by Muriel Gargaud, Ricardo Amils, José Cernicharo Quintanilla et al. — Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2011. — P. 218–218.
- [14] *Jin M., Garrod R. T.* Formation of Complex Organic Molecules in Cold Interstellar Environments through Nondiffusive Grain-surface and Ice-mantle Chemistry // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2020. — Vol. 249, № 2. — P. 26. 2006.11127.

**ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ С ДЕТЕКТОРОМ
HAMAMATSU ORCA-QUEST QCMOS C15550-20UP
И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ**

И. А. Страхов

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, МГУ

Проведено детальное исследование новейшего детектора Hamamatsu ORCA-Quest qCMOS C15550-20UP. Определены базовые характеристики, такие как шум считывания, темновой ток, коэффициент преобразования, нелинейность. Также изучена стабильность периода следования кадров. Смоделировано влияние так называемого эффекта скользящего затвора (англ. — *rolling shutter*) на оценку контраста при спекл-интерферометрических наблюдениях. Произведено сравнение спектров мощности, полученных при помощи детекторов ORCA и Andor iXon. Выявлены необходимые дополнительные методы редукции данных с детектора.

**USAGE FEATURES OF THE HAMAMATSU
ORCA-QUEST QCMOS C15550-20UP DETECTOR
AND ITS APPLICATION IN SPECKLE INTERFEROMETRY**

I. A. Strakhov

Sternberg Astronomical Institute Moscow University

A detailed study of the latest Hamamatsu ORCA-Quest qCMOS C15550-20UP detector has been carried out. Basic characteristics such as readout noise, dark current, conversion factor, and nonlinearity were determined. The temporal stability of frame acquisition has also been studied. The influence of the rolling shutter on the speckle interferometric contrast estimation was modelled. The power spectra obtained using ORCA and Andor iXon detectors were compared. Necessary additional methods of data reduction for the detector data have been implemented.

Введение

Спекл-интерферометрия позволяет оценить параметры двойственности звезд (разделение, контраст, позиционных угол), фактически достигая дифракционного разрешения при благоприятных условиях. Для таких наблюдений очень важно иметь надежный и хорошо изученный приемник света. Разумеется, нам необходим низкий уровень шума вкупе с высокой скоростью считывания, а также высокая квантовая эффективность.

До недавнего времени большой популярностью в области наблюдений с высоким разрешением пользовалась технология EMCCD (ПЗС с электронным усилением), как раз дающая прекрасные результаты как с точки зрения скорости, так и с точки зрения шума считывания.

Однако новейшие приемники CMOS продемонстрировали конкурентоспособность с EMCCD. Рассматриваемый приемник Hamamatsu ORCA-Quest qCMOS C15550-20UP имеет размер кадра 4096×2304 пкс, скорость считывания 120 полных кадров в секунду при шуме считывания $0.43 e^-$. В более медленном, но зато менее шумящем режиме считывания он позволяет считывать кадр со скоростью 5 кадров в секунду при шуме считывания $0.27 e^-$.

Благодаря своим прекрасным показателям этот детектор был выбран в качестве основного на усовершенствованном спекл-поляриметре [1], установленном на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ.

Прежде чем использовать этот детектор в научных наблюдениях, нам необходимо детально изучить его свойства и особенности работы с ним.

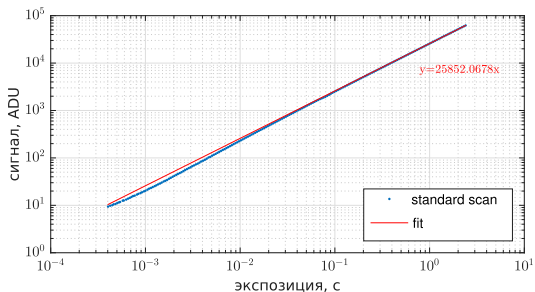


Рис. 1. Иллюстрация нелинейности в стандартном режиме считывания

Исследование детектора

Исследования базовых характеристик проводились для обоих режимов считывания кадра — стандартного (Standard scan) и медленного (Ultra quiet scan). Коэффициент преобразования оказался равен $0.1055 \pm 0.0005 \text{ e}^-/\text{ADU}$ для обоих режимов считывания. Шум считывания равен 0.422 e^- и 0.241 e^- для стандартного и медленного режима, соответственно. Темновой ток равен 0.013 e^- и $0.011 \text{ e}^-/\text{пкс}/\text{с}$ для стандартного и медленного режима, соответственно. Базовые характеристики — шум считывания, темновой ток, коэффициент преобразования — оказались удовлетворяющими спецификациям.

В ходе исследования обнаружена существенная нелинейность в области низких потоков (рис. 1). Измерения проводились при постоянном уровне освещенности и переменной экспозиции. Было проведено несколько таких экспериментов при различных уровнях освещенности. Нелинейность однозначна и воспроизводится во времени, а значит, ее можно исправить в процессе обработки.

Изучено распределение шума считывания (см. рис. 2). Оно показало себя значительно ближе к нормальному по сравнению с аналогичными величинами для EMCCD-детекторов Andor линейки iXon.

Также рассмотрена стабильность периода следования кадров. Для этого мы провели эксперимент со светодиодом, мигающим от 1PPS сигнала GPS модуля Ublox NEO-6M-0-001. Усредненный построчно сигнал на детекторе аппроксимировался функцией, зависящей от времени считывания, экспозиции, интервала между кадрами, момента вспышки светодиода, максимального и минимального значения сигнала (см. рис. 3). На основании проведенных экспериментов можно утверждать, что стабильность периода следования кадров с высокой точностью подтверждена (стабильность в пределах 5 мкс на интервале времени 5 мин.). Однако стоит заметить, что используемый драйвер (DCAM-API v4.0.6269b в системе Ubuntu 20.04) для работы с детектором выдает слегка некорректные значения частоты кадров и экспозиции. Так, выдаваемое драйвером значение периода между кадрами в стандартном режиме считывания на 7.2 мкс меньше, чем истинное значение. Методика измерения стабильности была верифицирована на модельных данных с учетом шума и известных факторов, влияющих на форму сигнала.

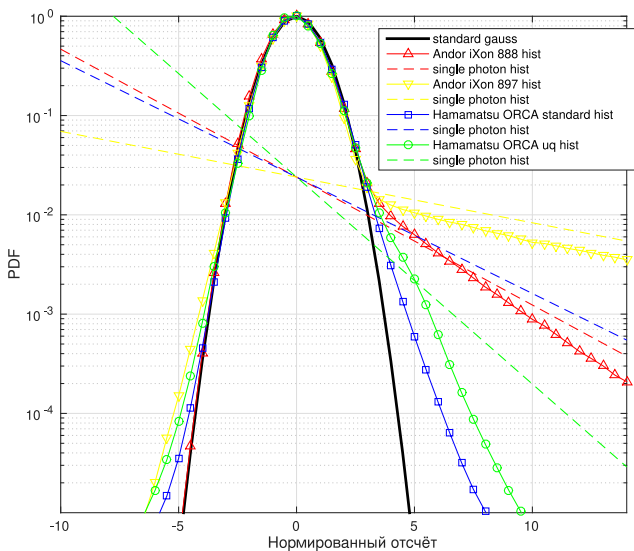


Рис. 2. Гистограммы попиксельных отклонений отсчетов одиночного кадра подложки от среднего кадра подложки по серии из 500 кадров. Отклонения нормированы на попиксельное стандартное отклонение шума считывания. На графике приведены распределения для обоих режимов считывания ORCA, а также для EMCCD-детекторов — Andor iXon 888 и iXon 897. Распределение для ORCA значительно ближе к нормальному, нежели оные для EMCCD-матриц. Отчасти это обусловлено отсутствием CIC-шума (Clock Induced Charge, см., например, [2])

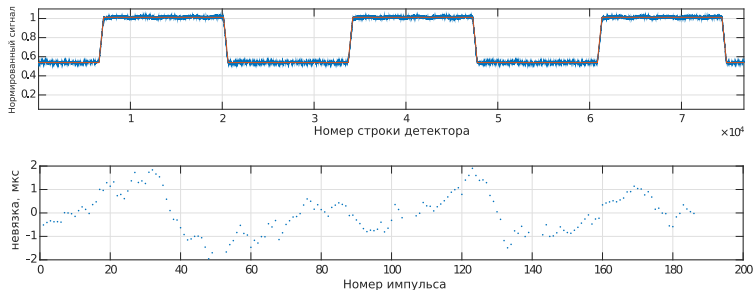


Рис. 3. Пример аппроксимации импульса и невязка линейной аппроксимации времен прихода импульсов

Было изучено влияние эффекта скользящего затвора на спекл-интерферометрические наблюдения при помощи модели получения изображений с детектора, реалистично учитывающей такие факторы, как скорость ветра, длину экспозиции, ширину фильтра, анизопланатизм, шум считывания, фотонный шум, aberrации телескопа и прочие. Показано, что влияние эффекта в режиме медленного считывания существенно влияет на оценку контраста при наблюдении объектов с разделением между компонентами больше $1''$. Однако на меньших разделениях влиянием этого эффекта можно пренебречь (см. рис. 4).

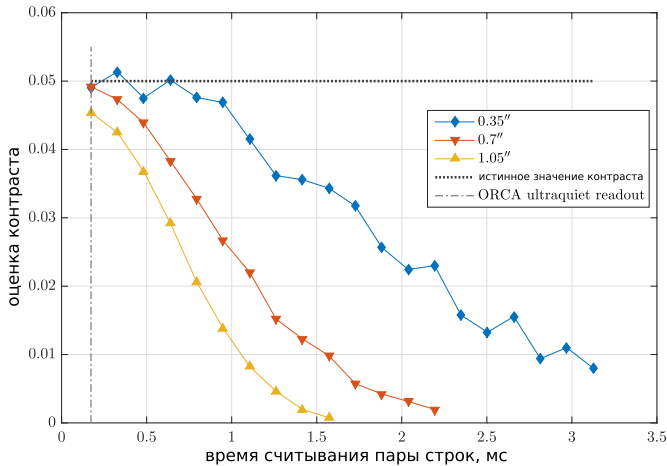


Рис. 4. Влияние эффекта скользящего затвора на оценку контраста при различных разделениях между компонентами в зависимости от времени считывания пары строк (в данном детекторе строки считываются попарно). Вертикальная черта (ultra quiet readout) — время, за которое считывается пара строк в малощумящем режиме считывания

На усредненных спектрах мощности кадров с детектора обнаруживается крестообразный артефакт. Разработана методика избавления от этого артефакта.

Кроме того, было произведено сравнение спекл-интерферометрических наблюдений с EMCCD Andor iXon 897 и с C15550-20UP. В подавляющем большинстве ORCA показал лучшие результаты соотношения «сигнал — шум» по сравнению с iXon.

Заключение

Исследованы важнейшие для спекл-интерферометрии характеристики детектора Hamamatsu ORCA-Quest qCMOS C15550-20UP. Разумеется, как и у любого устройства, у него есть свои особенности. Например, он проявляет существенную нелинейность в низких потоках, однако она исправляется на стадии обработки. Разработаны методы устранения подобных недостатков на стадии редукции. Сравнив наблюдения со старым и новым детектором, мы убедились в том, что детектор хорошо проявит себя в задаче спекл-интерферометрии и не только.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 20-72-10011.

Библиографические ссылки

- [1] Сафонов Б. С., Лысенко П. А., Додин А. В. Спекл-поляриметр 2.5-м телескопа: устройство и калибровка // Письма в Астрон. журнал. — 2017. — Т. 43, № 5. — С. 344–364.
- [2] Harpsøe K. B. W., Jørgensen U. G., Andersen M. I., Grundahl F. High frame rate imaging based photometry. Photometric reduction of data from electron-multiplying charge coupled devices (EMCCDs) // Astron. Astrophys. — 2012. — Vol. 542. — P. A23. 1202.3814.

МГД-МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ВОЛОКОН

И. М. Султанов¹, С. А. Хайбрахманов^{1,2}

¹Челябинский государственный университет, ²Уральский федеральный университет

В работе выполняется численное магнитогазодинамическое (МГД) моделирование гравитационного коллапса цилиндрического молекулярного облака с помощью кода FLASH. В расчетах с магнитным полем и без магнитного поля на концах облака формируются ядра с концентрациями $n \approx 1.3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ и $3.7 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ соответственно. Ядра передвигаются к центру со скоростью $v \approx 5.5 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, их размеры вдоль радиуса и оси волокна составляют соответственно 0.16 и 0.05 пк для случая с магнитным полем, 0.06 и 0.05 пк для случая без магнитного поля. Скорости ядер в обоих случаях совпадают, так как магнитное поле является продольным и не влияет на сжатие вдоль цилиндра. Получаемые скорости ядер согласуются с наблюдаемыми значениями в волокнах.

MHD MODELING OF THE MOLECULAR FILAMENT EVOLUTION

I. M. Sultanov¹, S. A. Khaibrakhmanov²

¹Chelyabinsk State University, ²Ural Federal University

We perform numerical magnetohydrodynamic (MHD) simulations of gravitational collapse of cylindrical molecular cloud with the help of the code FLASH. In simulations with magnetic field and without it, cores are formed at the edges of cloud with densities $n \approx 1.3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ and $3.7 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ respectively. Cores are moving toward cloud center with velocity $v \approx 5.5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, in simulations with magnetic field core sizes along radius and filament axis are 0.16 and 0.05 pc respectively, while in simulations without magnetic field core sizes are 0.06, 0.05 pc. Cores velocities are coincide in both cases, because of magnetic field that is parallel and has no effect on collapse alongside of cylinder. Core velocities are correlated with observational data in filaments.

Введение

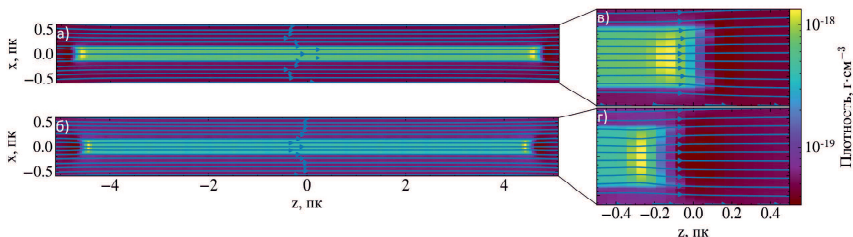
Согласно современным представлениям, образование звезд происходит в ядрах молекулярных облаков. На картах излучения молекулярные облака зачастую проявляются как вытянутые структуры — волокна. Наблюдения показывают, что характерная ширина волокон составляет порядка 10^{-1} пк, а длина варьируется от нескольких парсек до нескольких сотен парсек. Температура в волокнах составляет 10–25 K. Молекулярные волокна обладают крупномасштабным упорядоченным магнитным полем интенсивностью 10^{-4} Гс [1]. В облаках с лучевой концентрацией $N_{H_2} < 9.3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ геометрия магнитного поля является продольной, тогда как при $N_{H_2} \geq 4.6 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$ геометрия магнитного поля является перпендикулярной волокну [2].

Выделяют разные механизмы образования ядер в облаках: гравитационная неустойчивость в цилиндрах [3] и коллапс с конца (*end-dominated collapse* в англоязычной литературе), когда на концах изолированного цилиндра образуются движущиеся плотные сгустки [4]. Характеристики образующихся ядер до сих пор детально не изучены, поэтому численное магнитогазодинамическое (МГД) моделирование гравитационной фрагментации молекулярных облаков до сих пор является актуальным.

Модель

В работе моделируется гравитационный коллапс цилиндрического молекулярного облака (волокна), длиной $h_0 = 10$ пк и радиусом $r_0 = 0.2$ пк. Молекулярный вес газа $\mu = 2.31$, температура $T = 10$ K, показатель адиабаты $\gamma = 5/3$, концентрация $n = 10^5$ см $^{-3}$. Магнитное поле направлено вдоль цилиндра и имеет интенсивность $B = 1.9 \cdot 10^{-4}$ Гс, что соответствует отношению энергии магнитного поля к модулю гравитационной энергии $\varepsilon_m = 0.03$. Волокно находится в равновесии по давлению с внешней средой с концентрацией и температурой $n = 10^4$ см $^{-3}$ и $T = 100$ K. Характерное время свободного падения для выбранной плотности составляет $t_{ff} \approx 1.1 \cdot 10^5$ лет.

Гравитационный коллапс моделируется с помощью численного кода FLASH 4 [5], использующего технологию адаптивно-встраиваемых сеток (AMR). В коде уравнения идеальной МГД решаются кусочно-параболическим методом годуновского типа. Рассматривается трехмерная постановка задачи. Гравитационный потенциал находится с помощью древесного алгоритма Барнса — Хата.



Распределение плотности и линий магнитного поля волокна в плоскости $x - z$ в МГД-расчете в момент времени $t = 1.1 t_{ff}$ (панель а), $t = 1.6 t_{ff}$ (панель б). На панелях в и г показаны увеличенные участки волокна в области формирующихся ядер

Результаты

Для исследования роли магнитного поля в эволюции волокон проведены два расчета: без магнитного поля (ГД) и с магнитным полем (МГД).

На рисунке представлены срезы плотности газа в плоскости $x - z$ в моменты времени $t = 1.1 t_{ff}$ (панель а) и $t = 1.6 t_{ff}$ (панель б) для МГД-расчета. Рисунок показывает, что на краях цилиндра выделяются плотные ядра, которые с течением времени перемещаются к центру облака со скоростью $v_z \approx 5.2$ км·с $^{-1}$. В ГД-расчете ядра перемещаются к центру облака со скоростью $v_z \approx 5.7$ км·с $^{-1}$.

Размеры ядер вдоль осей x и z , концентрация n и скорость v_z вдоль оси z для МГД и ГД расчетов приведены в таблице. Таблица показывает, что в случае магнитного поля ядра сплюснуты вдоль направления магнитного поля, то есть представляют собой диски, тогда как в случае без магнитного поля ядра имеют почти сферическую форму.

Заключение и обсуждение

Расчеты показывают, что сжатие волокон вдоль оси естественным образом приводит к образованию плотных сгустков на концах волокна, которые с течением времени передвигаются к центру облака.

Характеристики формирующихся ядер

t, t_{ff}	Название расчета	$d_x,$ пк	$d_z,$ пк	n см^{-3}	v_z $\text{км}\cdot\text{с}^{-1}$
1.12	МГД	0.14	0.05	$5.8 \cdot 10^5$	3.6
	ГД	0.03	0.1	$2.1 \cdot 10^7$	3.3
1.6	МГД	0.16	0.05	$1.3 \cdot 10^6$	5.2
	ГД	0.06	0.05	$3.7 \cdot 10^6$	5.7

Скорости ядер вдоль волокна являются почти идентичными для расчетов с магнитным полем и без. Однако размеры и плотности ядер не совпадают. В расчетах с магнитным полем ядра являются сплюснутыми вдоль направления магнитного поля, и их плотность примерно на порядок меньше плотностей в расчетах без магнитного поля. Указанные свойства ядер обусловлены тем, что магнитное поле параллельно волокну и поэтому не оказывает сильного влияния на сжатие вдоль цилиндра, однако оно препятствует сжатию вдоль радиуса цилиндра.

Скорости согласуются с наблюдаемыми значениями $v = [1, 5] \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ в волокне S242, в котором происходит аналогичный коллапс с конца. Для детального количественного сравнения характеристик образующихся ядер с наблюдаемыми необходимо проведение серии расчетов в широком диапазоне начальных параметров волокна

Работа С. А. Хайбрахманова выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019. Авторы благодарят рецензента за полезные комментарии.

Библиографические ссылки

- [1] *Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A.* Hierarchical structure of the interstellar molecular clouds and star formation // *Open Astron.* — 2017. — Vol. 26. — P. 285–292.
- [2] *Woojin K., Pattle K., Sadavoy S., Hull C. L. H.* B-fields in Star-forming Region Observations (BISTRO): Magnetic Fields in the Filamentary Structures of Serpens Main // *Astrophys. J.* — 2022. — Vol. 926. — P. 1–13.
- [3] *Chandrasekhar S., Fermi E.* Problems of Gravitational Stability in the Presence of a Magnetic Field // *Astrophysical journal.* — 1953. — Vol. 118. — P. 116–141.
- [4] *Clarke S. D., Whitworth A. P.* Investigating the global collapse of filaments using smoothed particle hydrodynamics // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 449. — P. 1819–1825.
- [5] *Fryxell B., Olson K., Ricker P. et al.* FLASH: An Adaptive Mesh Hydrodynamics Code for Modeling Astrophysical Thermonuclear Flashes // *Astrophysical journal Supplement Series.* — 2000. — Vol. 131. — P. 273–334.

НАБЛЮДЕНИЯ ТРАНЗИТОВ ЭКЗОПЛАНЕТ В КОУРОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Ю. В. Сысолина

Уральский федеральный университет

Во втором полугодии 2022 г. на телескопе MASTER-Ural Коуровской обсерватории УрФУ продолжались наблюдения транзитов экзопланет в рамках программы ExoFOP-TESS. Наземные наблюдения проводятся с целью верификации кандидатов и исследования параметров экзопланетных систем. За время наблюдений удалось подтвердить транзит девяти объектов, показать, что период определен с ошибкой у четырех, и выявить необходимость в дополнительных наблюдениях семи объектов для уточнения их периода. В двух случаях требуется наблюдение с угловым разрешением лучше, чем позволяет телескоп MASTER-Ural. У одного объекта удалось исключить ложный период.

OBSERVATIONS OF EXOPLANET TRANSITS AT THE KOUROVKA OBSERVATORY

J. V. Sysolina

Ural Federal University

In the second half of 2022, the MASTER-Ural telescope at the Kourvka Observatory of UrFU continued observations of exoplanet transits as part of the ExoFop-TESS program. Ground-based observations are conducted to verify the candidates and study the parameters of exoplanet systems. During the observations, we were able to confirm the transit of nine objects, show that the period is determined with an error in four, and identify the need for additional observations of seven objects to clarify their period. In two cases, the observation of two objects requires a better angular resolution than the MASTER-Ural telescope can provide. For one object it was possible to exclude a false period.

Введение

Спутник Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) [1] — это миссия НАСА под руководством Массачусетского технологического института. Основная задача миссии — поиск кандидатов в экзопланетные системы. Кроме того, данные TESS позволяют изучать переменные звезды и исследовать астросейсмическую активность. Для поддержки миссии TESS была организована коллаборация ExoFOP-TESS, которая проводит дополнительные наземные наблюдения обнаруженных космической обсерваторией кандидатов с целью проверки и уточнения параметров транзитов. Коуровская обсерватория УрФУ участвует в ExoFOP-TESS с апреля 2019 г. Наблюдения по программе ExoFOP-TESS в Коуровской обсерватории осуществляются на телескопе MASTER-Ural [2].

Описание методики

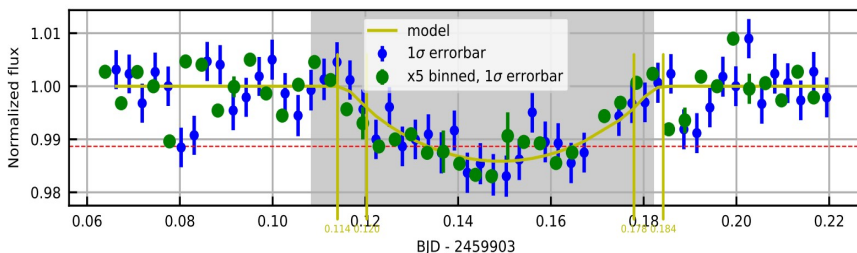
MASTER-Ural входит в сеть телескопов MASTER, основной задачей которого является проведение синоптических обзоров неба и поиск различных оптических транзиентов (сверхновых, оптических послесвечений гамма-всплесков и астероидов), однако в рамках работы коллаборации ExoFOP-TESS телескоп используется для наблюдения конкретных

кандидатов в экзопланетные системы по эфемеридам с целью проверки и уточнения параметров транзитов. Характеристики инструмента позволяют проводить фотометрические наблюдения звезд 11–14^m с точностью до 0.25 % в полосах V и R одновременно. Наблюдения транзитов экзопланет одновременно в двух фильтрах имеет преимущество как для анализа качества полученных данных, так и для верификации кандидатов и изучения экзопланетных систем, поскольку могут рассматриваться как два независимых наблюдения.

Фотометрические наблюдения транзитов планируют на основе данных сервиса TESS Transit Finder¹. Используются такие данные, как координаты системы, время начала и окончания транзита, предполагаемая продолжительность транзита и его глубина, а также яркость транзитной звезды. Получение калибровочных кадров, наблюдения и предварительная калибровка данных выполняется полностью в автоматическом режиме. После завершения наблюдений проводится апертурная фотометрия объекта и звезд сравнения в нескольких апертурах. Оптимальная апертура выбирается по критерию минимального стандартного отклонения блеска звезд сравнения. Дальнейшая обработка результатов наблюдений включает относительную фотометрию с ансамблем звезд сравнения [3], формирование отчета с данными для поправки кривой блеска (так звезды, имеющие anomalously большие отклонения кривых блеска, исключаются из ансамбля), получение кривой блеска и других полезных для последующего анализа данных [4].

Результаты наблюдений и выводы

С августа по декабрь 2022 г. при моем непосредственном участии проводились наблюдения с использованием данных сервиса TESS. Результаты наблюдений приведены в таблице. Удалось наблюдать полный или частичный транзит в соответствии с эфемеридами у девяти объектов. У четырех объектов наблюдения показали, что период определен с небольшой ошибкой и может быть уточнен. Семь объектов нуждаются в дополнительных наблюдениях для уточнения периода, так как период был определен неверно (например, на рисунке видно, что начало и окончание транзита TIC65981892.01 не соответствует эфемериде, следовательно, требуется уточнение периода). В двух случаях требуются наблюдения с угловым разрешением лучше, чем позволяет телескоп MASTER-Ural, так как рядом есть звезда поля. У одного объекта был исключен ложный период.



Наблюдавшаяся кривая блеска и модель транзита TIC65981892.01

¹<https://astro.swarthmore.edu/transits/>

Результаты обработки данных наблюдений транзитов экзопланетных систем.

t — время экспозиции; n — количество полученных кадров; RMS — среднеквадратичная ошибка кривых блеска

№	Начало наблюдений UTC	t с	n	Окончание наблюдений UTC	Объект	RMS m	Фильтр	Информация
1	02.08.2022 18:20:00	120	64	02.08.2022 21:53	TOI-1812	0.004	V	Транзит не обнаружен. Исключен один из ложных периодов
2	09.08.2022 17:45:00	30	97	09.08.2022 22:08:49	TOI-4465.01	0.006	R, V	Транзит не обнаружен. Требуется уточнение периода
3	11.08.2022 17:45:00	30	62	11.08.2022 19:35:50	TOI-4465.01	0.006	R, V	Транзит не обнаружен. Требуется уточнение периода
4	27.08.2022 16:45:04	180	36	27.08.2022 19:52:47	TOI-1812	0.004 0.003	V R	Транзит не обнаружен
5	28.08.2022 18:33:04	180	48	28.08.2022 22:02:05	TIC427153307.01	0.004	R	Транзит подтвержден, наблюдался полный транзит в соответствии с эфемеридой. Требуется наблюдение высоким угловым разрешением, так как рядом есть звезда
6	28.09.2022 18:51:56	180	32	28.09.2022 21:02:18	TIC312345863.01	0.003	R, V	Транзит не обнаружен. Требуется уточнение периода
7	28.09.2022 21:05:21	180	36	28.09.2022 23:29:12	TIC82622707.01	0.004	R, V	Транзит не обнаружен. Требуется уточнение периода
8	16.11.2022 13:44:02	180	45	16.11.2022 16:54:07	TIC352469839.01	0.003	R, V	Транзит подтвержден, наблюдался полный транзит в соответствии с эфемеридой
9	16.11.2022 17:07:04	180	62	16.11.2022 21:27:23	TIC266401846.01	0.004	V	Требуется наблюдение с высоким угловым разрешением, так как рядом есть звезда
10	16.11.2022 21:28:04	180	30	16.11.2022 23:26:58	TIC103096524.01	0.004	V, R	Транзит подтвержден, наблюдался полный транзит в соответствии с эфемеридой
11	17.11.2022 14:57:37	120	183	17.11.2022 19:03:21	TIC149833117.01	0.004	V, R	Транзит подтвержден, наблюдался полный транзит в соответствии с эфемеридой
12	17.11.2022 19:03:37	180	44	17.11.2022 22:03:19	TIC82622707.01	0.004	R, V	Транзит не обнаружен. Требуется уточнение периода
13	17.11.2022 22:03:37	180	58	18.11.2022 2:02:12	TIC354293303.01	0.004	R, V	Транзит не обнаружен. Требуется уточнение периода
14	18.11.2022 14:00:00	180	46	18.11.2022 17:34:38	TIC320281287.01	0.0025	R, V	Транзит подтвержден, наблюдался полный транзит в соответствии с эфемеридой
15	18.11.2022 17:36:00	180	34	18.11.2022 21:14:34	TIC355008856.01	0.004	R, V	Наблюдалось начало транзита в соответствии с эфемеридой
16	18.11.2022 21:18:00	180	72	19.11.2022 2:14:32	TIC444558604.01	0.003	R, V	Транзит подтвержден, наблюдался полный транзит в соответствии с эфемеридой
17	19.11.2022 13:30:00	180	54	19.11.2022 17:11:10	TIC65981892.01	0.0035	R, V	Наблюдался полный транзит, начало с задержкой относительно эфемериды
18	19.11.2022 17:15:00	180	76	19.11.2022 22:26:55	TIC245509452.01	0.0025	R, V	Наблюдалось начало транзита в соответствии с эфемеридой
19	20.11.2022 13:15:00	180	55	20.11.2022 18:00:07	TIC280254984.01	0.004	R, V	Полный транзит, но раньше, чем указано в эфемериде
20	20.11.2022 22:15:00	180	35	21.11.2022 2:13:18	TIC445807396.01	0.003	R, V	Наблюдалось окончание транзита в соответствии с эфемеридой
21	28.11.2022 14:30:00	180	53	28.11.2022 18:11:08	TIC203096531.01	0.005	R, V	Транзит не обнаружен. Требуется уточнение периода
22	28.11.2022 18:12:00	180	55	28.11.2022 21:58:33	TIC87827371.01	0.004	R, V	Полный транзит, но раньше, чем указано в эфемериде
23	28.11.2022 22:00:00	180	44	29.11.2022 2:26:51	TIC62740096.01	0.004	R, V	Наблюдалось окончание транзита в соответствии с уточненной эфемеридой
24	13.12.2022 15:50:47	180	58	13.12.2022 20:07:59	TIC308613965.01	0.004	I, B	Наблюдалось окончание транзита позже, чем предсказано эфемеридой

Библиографические ссылки

- [1] *Ricker George R., Winn Joshua N., Vanderspek Roland et al.* Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) // Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems. — 2015. — Vol. 1. — P. 014003.
- [2] *Lipunov Vladimir, Kornilov Victor, Gorbovskoy Evgeny et al.* Master Robotic Net // Advances in Astronomy. — 2010. — Vol. 2010. — P. 349171. 0907.0827.
- [3] *Burdanov A. Y., Krushinsky V. V., Popov A. A.* Astrokitt—an efficient program for high-precision differential CCD photometry and search for variable stars // Astrophysical Bulletin. — 2014. — Vol. 69, № 3. — P. 368–376. 1408.0664.
- [4] *Parviainen Hannu.* PYTRANSIT: fast and easy exoplanet transit modelling in PYTHON // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2015. — Vol. 450, № 3. — P. 3233–3238. 1504.07433.

ПЫЛЕВЫЕ НЕПРОЗРАЧНОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТА ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКОВ В FEOSAD

А. П. Топчиева
Институт астрономии РАН

Представлены рассчитанные сетки непрозрачностей пыли для различных температур с учетом вариации пылевой компоненты по размерам от 0.005 мкм до 1 см. Также учтен химический состав пылевой компоненты в зависимости от температуры и наличие ледяной мантии массой от 10 до 90 % от массы пылинки. Эти сетки будут использоваться для расчета тепловой структуры в гидродинамической модели газопылевого протопланетного диска FEOSAD.

DUST OPACITIES IN PROTOPLANETARY DISKS FOR FEOSAD CODE

A. P. Topchieva
Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences

Calculated grids of dust opacities for various temperatures are presented, with sizes of the dust component varying from 0.005 μm to 1 cm. The chemical composition of the dust component depending on temperature and the presence of an ice mantle weighing from 10 to 90 % of the mass of a dust grain are also taken into account. These grids will be used to calculate the thermal structure in the hydrodynamic model of the FEOSAD model of a protoplanetary disk with gas and dust components.

Введение

Численный программный код Formation and Evolution of Stars and Disks (FEOSAD) решает уравнения гидродинамики для газовой и пылевой компонент в протопланетном диске в пределе тонкого диска. Более полное описание кода представлено в работе [1]. Здесь лишь кратко перечислены основные части модели: во-первых, при расчете эволюции протопланетного диска учитывается как газовая, так и пылевая компоненты, а также летучие вещества; во-вторых, диск растет за счет аккреции из оставшегося от дозвездного ядра вещества; в-третьих, трение пыли о газ, включая обратную реакцию пыли на газ, рассчитывается с использованием схемы полуаналитического интегрирования, описанной в [2], и, в-четвертых, учитывается наличие различные летучих веществ в протопланетных дисках, которое связано с резким изменением состава газа и физических свойств пыли. Летучие вещества могут влиять на рост пыли, поскольку они покрывают пыль ледяной мантией, которая может изменить скорость фрагментации пыли [3]. Однако наличие ледяных мантий может также повлиять на оптические свойства пыли.

В данной работе представлены сетки планковских и росселандовых средних непрозрачностей пыли, рассчитываемые для температур от 10 до 1500 K, где пыль варьируется по размеру от 0.005 мкм до 10 см. Учитывался разный химический состав пыли для четырех температурных диапазонов. Также рассмотрено отношение ансамбля из мелкой и крупной пыли к ансамблю пыли, которая не разделяется на отдельные мелкую и крупную компоненты. Эти сетки необходимы для расчетов FEOSAD, чтобы учесть, как различные модели непрозрачности влияют на расчетную гидродинамическую структуру аккреционных дисков.

Создание сеток пылевых непрозрачностей и результаты

В данной статье представлены средние значения непрозрачностей пыли, рассчитанные для физических условий, типичных для протопланетных дисков. В качестве основного поглотителя для температур ниже ~ 1500 K рассматриваются сферические агрегатные пылевые частицы различного размера и химического состава, состоящие из льда, органики, троилита, силикатов и железа. Расчеты непрозрачностей пыли проводился с помощью кода `OrToo1`, подробно описанного в работе [4]. Исследуется зависимость непрозрачностей от принятой модели пылевых частиц, чтобы в дальнейшем показать, как они влияют на расчетную гидродинамическую структуру протопланетного диска.

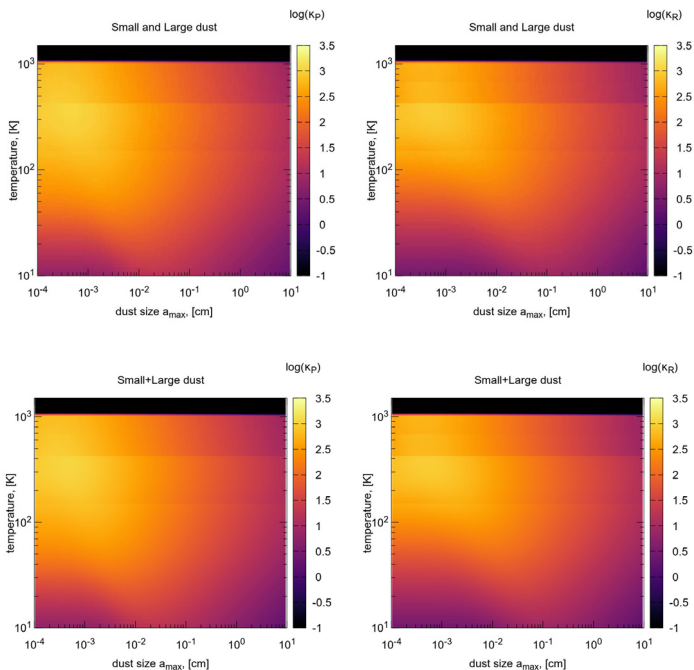


Рис. 1. Рассчитанные непрозрачности пыли в зависимости от температуры и максимального размера пылинок. Слева показаны планковские средние, справа — росселандовы средние. На верхних панелях показаны результаты для отдельных ансамблей мелкой и крупной пыли, на нижних — для объединенных ансамблей

Важно принимать во внимание, что в разных температурных диапазонах пылинки имеют различный химический состав, что дает вклад в пылевые непрозрачности. При расчете непрозрачностей в данной работе, по аналогии с работой [5], предполагался следующий состав при разных температурах:

1. От 10 до 150 K пылевое ядро преимущественно состоит из MgFeSiO_4 (40 % от общей массы пыли), сложная органика (CHON, 10 % от общей массы пыли) и троилит FeS

(50 % от общей массы пыли), оно покрыто водяным льдом, которое может составлять от 10 до 90 % от массы ядра.

- От 150 до 425 K есть только ядро с описанным выше составом, а ледяная мантия испаряется.
- От 425 до 680 K — отсутствует сложная органика, и пылевое ядро состоит на 80 % из $MgFeSiO_4$ и на 20 % из FeS .
- От 680 до 1500 K остается 100 % силикатное ядро ($MgFeSiO_4$).

В коде FEOSAD для расчета тепловой структуры используются усредненные непрозрачности — планковские и росселандовы средние. Код описывает ансамбль пыли, состоящий из двух компонент: мелких пылинок с размером от 0.005 мкм до 1 мкм и крупных пылинок размером от 1 мкм до переменного верхнего предела a_{max} , который может достигать нескольких сантиметров. Для каждой компонент предполагается степенное распределение пылинок по размерам с показателем -3.5 . Построены сетки непрозрачностей для двух рассмотренных способов расчета непрозрачностей объединенного ансамбля пыли. В первом подходе суммируются отдельно рассчитанные непрозрачности крупной и мелкой пыли, с учетом их массовой доли в общем ансамбле пыли. Во втором подходе непрозрачности рассчитаны сразу для объединенного ансамбля мелкой и крупной пыли, в котором размер варьируется от 0.005 мкм до a_{max} . Это отражено на рис. 1: показаны планковские и росселандовы средние непрозрачности для ансамбля пыли с отдельными компонентами крупной и мелкой пыли и для объединенного ансамбля пыли.

Отличия в двух рассмотренных пылевых ансамблях (ансамбль с отдельными мелкой и крупной пылью и объединенный ансамбль) можно увидеть на рис. 2. Видно, что и планковские, и росселандовы средние непрозрачности могут отличаться в несколько раз (фактор ~ 2) как в большую, так и в меньшую сторону, что может вносить значительный вклад в структуру аккреционных протопланетных дисков.

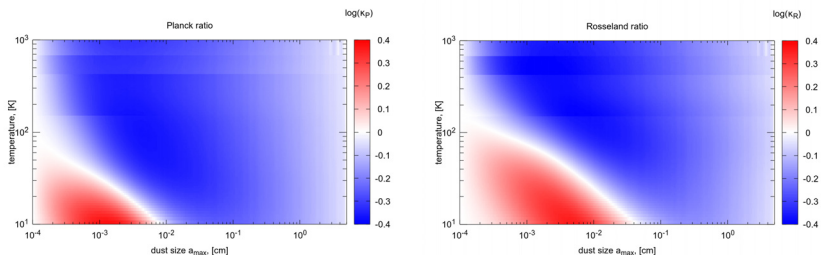


Рис. 2. Отношение непрозрачностей пыли, рассчитанных для отдельных мелкой и крупной пылевой компонент, к непрозрачностям объединенного ансамбля. Слева — планковские средние, справа — росселандовы средние

Заключение

Пока в FEOSAD внедрен расчет непрозрачностей с учетом только наличия или отсутствия льда и не учтен различный химический состав пыли. В дальнейшем планируется сделать

расчеты кодом FEOSAD более самосогласованными: использовать непрозрачности, рассчитанные с учетом массы ледяной мантии, покрывающей пылинки в данной точке диска, а также учесть газовые непрозрачности в двухтемпературном режиме. Учет двухтемпературных непрозрачностей может приводить к неустойчивостям, которые хорошо изучены в дисках тесных двойных систем [6]: при расчете вертикальной структуры диска может существовать одно или два положения равновесия. Возможно, такого рода неустойчивости могут развиваться и в протопланетных аккреционных дисках, которые описывает FEOSAD.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 22-72-10029.

Библиографические ссылки

- [1] *Vorobyov Eduard I., Akimkin Vitaly, Stoyanovskaya Olga et al.* Early evolution of viscous and self-gravitating circumstellar disks with a dust component // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 614. — P. A98. 1801.06898.
- [2] *Stoyanovskaya O. P., Vorobyov E. I., Snytnikov V. N.* Analysis of Numerical Algorithms for Computing Rapid Momentum Transfers between the Gas and Dust in Simulations of Circumstellar Disks // *Astronomy Reports.* — 2018. — Vol. 62, № 7. — P. 455–468. 1808.02867.
- [3] *Molyarova Tamara, Vorobyov Eduard I., Akimkin Vitaly et al.* Gravitoviscous Protoplanetary Disks with a Dust Component. V. The Dynamic Model for Freeze-out and Sublimation of Volatiles // *Astrophys. J.* — 2021. — Vol. 910, № 2. — P. 153. 2103.06045.
- [4] *Domink Carsten, Min Michiel, Tazaki Ryo.* OpTool: Command-line driven tool for creating complex dust opacities. — *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:2104.010. — 2021. 2104.010.
- [5] *Semenov D., Henning Th., Helling Ch. et al.* Rosseland and Planck mean opacities for protoplanetary discs // *Astron. Astrophys.* — 2003. — Vol. 410. — P. 611–621. astro-ph/0308344.
- [6] *Hameury J. M.* A review of the disc instability model for dwarf novae, soft X-ray transients and related objects // *Advances in Space Research.* — 2020. — Vol. 66, № 5. — P. 1004–1024. 1910.01852.

ОЦЕНКА И СРАВНЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ПО ДВУМ МЕТОДАМ, НА ОСНОВЕ НАБЛЮДЕНИЙ ЛИНИЙ МЕТАНОЛА В СГУСТКАХ МОЛЕКУЛЯРНОГО ГАЗА

А. А. Фарафонтова, С. В. Салий, С. Ю. Парфёнов

Уральский федеральный университет

Двумя различными методами, основанными на расчете уравнения переноса в случае отклонения от термодинамического равновесия, оценены кинетическая температура газа и лучевая концентрация метанола молекулярных сгустков в областях образования массивных звезд. В первом методе использована программа RADEX и для оценки доверительных интервалов использовано распределение χ^2 . Во втором — рассчитанная в УрФУ база населенностей энергетических уровней метанола, доверительные интервалы оценивались по формуле Байеса. Рассматривались молекулярные сгустки в областях WB673, S233IR, WB668 и G173.57+2.43, расположенных около протяженной области ионизованного водорода S231—235, и плотное молекулярное ядро Core 2, расположенное в молекулярном сгустке на границе области ионизованного водорода, RCW 120. Значения доверительных интервалов для кинетической температуры и лучевой концентрации метанола, полученные для двух методов согласуются между собой, однако точечные значения, существенно отличаются. Выявлено, что в программе RADEX с увеличением энергии уровня возрастает степень отклонения модельных интенсивностей от наблюдаемых.

ESTIMATES AND COMPARISON OF PHYSICAL PARAMETERS WHICH WERE CALCULATED WITH TWO METHODS BASED ON METHANOL LINES OBSERVATIONS OF DENSE MOLECULAR CLUMPS

A. A. Farafontova, S. V. Saliy, S. Yu. Parfenov

Ural Federal University

In this paper, with two different methods of finding non-LTE solution of radiative transfer we estimate gas kinetic temperature and methanol column density of dense clumps in massive star-forming regions. In the first method we used code RADEX and calculated χ^2 distribution. The second method is based on usage of the database of methanol level populations calculated in UrFU and calculation of confidence intervals with Bayes formula. The estimates were obtained for dense clumps in regions WB673, S233IR, WB668, G173.57+2.43 near the HII region S231—235 and for the dense core named Core 2 at the border of HII region RCW 120. Confidence intervals for kinetic temperature and methanol column density calculated with both methods are in agreement with each other and with independent estimates from literature, but point estimates are different. It was shown that deviations between modeled with RADEX and observed intensities increase with energy of an upper level.

В данной работе сравнительный анализ оценок физических параметров проводится на примере известных областей образования массивных звезд. Комплекс S231—235 содержит четыре области HII, включая рассматриваемые нами области S233 и область S231, около которой находится филаментарная структура с плотными молекулярными ядрами WB673, WB668, G173. Для оценки параметров этих сгустков использованы интенсивности линий метанола серии 2_k-1_k , приведенные в работе [1]. Интенсивности, представленные в работе, были исправлены за эффективность антенны (см. табл. 1).

RCW 120 — активно изучаемая расширяющаяся зона HII, ионизованная звездой O8V ZAV07 [2]. На границе зоны HII обнаружены молекулярные сгустки, содержащие плотные

молекулярные ядра Core 1 и Core 2 [3]. Приведенные в работе [3] интенсивности линий серии 5_k-4_k , наблюдавшиеся в Core 2, использованы нами для оценок физических параметров (табл. 1).

Таблица 1. Наблюдаемые яркостные температуры T_{obs} для рассматриваемых объектов. Частоты переходов и значения энергий верхних уровней взяты из базы данных CDMS*

Объект/переход	Частота, ГГц	E_U, K	T_{obs}, K	Объект/переход	Частота, ГГц	E_U, K	T_{obs}, K
WB673				G173.57+2.43			
$2_{-1}-1_{-1} v_t = 0 E$	96.739390	12.50	3.8 ± 0.2	$2_{-1}-1_{-1} v_t = 0 E$	96.739390	12.50	1.0 ± 0.3
$2_0-1_0 v_t = 0 E$	96.744580	20.10	0.5 ± 0.2	$2_0-1_0 v_t = 0 E$	96.744580	20.10	0.01 ± 0.01
$2_1-1_1 v_t = 0 E$	96.755510	28.01	0.1 ± 0.3	$2_1-1_1 v_t = 0 E$	96.755510	28.01	0.01 ± 0.01
$2_0-1_0 v_t = 0 A^{++}$	96.741420	6.96	4.4 ± 0.2	$2_0-1_0 v_t = 0 A^{++}$	96.741420	6.96	1.5 ± 0.4
S233IR				RCW 120			
$2_{-1}-1_{-1} v_t = 0 E$	96.739390	12.50	3.3 ± 0.1	$5_0-4_0 v_t = 0 E$	241.700159	47.93	2.3 ± 0.1
$2_0-1_0 v_t = 0 E$	96.744580	20.10	0.8 ± 0.2	$5_1-4_1 v_t = 0 E$	241.767234	40.40	4.2 ± 0.3
$2_1-1_1 v_t = 0 E$	96.755510	28.01	0.4 ± 0.2	$5_{-3}-4_{-3} v_t = 0 E$	241.843604	82.53	0.4 ± 0.2
$2_0-1_0 v_t = 0 A^{++}$	96.741420	6.96	4.5 ± 0.1	$5_3-4_3 v_t = 0 E$	241.852299	97.53	0.2 ± 0.1
WB668				$5_2-4_2 v_t = 0 A^{++}$			
$2_{-1}-1_{-1} v_t = 0 E$	96.739390	12.50	1.8 ± 0.2	$5_0-4_0 v_t = 0 A$	241.791352	34.80	4.5 ± 0.2
$2_0-1_0 v_t = 0 E$	96.744580	20.10	0.1 ± 0.2	$5_{-1}-4_{-1} v_t = 0 E$	241.879025	55.87	0.8 ± 0.1
$2_1-1_1 v_t = 0 E$	96.755510	28.01	0.4 ± 0.3	$5_3-4_3 v_t = 0 A$	241.832718	84.62	0.4 ± 0.1
$2_0-1_0 v_t = 0 A^{++}$	96.741420	6.96	2.5 ± 0.3	$5_3-4_3 v_t = 0 A^{++}$	241.833106	84.62	0.4 ± 0.1
				$5_2-4_2 v_t = 0 A^{-}$	241.842284	72.52	0.4 ± 0.2

Оценки физических параметров молекулярных ядер проводились с учетом отклонений от термодинамического равновесия с помощью двух независимых программ: пакета RADEX [4] (далее — R) и программы, разработанной в УрФУ (далее — C), использующей базу населенностей уровней энергий метанола [5].

Для получения оценок физических параметров молекулярных ядер, рассматриваемых в данной работе, используются два метода, первый из которых основывается на распределении χ^2 , как описано в [1], а второй — на формуле Байеса (см., например, [3]).

В обеих программах используются приближенные выражения для вероятностей выхода фотонов из среды: в R — приближение для расширяющейся сферической оболочки, а в C — приближение В. В. Соболева. Также, в отличие от R , в C учитывается блендирование линий, излучение и поглощение пыли. В программах отличаются нормировка суммы населенностей, численный критерий для остановки итераций при решении уравнений статистического равновесия. Кроме того, в программах использовались разные спектроскопические данные: в R данные берутся из базы LAMDA**; в C — из работ, процитированных в [5].

С помощью R для серии переходов 2_k-1_k была рассчитана сетка модельных интенсивностей при различных значениях температуры и лучевой концентрации. Плотность молекулярного водорода была зафиксирована $n_{H_2} = 10^4 \text{ см}^{-3}$ согласно оценкам [1]. Лучевая концентрация метанола изменялась в диапазоне $N_{col} = 10^{11}-10^{16} \text{ см}^{-2}$ с шагом $1 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$. Для серии переходов 5_k-4_k лучевая концентрация варьировалась в диапазоне $N_{col} = 10^{13}-10^{15} \text{ см}^{-2}$ с шагом $1 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$, плотность молекулярного водорода была зафиксирована $n_{H_2} = 10^4 \text{ см}^{-3}$, согласно [3]. Кинетическая температура газа в обоих случаях варьировалась от 10 до 100 K с шагом 10 K . При расчетах использовались усредненные ширины линий: для G173 и WB668 ширина линий составляла 1 км/с, для WB673 и S233IR — 3 км/с, для RCW 120—5 км/с.

В базе населенностей уровней энергий метанола, используемой C , сетка параметров значительно шире, см. [5]. Расчеты для серии переходов 2_k-1_k велись с фиксированными значениями плотности молекулярного водорода 10^4 см^{-3} , обилия метанола $3.2 \cdot 10^{-7}$, фактора заполнения диаграммы 100 % и ширины линий, использованных в модели R .

*<https://cdms.astro.uni-koeln.de>

**<https://home.strw.leidenuniv.nl/~moldata/CH3OH.html>

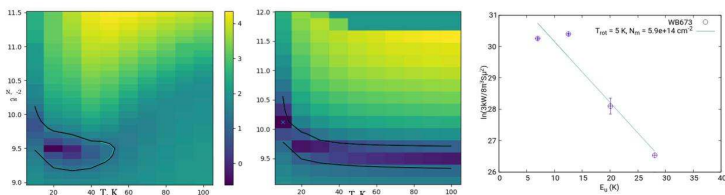


Рис. 1. Распределение χ^2 для объекта WB673, на левом графике приведено распределение для программы (C), на среднем графике для программы (R). На правом графике приведена вращательная диаграмма для этого объекта

На основе вычисленных с помощью R модельных интенсивностей линий метанола была сформирована сетка значений χ^2 и определены значения параметров, которые соответствуют минимальным значениям χ^2 , а также доверительные интервалы, которые соответствуют вероятности 95 % для каждого из рассматриваемых объектов (табл. 2). По вычисленным с помощью C модельным интенсивностям линий метанола рассчитаны апостериорные вероятности для параметров с учетом однородной априорной вероятности. Интервал значений параметров, полученных методом Байеса, также соответствует вероятности 95 % (табл. 2).

Таблица 2. Точечные оценки кинетической температуры (T_{kin}) и лучевой концентрации метанола (N_{col}), полученные из программы R и C , доверительные интервалы для этих оценок (приведены в скобках) для вероятности равной 95 %

Объект	$T_{kin}(R)$, K	$T_{kin}(C)$, K	$N_{col}(R)$, $\times 10^{14}$ см $^{-2}$	$N_{col}(C)$, $\times 10^{14}$ см $^{-2}$
WB673	10(10–100)	20(10–40)	0.4(0.1–10)	9.5(7.6–12.0)
S233IR	10(10–50)	30(20–40)	13(1–20)	9.5(6.0–12.0)
WB668	30(10–50)	40(10–50)	1.9(1–10)	3.8(2.4–7.6)
G173.57+2.43	40(10–100)	30(10–50)	0.4(0.01–10)	0.8(0.3–1.5)
RCW120	10(10–50)	30(20–40)	240(0–1000)	25.0(23–100)

Доверительные интервалы для кинетической температуры, полученные из распределения χ^2 с помощью R , для ступок S233IR, WB668, RCW 120 совпадают с доверительными интервалами, полученными методом Байеса с помощью C . Однако из данных табл. 2 видно, что точечные значения температур, полученные, соответственно, в минимуме χ^2 и в максимуме апостериорной вероятности, согласуются не для всех объектов. Такое различие полученных параметров можно объяснить на примере распределения χ^2 , построенного для серии линий 2_k-1_k объекта WB673 как с помощью R , так и C (рис. 1). Как видно на рис. 1, область относительно малых значений χ^2 вытянута вдоль оси кинетических температур, и точечная оценка с одинаковой вероятностью может лежать в широком интервале температур. Следовательно, использование доверительных интервалов при интерпретации наблюдений в подобных нашим сериях линий молекул метанола является более предпочтительным, чем точечные оценки.

Также на рис. 1 видно, что распределения χ^2 вдоль оси температур значительно отличаются, в связи с чем отличаются полученные доверительные интервалы. То же самое отличие наблюдается для G173.57+2.43. Это связано с отличием в приближении теоретических спектров модельными при расчетах в программах R и C . В отличие от C , с помощью R не удается получить близкие к наблюдаемым интенсивности для переходов серии 2_k-1_k с энергиями верхнего уровня, > 20 K, и для переходов серии 5_k-4_k с энергиями, > 60 K (рис. 2).

Полученные для объектов S233IR, WB673, WB668 и G173.57+2.43 интервалы кинетических температур согласуются с независимыми оценками температуры возбуждения CO (2–1)–20–40 K (см. рис. 17 в [6]). Также важно отметить, что температуры из вращательных диаграмм для этих объектов (рис. 1, справа) имеют значения ниже, чем температуры газа, полученные нами на основе расчетов переноса излучения. Это является характерным для переходов серии 2_k-1_k и значения плотности водорода меньше, чем 10^8 см^{-3} .

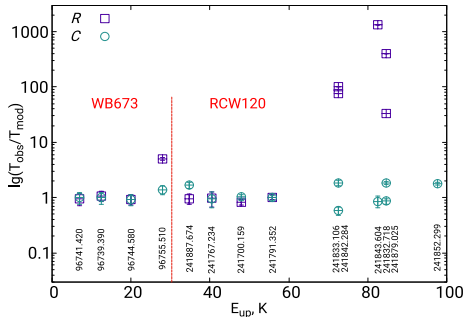


Рис. 2. Зависимость отношения наблюдаемой интенсивности к модельной от энергии верхнего уровня перехода. Модельные интенсивности полученных в R (квадраты) и C (кружки) при параметрах, соответствующих точечным оценкам из табл. 2

Работа С. В. Салий и С. Ю. Парфёнова выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

Библиографические ссылки

- [1] *Kirsanova M. S., Salii S. V., Sobolev A. M. et al.* Molecular gas in high-mass filament WB673 // *Open Astronomy*. — 2017. — Vol. 26, № 1. — P. 99–105. 1711.01428.
- [2] *Figueira M., Zavagno A., Deharveng L. et al.* Star formation towards the Galactic Hregion RCW 120 — Herschel observations of compact sources // *A&A*. — 2017. — Vol. 600. — P. A93.
- [3] *Kirsanova M. S., Salii S. V., Kalenskii S. V. et al.* The warm-up phase in massive star-forming cores around RCW 120 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2021. — Vol. 503, № 1. — P. 633–642.
- [4] *van der Tak F. F. S., Black J. H., Schöier F. L. et al.* A computer program for fast non-LTE analysis of interstellar line spectra. With diagnostic plots to interpret observed line intensity ratios // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 468, № 2. — P. 627–635. 0704.0155.
- [5] *Salii S., Parfenov S., Sobolev A.* Updated Base of Methanol Energy Level Populations // *Modern Star Astronomy*. — 2018. — Vol. 1. — P. 276–279.
- [6] *Bieging J. H., Patel S., Peters W. L. et al.* The Arizona Radio Observatory CO Mapping Survey of Galactic Molecular Clouds. V. The Sh2-235 Cloud in CO J=2-1, ^{13}CO J=2-1, and CO J=3-2 // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2016. — Vol. 226, № 1. — P. 13.

АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ДАННЫХ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ КОМПЛЕКСА НАБЛЮДЕНИЙ ЗА ДЕФОРМАЦИОННЫМИ ПРОЦЕССАМИ, ВЫПОЛНЕННЫХ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕНЗОМЕТРИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ

Н. Е. Фаткуллина¹, Ф. З. Зарипова^{1,2}, А. Г. Князев², Н. А. Казаченко¹

¹Уральский федеральный университет,

²ООО «Уральская проектно-изыскательская компания»

Данная статья посвящена вопросам наблюдения за деформациями конструкций уникальных объектов. В статье рассматривается анализ пространственных данных, полученных с использованием тензометрических датчиков, приведен расчет нагрузок, воспринимаемых конструкцией. Кроме того, приводится сопоставление тензометрических данных с величинами деформаций, полученными посредством геодезических методов.

SPATIAL DATA ANALYSIS BASED ON THE RESULTS OF A SET OF OBSERVATIONS OF DEFORMATION PROCESSES PERFORMED USING STRAIN GAUGES

N. T. Fatkullina¹, F. Z. Zaripova^{1,2}, A. G. Knyazev², N. A. Kazachenko¹

¹Ural Federal University, ²LLC "Ural Design and Survey Company"

This article is devoted to the issues of observation and analysis of deformations of structures of unique objects. The article discusses the analysis of spatial data obtained using strain gauges, the calculation of loads perceived by the structure. In addition, the article presents a comparison of strain gauge data with the values of deformations obtained by geodetic methods.

Введение

Технический мониторинг — это контроль и отслеживание (мониторинг) состояния несущих конструкций здания и сооружения, фиксация степени и скорости изменения состояния объекта (появления дефектов), принятие в случае необходимости экстренных мер по предотвращению аварийных ситуаций [1].

Необходимость производства мониторинга при строительстве обуславливается категорией здания КС3 по ГОСТ 27751-2014 «Надежность строительных конструкций и оснований. Основные положения» и геотехнической категорией площадки строительства [2].

В данной статье рассматривается наблюдение контролируемых параметров напряжения конструкций, в нашем случае наблюдение напряжения частей конструкций фермы при прогибе ферм в период строительства с помощью тензометрических датчиков на конструкциях объекта и наблюдение прямых значений прогиба методом тригонометрического нивелирования. Тензометрия — это способ и методика измерения напряженно-деформированного состояния измеряемого объекта или конструкции.

В основу работы струнного тензометра положен принцип зависимости частоты колебаний струны от степени ее натяжения. При деформации конструкции, на которой установлен датчик, изменяется натяжение струны, которое прямо пропорциональное наблюдаемым деформациям.

Описание объекта

Объект расположен на территории Российской Федерации, г. Екатеринбург, на набережной р. Исеть.

Покрытие объекта предусмотрено овальной формы. Основные несущие конструкции — стальные фермы, опирающиеся по коротким сторонам здания на колонны. Нижний пояс ферм предусмотрен горизонтальным, верхний пояс — полигональным. Для минимизации усилий от температурных воздействий и распора ферм, часть опор ферм предусмотрена шарнирно-подвижными.

Устойчивость и геометрическая неизменяемость металлических конструкций покрытия обеспечивается совместной работой ферм и системой вертикальных и горизонтальных связей между фермами.

Наблюдения и анализ показаний

Тензометрические датчики установлены на стальную конструкцию ферм в местах наиболее подверженных деформации (возникновение усилий).

Установка датчиков на металлическую конструкцию ферм произведена с применением ручной сварки. Тензосистема предусматривает установку датчиков на 4 участках каждой фермы, на раскосах (R-1, R-2) и на верхних поясах (VP-1, VP-2) фермы в двух направлениях. На двух из 12 ферм установлены датчики на нижнем поясе фермы (NP-1). На каждом участке наблюдений устанавливается не менее 3 датчиков. Места установки датчиков отмечены на схеме ниже (рис. 1).

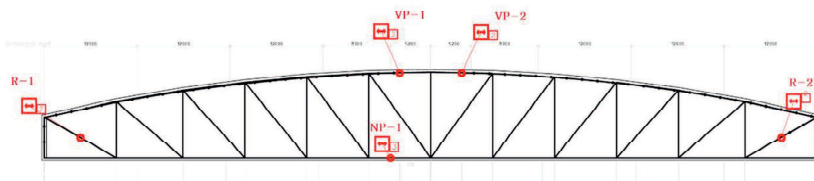


Рис. 1. Места установки тензометрических датчиков

Получение данных производится с использованием считывателя (даталоггера) путем присоединения кабелей датчиков к считывателю с помощью специализированных кабелей-адаптеров. Выходными данными датчика являются частота (Гц) и температура ($^{\circ}\text{C}$) [3]. В процессе обработки полученных результатов измерений для каждого цикла рассчитывается значение относительной деформации $\mu\varepsilon$.

$$\mu\varepsilon = F^2 \times (K \times 10^{-3}), \quad (1)$$

где F — частота в Гц; K — размерный коэффициент, $K = 4.062$. Полученные значения пересчитываются в напряжение

$$\sigma = E \times \mu\varepsilon, \quad (2)$$

которое при умножении на сечение дает усилие:

$$Q = E \times \mu\varepsilon \times S, \quad (3)$$

где E — модуль упругости, $\text{H}/\text{мм}^2$ (из СП 16.13330.2017 «Стальные конструкции», $E = 2.0610^5 \text{ H}/\text{мм}^2$) [4]; S — площадь сечения элемента фермы, м^2 . Значения усилий в

Таблица 1. Расчет показаний датчика

Номер датчика	1 цикл, ноябрь 2021		2 цикл, апрель 2022		3 цикл, апрель 2022		4 цикл, ноябрь 2022	
	σ , Н/мм ²	Q, тс	σ , Н/мм ²	Q, тс	σ , Н/мм ²	Q, тс	σ , Н/мм ²	Q, тс
1-я ферма								
R-1	714.14	5.23	717.84	5.26	721.17	5.26	717.18	5.25
VP-1	551.31	0.97	540.03	0.95	534.73	0.95	538.55	0.95
NP-1	682.50	5.00	690.08	5.06	638.39	5.06	689.64	5.05
VP-2	531.69	0.94	516.72	0.91	520.22	0.91	518.03	0.92
R-2	657.36	4.82	659.84	4.83	661.32	4.83	661.32	4.85
2-я ферма								
R-1	678.96	4.97	684.45	5.01	684.97	5.01	682.46	5.00
VP-1	554.63	0.98	537.16	0.95	542.11	0.95	537.08	0.95
VP-2	548.41	0.97	532.28	0.94	534.90	0.94	534.50	0.94
R-2	666.94	4.89	668.02	4.89	669.94	4.89	670.94	4.92

дальнейшем из Ньютонов переводятся в тонны сил. Расчет показаний датчика по четырем циклам приведен в табл. 1.

Для большей наглядности ниже представлены графики распределения нагрузок и прогиба для данных за ноябрь 2021 г. (рис. 2). На графике видно, что раскос фермы и нижний пояс испытывают напряжение из-за растяжения конструкции, в то время как напряжение, испытываемое датчиками на верхнем поясе ниже из-за сжатия конструкции. Графики для данных ноября 2022 г. будут схожи из-за небольших изменений прогиба и усилий. В последних двух столбцах табл. 2 приведены изменения усилий и изменения прогиба за год. Согласно данным совместных наблюдений, выявлена зависимость: при увеличении значения прогиба на 1 мм соответствует изменению усилия на $\pm 0.005\text{--}0.01$ тс. Знак определяется исходя из места установки датчика.



Рис. 2. Графики распределения нагрузок и прогиба

В ходе работы было проанализировано 150 датчиков, установленных на 12 фермах в 50 местах, для упрощения восприятия дальше будут рассматриваться только 2 основные фермы.

В связи с тем, что при расчетах для верхних и нижних поясов ферм используется одна площадь сечения, а для раскосов — другая, различаются значения усилий. Как можно заметить из данных таблицы, максимальные изменения усилий составляют 0.06 тс для датчика 1 фермы NP-1 между циклами 1—2 и 1—3. Изменений нагрузки на конструкцию не производилось. Обосновать изменение усилий можно изменением температуры окружающей среды.

Параллельно на объекте ведутся работы по мониторингу геометрических параметров конструкций ферм. Геодезическими методами с применением электронного тахеометра производятся работы по контролю прогиба конструкции фермы. Согласно таблице Д1 из СП

Таблица 2. Изменение прогиба и усилий конструкции

Номер датчика	1 цикл, ноябрь 2021 г. прогиб, мм	2 цикл, ноябрь 2021 г. прогиб, мм	Δ (2 – 1), мм	1 цикл, ноябрь 2021 г. усилия, тс	4 цикл, ноябрь 2022 г. усилия, тс	Δ усилий (4 – 1 циклы) тс
R-1	–11.0	–13.0	–2.0	5.232	5.254	0.022
VP-1	–49.0	–51.0	–2.0	0.974	0.951	–0.023
NP-1	–52.0	–56.0	–4.0	5.000	5.053	0.052
VP-2	–48.0	–54.0	–6.0	0.939	0.915	–0.024
R-2	–9.0	–13.0	–4.0	4.816	4.845	0.029
R-1	–11.0	–14.0	–3.0	4.974	5.000	0.026
VP-1	–59.0	–65.0	–6.0	0.980	0.949	–0.031
VP-2	–58.0	–63.0	–5.0	0.969	0.944	–0.025
R-2	–12.0	–15.0	–3.0	4.886	4.916	0.029

20.13330.2016 «Нагрузки и воздействия», значения предельных вертикальных прогибов составляет 300 мм [5].

В табл. 2 приведены значения прогибов, полученные геодезическим методом за 2 цикла. Первый цикл произведен в ноябре 2021 г., второй — в ноябре 2022 г., что соответствует первому и четвертому циклу для тензометрических датчиков.

Заключение

Анализируя показания тензометрических датчика, установленных на металлической конструкции фермы, можно сделать вывод о том, что при разных температурных режимах окружающей среды показания датчиков испытывают незначительные изменения.

Мы знаем, что увеличение усилий на конструкцию ведет к ее растяжению, и, наоборот, уменьшение — к сжатию. Используя закономерность, выявленную при сравнении геодезических и инструментальных методов для значений, полученных с тензометрических датчиков, можно определить значение прогиба, не производя геодезических измерений.

Библиографические ссылки

- [1] МНИИТЭП ГУП. ГОСТ 31937-2011 «Здания и сооружения. Правила обследования и мониторинга технического состояния». — Москва : Стандартинформ, 2014. — 59 с.
- [2] НИЦ «Строительство» ОАО. «ГОСТ 27751-2014. Надежность строительных конструкций и оснований. Основные положения». — Москва : Стандартинформ, 2015. — 16 с.
- [3] СИТИС. Накладной струнный тензометр. — <http://www.civionic.ru/assets/sprut10101> : ООО «СИТИС Спрут», 2014.
- [4] России Минстрой. СП 16.13330.2017 Стальные конструкции. — Москва : Минстрой России, 2017. — 148 с.
- [5] России Минстрой. СП 20.13330.2016 Нагрузки и воздействия. Актуализированная редакция СНиП 2.01.07-85. — Москва : Стандартинформ, 2018. — 80 с.

ПОИСК НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПРОФИЛЕЙ ЯРКОСТИ ВТОРИЧНЫХ ЗАТМЕНИЙ В ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ ПРИ ПОМОЩИ МОДЕЛИРОВАНИЯ КОРРЕЛЯЦИОННОГО ШУМА КА SPITZER

А. А. Федотов, Р. В. Балуюев

¹Санкт-Петербургский государственный университет

Построена модель коррелированного шума в полосе 3.6 мкм космического телескопа Spitzer/IRAC, используемая для цели поиска неоднородностей инфракрасного профиля яркости экзопланеты HD209458b. Учет шума выполнялся при помощи метода максимального правдоподобия в модели гауссового процесса. Выявлена сложная природа красного шума, содержащего две компоненты с характерным временем затухания порядка 10 с и 5 мин. Получена глубина вторичного затмения 0.094 ± 0.013 % и отклонение центра затмения на 3.1 ± 3.4 мин.

SEARCH FOR INHOMOGENEITIES OF BRIGHTNESS PROFILES OF SECONDARY ECLIPSES IN THE INFRARED RANGE USING CORRELATION NOISE SA SPITZER MODELING

A. A. Fedotov, R. V. Baluev

Saint Petersburg State University

A correlated noise model in the 3.6 μm band of the Spitzer/IRAC space telescope is constructed for the purpose of searching for inhomogeneities in the infrared brightness profile of the exoplanet HD209458b. The noise was treated using the maximum likelihood method in the Gaussian process model. The complex nature of red noise, which contains two components with characteristic decay times of the order of 10 seconds and 5 minutes, is revealed. We obtained a secondary eclipse depth of 0.094 ± 0.013 % and an eclipse center deviation of 3.1 ± 3.4 minutes.

Введение

Целью работы является разработка метода исследований вторичных затмений горячих юпитеров. Экзопланеты данного класса близки к своим родительским звездам и обладают значительными размерами, что облегчает обнаружение их собственного излучения, когда планета за относительно короткое время заходит за звезду. Подобные затмения планет звездой и называются вторичными, при этом они куда менее глубокие, чем транзиты.

Изучение вторичных затмений позволяет уточнить форму орбиты и температуру планеты. Нашей целью исследования являлся поиск более тонкого эффекта, а именно отклонения профиля вторичного затмения, которое может быть вызвано неоднородностями яркости или отличием формы планеты от шара. Неоднородность яркости горячих юпитеров ожидается по сочетанию причин. Из-за близости к звезде они должны находиться в приливном захвате. При этом наиболее нагретая область смещается относительно подзвездной точки [1]. Для наблюдения этого эффекта оптимально подходит инфракрасный диапазон излучения, так как на него приходится максимум собственного излучения планеты. Именно поэтому для анализа были выбраны наблюдения инфракрасного телескопа Spitzer.

Работа является развитием представленной ранее [2]. Похожий вопрос поиска неоднородностей яркости поднимался ранее другими авторами [3–5]. Стоит упомянуть также работу [6], в которой часть наблюдений, применяемых в этой работе, и их обработка производится похожим методом, но ведется измерение других характеристик планеты.

Описание методики

В работе проанализированы архивные данные космического телескопа Spitzer, снятые в промежутках с 2011 по 2015 г. в полосе 3.6 мкм. В открытом доступе находятся предобработанные (BCD; Basic Calibrated Data) fits-файлы (<https://sha.ipac.caltech.edu/applications/Spitzer/SHA/>). Всего в работе использовались наблюдения 13 вторичных затмений экзопланеты HD209458b, для каждого из которых имелось примерно от 2 500 до 3 500 файлов. Каждый файл представлял из себя куб данных 32 на 32 пикселя по двум измерениям и 64 кадра по третьему. Выбор планеты был обусловлен тем, что у нее круговая орбита, что облегчило последующее моделирование, и при этом имелось наибольшее количество наблюдений вторичных затмений.

Для обработки наблюдений была проведена апертурная фотометрия. Для нее использовался радиус апертуры в 4 пикселя, кольцо фона шириной 12 пикселей и зазором между ними в 8 пикселей. Радиус апертуры был обусловлен примерным расстоянием, на котором яркость объекта становится неотличимой от фона. Также было проведено усреднение результатов обработки для снимков из одного файла (64 последовательных кадра в пределах 9 с) с целью уменьшения количества данных из-за ограничений вычислительных затрат при последующей обработке.

Из данных были удалены 20 кадров с выбросами, следуя методике из работы [7]. Выбросы определялись по результатам сравнения эмпирического распределения невязок с гауссовым. Те фотометрические измерения, которые попали в сильно отклоняющиеся хвосты распределения, были удалены.

Полученная фотометрическая кривая содержала значительные шумы, учет которых и является основной трудностью для получения неоднородностей вторичного затмения. Основным их источником в используемом диапазоне является неодинаковая чувствительность пикселей [6]. Эта ошибка не устраняется предобработкой и приводит к тому, что по мере смещения звезды по матрице детектора (из-за погрешностей гидирования) считываемый сигнал меняется синхронно со смещением, из-за чего возникает коррелированный шум.

На текущем этапе рассматривалось только два параметра, связанные с моделью затмения. Один из них отвечал за отношение яркости планеты и звезды, а второй — за смещения центра затмения относительно расчетного по орбитальным параметрам. Использовались параметры звездной системы из работы [8]. Модель предполагала равномерно яркий диск планеты, который равномерно заходит за диск звезды по прямой с некоторым прицельным параметром. Фактически она является реализацией простейшей модели из статьи [9].

Подбор наиболее подходящих параметров производился при помощи метода максимального правдоподобия. К модели основного сигнала (кривой затмения) добавлялся полиномиальный тренд третьей степени. Набор коэффициентов подбирался отдельно для каждого наблюдения, а параметры затмения подбирались одинаковые для всех затмений сразу.

Шум в каждом затмении моделировался в виде стационарного гауссового процесса (ГП-метод). То есть предполагалось, что весь набор (то есть вектор) измерений одного затмения следует многомерному гауссовому распределению, чья ковариационная матрица задается с помощью корреляционной функции шума. Функция правдоподобия для ГП-метода при-

нимает вид:

$$p(\mathbf{d} | \boldsymbol{\alpha}, \boldsymbol{\eta}) = \mathcal{N}[\boldsymbol{\mu}(\boldsymbol{\alpha}), \mathbf{V}(\boldsymbol{\eta})] = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{N}{2}} \sqrt{\det \mathbf{V}}} \exp\left(-\frac{1}{2}(\mathbf{d} - \boldsymbol{\mu})^T \mathbf{V}^{-1}(\mathbf{d} - \boldsymbol{\mu})\right), \quad (1)$$

где \mathbf{d} — ряд наблюдений; $\boldsymbol{\mu}$ — модель кривой блеска, зависящая от параметров $\boldsymbol{\alpha}$; \mathbf{V} — ковариационная матрица, зависящая от параметров $\boldsymbol{\eta}$.

Этот метод позволяет описать более широкий спектр моделей, чем классический МНК с некоррелированным (белым) шумом. Необходимо только понимание структуры корреляционной функции шума, заполняющей внедиагональные элементы матрицы \mathbf{V} . Реализация этого метода в работе была сделана на основе алгоритма, использованного в статье [10].

Наша текущая модель корреляционной функции имеет вид:

$$k(\Delta t_{ij} | \boldsymbol{\eta}) = \sigma_0^2 \delta_{ij} + \sigma_1^2 \exp\left(-\frac{\Delta t_{ij}^2}{2\tau_1^2}\right) + \sigma_2^2 \exp\left(-\frac{\Delta t_{ij}^2}{2\tau_2^2}\right) + \sigma_3^2 \exp\left(-\frac{\Delta t_{ij}^2}{2\tau_3^2}\right) \cos\left(\frac{2\pi \Delta t_{ij}}{P}\right),$$

$$\boldsymbol{\eta} = \{\sigma_0, \sigma_1, \tau_1, \sigma_2, \tau_2, \sigma_3, \tau_3, P\}, \quad (2)$$

где первое слагаемое отвечает за белый шум, второе и третье — за двухкомпонентный красный шум (его физическая природа пока не до конца ясна), а четвертое — за квазипериодический шум (это эффект неравномерной чувствительности пикселей). Стоит отметить, что такая модель функции явилась результатом длительной итеративной работы.

Результаты

Результат работы программы показал следующие значения параметров модели (амплитуда нормирована на среднее значение сигнала вне затмения): σ_0 — от 0.0008 до 0.0014; σ_1 — от 0.0011 до 0.0027; σ_2 — от 0.0005 до 0.0018; σ_3 — от 0.0008 до 0.0026; τ_1 — от 10 до 12 с; τ_2 — от 2 до 6 мин; P — от 36 до 55 мин. Параметр τ_3 для шести затмения находится в пределах от 1.5 до 6 ч, а в остальных 7 статистически согласуется с бесконечностью, что указывает на отсутствие затухания квазипериодического шума в половине случаев.

На раннем этапе этой работы (простейший МНК с белым шумом) получалась глубина вторичного затмения 0.101 ± 0.009 %, а отклонение центра затмения в 1.64 ± 1.29 мин [11]. ГП-метод в текущей модели дает значение параметров 0.092 ± 0.014 % и 3.13 ± 3.39 мин соответственно. Отклонение центра соответствует 0.28 ± 0.30 радиусов планеты. Стоит отметить, что погрешности превышают полученные на первом этапе, поскольку коррелированный шум позволяет описать погрешность более надежно (то есть погрешности МНК занижены из-за неадекватной модели шума). Также важно то, что полученная оценка глубины затмения согласуется с результатами [6].

Важным результатом работы является обнаружение двух компонентов красного шума. На начальном этапе рассматривалась модель с одним компонентом, показывающим затухание на масштабе около 10 с, однако в этой модели получалось быстрое затухание квазипериодической части шума, что не согласовалось с коррелограммой. Введение второго компонента, затухающего на масштабе 5 мин., улучшило картину. Подобные временные масштабы затухания красного шума присутствуют в работе [6], однако так как у этого автора в модели имеется только один компонент, то наиболее подходящая модель в разных наблюдениях сходится то к одному, то к другому из этих значений для времени затухания.

Таким образом, была продолжена работа по улучшению модели шума для анализа наблюдений космического телескопа Spitzer. Наша текущая модель состоит из трех основных частей: белого, двухкомпонентного красного и квазипериодического шума. По текущим результатам не для всех затмений наблюдается хорошее согласие коррелограммы с моделью,

поэтому продолжается работа над совершенствованием модели. Наибольшие отклонения наблюдаются для эффекта неравномерной чувствительности пикселей (то есть для квазипериодической части шума). По всей видимости, ее лучше моделировать путем добавления в корреляционную функцию зависимости не только от разности времени между кадрами, но и разности координат между центроидами яркости.

На данном этапе работы не обнаружено статистически значимых отклонений от модели равномерно яркого диска (так как смещение центра затмения согласуется с нулем), но заложена основа для единообразной обработки большого массива наблюдений сразу многих экзопланет.

Библиографические ссылки

- [1] *Showman A. P., Guillot T.* Atmospheric circulation and tides of “51 Pegasus b-like” planets // *Astron. Astrophys.* — 2002. — Vol. 385. — P. 166–180. [astro-ph/0202236](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0202236).
- [2] *Федотов А. А., Балуев Р. В.* Поиск асимметрии инфракрасного профиля яркости экзопланеты HD209458b // *Астрономия и исследование космического пространства: тр. Всеросс. с междунаrod. участ. науч. конф. студентов и молод. ученых, Екатеринбург, 31 янв. — 4 февр. 2022 г / ред. Э. Д. Кузнецов.* — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2022. — С. 177. <https://elar.urfu.ru/handle/10995/115905>.
- [3] *Knutson H. A., Charbonneau D., Allen L. E. et al.* A map of the day-night contrast of the extrasolar planet HD 189733b // *Nature.* — 2007. — Vol. 447, № 7141. — P. 183–186. 0705.0993.
- [4] *Majeau C., Agol E., Cowan N. B.* A Two-dimensional Infrared Map of the Extrasolar Planet HD 189733b // *Astrophys. J. Lett.* — 2012. — Vol. 747, № 2. — P. L20. 1202.1883.
- [5] *de Wit J., Gillon M., Demory B. O., Seager S.* Towards consistent mapping of distant worlds: secondary-eclipse scanning of the exoplanet HD 189733b // *Astron. Astrophys.* — 2012. — Vol. 548. — P. A128. 1202.3829.
- [6] *Evans T. M., Aigrain S., Gibson N. et al.* A uniform analysis of HD 209458b Spitzer/IRAC light curves with Gaussian process models // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 451, № 1. — P. 680–694. 1504.05942.
- [7] *Baluev Roman V., Sokov Evgenii N., Shaidulin Vakhit Sh. et al.* Benchmarking the power of amateur observatories for TTV exoplanets detection // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 450, № 3. — P. 3101–3113. 1501.06748.
- [8] *Bonomo A. S., Desidera S., Benatti S. et al.* The GAPS Programme with HARPS-N at TNG. XIV. Investigating giant planet migration history via improved eccentricity and mass determination for 231 transiting planets // *Astron. Astrophys.* — 2017. — Vol. 602. — P. A107. 1704.00373.
- [9] *Baluev R. V., Shaidulin V. Sh.* Analytic models of the Rossiter-McLaughlin effect for arbitrary eclipser/star size ratios and arbitrary multiline stellar spectra // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 454, № 4. — P. 4379–4399. 1506.01874.
- [10] *Baluev R. V.* PlanetPack3: A radial-velocity and transit analysis tool for exoplanets // *Astronomy and Computing.* — 2018. — Vol. 25. — P. 221–229. 1809.07052.
- [11] *Федотов А. А., Карелин Г. М.* Первые шаги к картированию экзопланет: моделирование вторичных затмений и поиск неоднородностей инфракрасных профилей яркости // *Астрономия и исследование космического пространства: тр. Всеросс. с междунаrod. участ. науч. конф. студентов и молод. ученых, Екатеринбург, 31 янв. — 4 февр. 2022 г / ред. Э. Д. Кузнецов.* — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2021. — С. 204–207. <https://elar.urfu.ru/handle/10995/98233>.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ АККРЕЦИОННЫХ И ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКОВ

С. А. Хайбрахманов

Уральский федеральный университет, Челябинский государственный университет

В работе систематизируются и анализируются наблюдательные данные о магнитных полях аккреционных и протопланетных дисков молодых звезд. Представляется авторская МГД-модель аккреционных дисков с остаточным магнитным полем. С помощью модели показывается, что интенсивность магнитного поля диска уменьшается в процессе его эволюции по мере уменьшения темпа аккреции и укрупнения пылинок. Имеющиеся наблюдательные данные естественным образом объясняются в рамках теории остаточного магнитного поля.

MAGNETIC FIELD OF ACCRETION AND PROTOPLANETARY DISKS

S. A. Khaibrakhmanov

Ural Federal University, Chelyabinsk State University

We compile and analyze observations of the magnetic fields in the accretion and protoplanetary discs of young stars. The author's MHD model of the accretion disk with fossil magnetic field is presented. With the help of the model, we show that the magnetic field strength in the disk decreases during its evolution as the accretion rate decreases and dust grains grow. The existing observation data are naturally explained in the framework of the theory of the fossil magnetic field.

Введение

Согласно наблюдениям, молодые звезды типа Т Тельца и Ae/Be звезды Хербига окружены аккреционными газопылевыми дисками с характерными размерами 100–1000 а. е. В процессе эволюции диска в течение 1–10 млн лет темп аккреции на звезду уменьшается от 10^{-7} до $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$, и диск рассеивается. Одновременно с этим протекают процессы образования планет, то есть аккреционные диски эволюционируют в протопланетные.

Звезды рождаются в процессе гравитационного коллапса вращающихся магнитных ядер молекулярных облаков. Образование аккреционных дисков молодых звезд обусловлено действием центробежной и электромагнитной сил в процессе коллапса. Эволюция аккреционных дисков определяется эффективностью механизмов переноса углового момента, среди которых основными считаются турбулентные напряжения и натяжения крупномасштабного магнитного поля. Относительная роль этих процессов зависит от интенсивности и геометрии магнитного поля в диске, которые до сих пор мало изучены.

Настоящая работа посвящена систематизации и анализу имеющихся наблюдательных данных об интенсивности магнитного поля аккреционных и протопланетных дисков.

МГД-модель аккреционных дисков

В рамках теории остаточного магнитного поля Дудоров и Хайбрахманов разработали магнитогазодинамическую (МГД) модель аккреционных дисков с крупномасштабным магнитным полем [1, 2]. В качестве базовой использована модель Шакуры и Сюняева [3], в которой полагается, что основным механизмом перераспределения углового момента является

турбулентность в диске. В дополнение к базовой модели решается уравнение индукции с учетом омической и амбиполярной диффузии, магнитной плавучести [4] и эффекта Холла [5]. Степень ионизации определяется с учетом тепловой ионизации, ударной ионизации космическими и рентгеновскими лучами, а также радиоактивными элементами. Учитываются лучистые рекомбинации и рекомбинации на пылинках.

В случае степенной зависимости степени ионизации от плотности, уравнения модели имеют аналитическое решение (см. [2]). В области замороженности интенсивность магнитного поля пропорциональна поверхностной плотности газа. Для характерного коэффициента поглощения $\kappa_R = 3 \cdot 10^{-3} T$ [см²/г]

$$B_z = 0.29 \text{ Гс} \left(\frac{\alpha}{0.01} \right)^{-3/4} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-8} M_\odot / \text{год}} \right)^{1/2} \left(\frac{M}{1 M_\odot} \right)^{1/8} \left(\frac{r}{1 \text{ а. е.}} \right)^{-3/8}, \quad (1)$$

где α — турбулентный параметр Шакуры и Сюняева; \dot{M} — темп аккреции. В области эффективной магнитной амбиполярной диффузии

$$B_z = 0.024 \text{ Гс} \left(\frac{\xi}{10^{-17} \text{ с}^{-1}} \cdot \frac{a_d}{0.1 \text{ мкм}} \right)^{1/2} \left(\frac{\alpha}{0.01} \right)^{1/16} \left(\frac{\dot{M}}{10^{-8} M_\odot / \text{год}} \right)^{3/9} \left(\frac{M}{1 M_\odot} \right)^{5/32} \left(\frac{r}{1 \text{ а. е.}} \right)^{-15/32}, \quad (2)$$

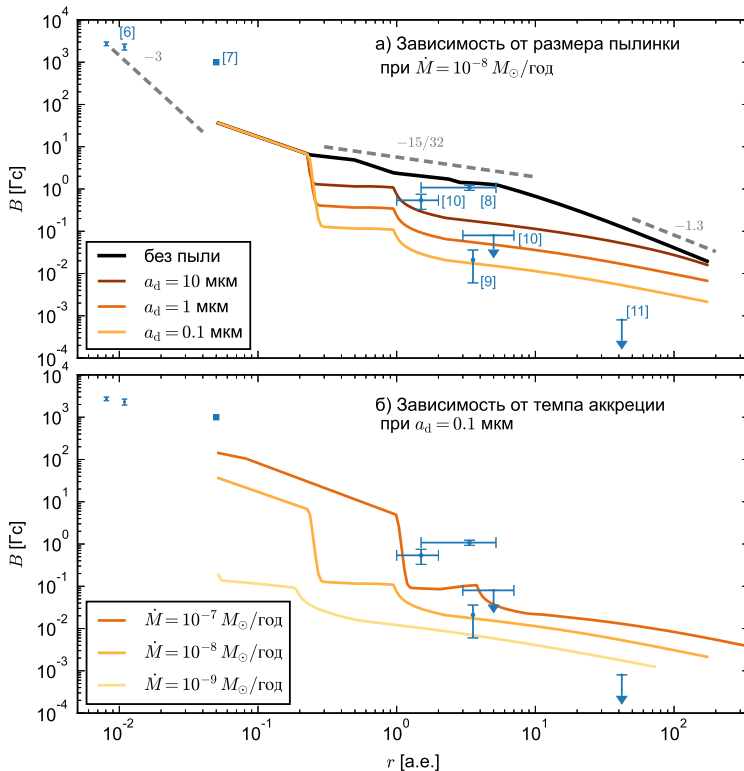
где ξ — скорость ионизации; a_d — радиус пылинок. Сравнение решений (1) и (2) показывает, что при типичных параметрах амбиполярная диффузия понижает интенсивность магнитного поля на порядок. Этот эффект имеет место внутри областей низкой степени ионизации — «мертвых» зон.

Интенсивность магнитного поля в дисках

На рисунке приведены наблюдательные данные о магнитном поле молодых звездных объектов: интенсивность магнитного поля на поверхности звезд типа Т Тельца [6], магнитное поле во внутренней области диска FU Ori [7], данные об остаточной намагниченности метеоритов солнечной системы [8–10], верхняя оценка на интенсивность магнитного поля в атмосфере диска TW Нуа из измерений зеемановского расщепления линий молекул CN [11]. Данные указывают на уменьшение интенсивности магнитного поля с удалением от звезды.

На рисунке изображены также радиальные профили интенсивности остаточного магнитного поля, рассчитанные в рамках модели Дудорова и Хайбрахманова для различных радиусов пылинок и темпов аккреции. Остальные параметры соответствуют типичной звезде Т Тельца солнечной массы (см. [5]). В области тепловой ионизации, $r = 0.05\text{--}0.2$ а. е., магнитное поле заморожено в газ, и его интенсивность не зависит от радиуса пылинок. В области эффективной амбиполярной диффузии, $r > 0.2$ а. е., интенсивность магнитного поля увеличивается с радиусом пылинок как $B \propto a_d^{1/2}$, в согласии с аналитическим решением (1). В отсутствие пылинок магнитное поле заморожено в газ и его интенсивность в диске максимальна. Согласно рисунку (панель *b*), при уменьшении темпа аккреции форма профиля $B(r)$ остается неизменной, а сам профиль смещается в сторону звезды. Следовательно, интенсивность магнитного поля на заданном расстоянии r уменьшается с \dot{M} .

Сравнение результатов расчетов и наблюдательных данных показывает, что магнитное поле на внутренней границе диска сравнимо с дипольным магнитным полем звезды, интенсивность которого падает с расстоянием как $B_* \propto r^{-3}$. Разброс значений остаточной намагниченности метеоритов может свидетельствовать об изменении темпа аккреции и радиуса пылинок в процессе эволюции протосолнечной туманности.



Зависимость индукции магнитного поля от радиального расстояния в аккреционном диске звезды типа Т Тельца солнечной массы, рассчитанная для различных радиусов пылинок (панель а) и темпов аккреции (панель б). Маркеры с барами ошибок указывают наблюдательные данные

Заключение и обсуждение

Имеющиеся на данный момент наблюдательные данные о магнитных полях аккреционных и протопланетных дисков немногочисленны и являются в основном косвенными. Перспективным инструментом исследований являются измерения зеемановского расщепления линий молекул CN [12].

Наблюдения указывают на то, что интенсивность магнитного поля диска уменьшается с удалением от звезды. Эта зависимость естественным образом объясняется в рамках теории остаточного магнитного поля. Укрупнение пылинок и уменьшение темпа аккреции в процессе эволюции диска приводит к уменьшению интенсивности магнитного поля. Как следствие, эффективность переноса углового момента за счет турбулентности и магнитных

натяжений может меняться.

Необходимо отметить, что в случае крупных пылинок и больших темпов аккреции магнитное поле может быть динамически сильным и влиять на структуру диска [13]. Для детального исследования магнитного потока аккреционных дисков необходимо развитие самосогласованных МГД-моделей дисков с учетом переноса углового момента как турбулентными напряжениями, так и магнитными натяжениями.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019. Автор благодарит рецензента за полезные замечания.

Библиографические ссылки

- [1] *Дудоров А. Е., Хайбрахманов С. А.* Кинематическая МГД модель аккреционных дисков молодых звезд. Аналитическое решение // Вестн. Челяб. гос. ун-та. Физика. — 2013. — № 9 (300). — С. 27–39.
- [2] *Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A.* Fossil magnetic field of accretion disks of young stars // *Ap&SS*. — 2014. — Vol. 352. — P. 103–121. 1403.5513.
- [3] *Шакура Н. И.* Дискковая модель аккреции газа на релятивистскую звезду в тесной двойной системе // *Астрон. журнал*. — 1972. — Т. 49. — С. 921.
- [4] *Khaibrakhmanov S. A., Dudorov A. E.* Magnetic field buoyancy in accretion disks of young stars // *PEPAN Letters*. — 2017. — Vol. 14, № 6. — P. 882–885.
- [5] *Khaibrakhmanov S. A., Dudorov A. E., Parfenov S. Y., Sobolev A. M.* Large-scale magnetic field in the accretion discs of young stars: the influence of magnetic diffusion, buoyancy and Hall effect // *MNRAS*. — 2017. — Vol. 464. — P. 586–598. 1609.03969.
- [6] *Yang Hao, Johns-Krull Christopher M.* Magnetic Field Measurements of T Tauri Stars in the Orion Nebula Cluster // *Astrophys. J*. — 2011. — Vol. 729, № 2. — P. 83. 1102.3662.
- [7] *Donati J.-F., Paletou F., Bouvier J., Ferreira J.* Direct detection of a magnetic field in the innermost regions of an accretion disk // *Nature*. — 2005. — Vol. 438. — P. 466–469. astro-ph/0511695.
- [8] *Butler R. F.* Natural remanent magnetization and thermomagnetic properties of the Allende meteorite // *Earth and Planetary Science Letters*. — 1972. — Vol. 17. — P. 120–128.
- [9] *Cournede C., Gattacceca J., Gounelle M. et al.* An early solar system magnetic field recorded in CM chondrites // *Earth and Planetary Science Letters*. — 2015. — Vol. 410. — P. 62–74.
- [10] *Fu R. R., Kehayias P., Weiss B. P. et al.* Weak Magnetic Fields in the Outer Solar Nebula Recorded in CR Chondrites // *Journal of Geophysical Research (Planets)*. — 2020. — Vol. 125, № 5. — P. e06260.
- [11] *Vlemmings W. H. T., Lankhaar B., Cazzoletti P. et al.* Stringent limits on the magnetic field strength in the disc of TW Hya. ALMA observations of CN polarisation // *Astron. Astrophys.* — 2019. — Vol. 624. — P. L7. 1904.01632.
- [12] *Хайбрахманов С. А., Дудоров А. Е., Васюнин А. И., Кискин М. Ю.* Физическая и химическая вертикальная структура магнитостатических аккреционных дисков молодых звезд // *Краткие сообщения по физике ФИАН*. — 2021. — Т. 48, № 10. — С. 29–36.
- [13] *Хайбрахманов С. А., Дудоров А. Е.* Динамика замагнитченных аккреционных дисков молодых звезд // *Астрон. журнал*. — 2022. — Т. 99, № 10. — С. 832–846.

**ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ ОКИСИ АЗОТА
НА ЭКЗОПЛАНЕТАХ ЗЕМНОГО ТИПА —
С ОБСЕРВАТОРИЕЙ СПЕКТР-УФ**

Г. Н. Цуриков, Д. В. Бисикало
Институт астрономии РАН

В работе приведены оценки возможности обнаружения УФ-свечения NO в γ -полосе (203–248 нм) в атмосферах типичных экзопланет земного типа — с помощью инструментов космической обсерватории «Спектр-УФ». По результатам работы установлено, что обнаружение данной эмиссии возможно за разумное наблюдательное время (< 100 ч).

**THE POSSIBILITY OF NITRIC OXIDE OBSERVATIONS
ON TERRESTRIAL EXOPLANETS WITH WSO-UV OBSERVATORY**

G. N. Tsurikov, D. V. Bisikalo
Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences

The paper presents estimates of the NO γ -band (203–248 nm) UV emission's detection possibility in the atmospheres of typical Earth-like exoplanets using the instruments of the WSO-UV space observatory. According to the results of the work, it was found that the detection of this emission is possible within a reasonable observational time (< 100 hours).

Введение

Поиск потенциально обитаемых экзопланет представляет собой сложную задачу, решение которой зависит от многих факторов. Так, в ходе поиска таких экзопланет берут во внимание планеты земного типа (экзо-земли, супер-земли, суб-нептуны), на поверхности которых возможно существование жидкой воды и в атмосферах которых отсутствует сильный парниковый эффект. То есть рассматривают планеты, находящиеся в зоне потенциальной обитаемости (ЗПО) у своих родительских звезд.

В качестве родительских звезд при этом обычно рассматривают звезды солнечного типа, а также маломассивные звезды, которые не демонстрируют сильной активности в жестком ультрафиолетовом (XUV) и мягком рентгеновском (X-rays) диапазоне. Выполнение последнего условия необходимо для формирования и удержания вторичной атмосферы планеты.

Также на основе проведения ряда исследований (см, например, [1]) было сделано предположение о том, что одним из возможных условий обитаемости на планете земного типа является наличие у данной планеты N₂—O₂ доминантной атмосферы. Индикаторами такой атмосферы, а следовательно, индикаторами биологической и геологической активности на планете являются молекулы: NO, N₂ O, N₂—O₂. Спектральные проявления данных молекул можно потенциально зарегистрировать в верхних атмосферах экзопланет земного типа в УФ- и ИК-диапазонах длин волн.

Данная работа является частью наших исследований возможности наблюдения индикаторов геологической и биологической активности с помощью космической обсерватории «Спектр-УФ». Основной целью работы является оценка возможности обнаружения УФ-свечения окиси азота NO, в γ -полосе (203–248 нм) на экзопланетах земного типа — с помощью инструментов телескопа «Спектр-УФ». Причиной рассмотрения излучения NO именно в γ -полосе является то, что согласно ранее проведенным спектральным наблюдениям в верхней атмосфере Земли [2] было выявлено, что свечение NO в γ -полосе является

наиболее ярким в УФ-диапазоне. Расширенное описание постановки задачи, решения и результатов можно найти в работе [3]. В дополнение к [3] в данной работе представлены результаты расчетов для планетных систем HD 31527 и HD 10180.

Описание методики

Для проведения вычислений времени накопления сигнала, необходимого для детектирования излучения в γ -полосе окиси азота, сначала нужно рассчитать эмиссию данной молекулы в атмосфере планеты. В связи с этим была построена модель излучения NO в γ -полосе, в которой рассматривался процесс однократного изотропного переизлучения солнечных фотонов в верхней атмосфере. Интенсивность эмиссии молекулы в полосе вдоль луча зрения, проинтегрированная по длине волны и детектируемая с помощью измерительного прибора, определялась как (оптически тонкий случай) [4]:

$$4\pi I = g_{\nu'\nu''} N = N \omega_{\nu'\nu''} \sum_{\nu} \sum_J \sum_B \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 \pi F_{\lambda} f \frac{S}{2J+1} \frac{N_J}{N_0}, \quad (1)$$

где N — лучевая концентрация излучающей молекулы в см^{-2} ; $g_{\nu'\nu''}$ — g -фактор для колебательной полосы, который означает количество фотонов, рассеянных в секунду на молекулу, и определяется как произведение альбеда для однократного рассеяния ω на сумму g -факторов, $g_{J,J''}$ по всем вращательным линиям J и ветвям B в полосе — правая часть выражения (1) (см. подробности в [4]).

При этом в модель была добавлена возможность производить расчеты как с учетом процесса самопоглощения в отдельных колебательных γ -полосах (оптически толстый случай излучения), так и без его учета (оптически тонкий случай). Стоит отметить, что, согласно наблюдениям, излучение NO в γ -полосе в атмосфере Земли является оптически тонким, за исключением колебательной (1,0) γ -полосы [4]. Расчеты для верхней атмосферы Земли с использованием разработанной модели показали соответствие с результатами расчетов ряда других групп [4].

На следующем этапе решения задачи было произведено масштабирование разработанной модели излучения NO в γ -полосе для экзо-земель, супер-земель, суб-нептунов. Для этого было сделано два важных предположения: 1) на рассматриваемых экзопланетах образовалась устойчивая вторичная атмосфера; 2) химический состав этой атмосферы подобен химическому составу атмосферы Земли.

Для того чтобы осуществить данное масштабирование, важно провести анализ вклада различных источников в формирование NO в верхних атмосферах планеты. Как известно из данных наблюдений [2] и модельных расчетов, основными источниками формирования NO в верхней атмосфере Земли являются высыпание высокоэнергичных электронов в полярные области атмосферы; излучение Солнца в мягком рентгеновском диапазоне; также дополнительный вклад в формирование окиси азота вносят надтепловые атомы азота. При этом наибольший вклад в образование окиси азота вносит процесс высывания высокоэнергичных электронов в полярные области при высокой геомагнитной активности. Максимальные концентрации NO при геомагнитных штормах наблюдались как в полярных областях верхней атмосферы Земли, так и на низких и средних широтах (что обусловлено переносом NO из полярных областей за счет меридиональной составляющей ветра [2]).

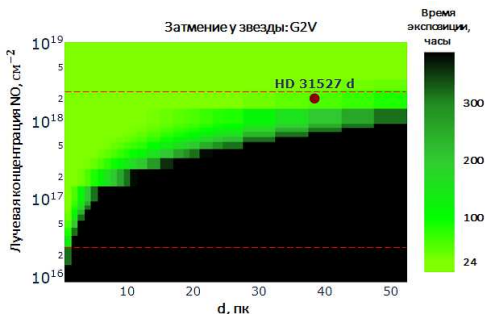
Таким образом, согласно поставленным предположениям, а также из учета влияния геомагнитной активности на формирование NO в верхней атмосфере Земли было произведено масштабирование лучевых концентраций окиси азота на рассматриваемые экзопланеты земного типа и, соответственно, осуществлено масштабирование разработанной модели излучения NO в γ -полосе на данные планеты. При этом в полученной модели были учтены

условия, необходимые для существования аэробных форм жизни на Земле, а также условия сохранения гидростатического равновесия на рассматриваемых экзопланетах.

Наконец, используя разработанную модель излучения NO в γ -полосе для N_2 – O_2 доминантных атмосфер экзопланет земного типа, а также используя параметры спектрографа LSS ($R = 1000$) обсерватории «Спектр-УФ» [5], были произведены расчеты времени накопления сигнала, необходимого для детектирования NO на данных экзопланетах. Метод детектирования свечения NO в γ -полосе и, соответственно, методика расчетов времени экспозиции основаны на определении разности потоков от родительской звезды во время вторичного затмения планеты и вне его. Соотношение сигнал к шуму для планеты при $F_s \gg F_p$ в этом случае может быть рассчитано согласно [6]:

$$SNR_p = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{R_p^2 I_p}{R_s^2 I_s} \sqrt{\frac{R_s^2}{d^2} A t \frac{\lambda_c}{R} q}, \quad (2)$$

где R_s и R_p – радиусы звезды и планеты; I_p и I_s – интенсивность излучения на центральной длине волны λ_c в [фотон $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{\AA}^{-1}$]; d – расстояние до планетной системы; A – площадь телескопа; t – время накопления сигнала; q – пропускная способность измерительного канала, зависящая от длины волны; $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$. Важно отметить, что в данной работе в качестве сигналов шума рассматривается только статистический шум, то есть определяется только верхний предел возможности детектирования сигнала эмиссии NO.



Значения времени экспозиции для детектирования NO на экзопланетах ($3.5 R_E$) в ЗПО у звезд солнечного типа. $SNR_p = 3$

Описание результатов

В качестве примера на рисунке представлены результаты расчетов времени экспозиции, необходимого для детектирования эмиссии NO (оптически тонкий случай) в предпологаемых N_2 – O_2 атмосферах типичных суб-нептунов ($3.5 R_E$), которые находятся в ЗПО у звезд солнечного типа на различных расстояниях от Земли. В качестве инструмента рассматривается спектрограф LSS обсерватории «Спектр-УФ». Принятое разумное время: < 100 часов. Штриховыми красными линиями показаны рассчитанные граничные лучевые концентрации NO в атмосферах рассматриваемых экзопланет. Видно, что диапазон расстояний до планетных систем, при которых возможно задетектировать сигнал эмиссии NO, может достигать 50 пк. Точкой на графике (см. рисунок) изображена экзопланета

Планета	Родительская звезда	Расстояние, пк	Радиус R_E	Время экспозиции, ч
GJ 687 b	M3V	8.797	4.27	13.2
HD 192310 b	K2V	4.549	4.32	26.9
HD 31527 d	G2V	38.447	3.46	58.4
HD 10180 g	G1V	38.961	4.9	9.0

HD 31527 d, которая находится в ЗПО у звезды спектрального класса G2V. Время экспозиции для детектирования NO на данной экзопланете при заданных условиях в атмосфере должно составить 58 ч.

Также расчеты были произведены и для других планетных систем с родительскими звездами различных спектральных классов. Наилучшие результаты данных расчетов для реальных экзопланет представлены в таблице. Стоит отметить, что точность определения радиационных параметров (см. выражение (1)) молекулы NO может довольно сильно повлиять на полученный результат. Так, относительная погрешность расчетного времени экспозиции может достигать от 9.3 до 25.4 % (при относительной погрешности данных параметров ≤ 5 %). Абсолютная погрешность времени экспозиции для планеты HD 3152d в этом случае может достигать от 5.2 до 14.3 ч, соответственно.

Заключение

По результатам работы было получено, что с помощью спектрографа LSS ($R = 1000$) обсерватории «Спектр-УФ» возможно обнаружить УФ-свечение потенциального индикатора биологической и геологической активности, NO (оптически тонкий случай) в предполагаемых N_2-O_2 верхних атмосферах следующих экзопланет: HD 10180 g (время накопления сигнала должно составить 9 ч); HD 192310 b (26.9 ч); HD 31527 d (58.4 ч); GJ 687 b (13.2 ч).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 22-12-00364.

Библиографические ссылки

- [1] *Sproß L., Scherf M., Shematovich V. I. et al.* Life as the Only Reason for the Existence of N_2-O_2 -Dominated Atmospheres // *Astron. Rep.* — 2021. — Vol. 65, № 4. — P. 275–296.
- [2] *Barth C. A., Mankoff K. D., Bailey S. M., Solomon S. C.* Global observations of nitric oxide in the thermosphere // *J. Geophys. Res.* — 2003. — Vol. 108, iss. A1. — P. 1027.
- [3] *Цуриков Г. Н., Бискало Д. В.* О возможности наблюдения окиси азота на экзопланетах земного типа с помощью обсерватории WSO-UV (Спектр-УФ) // *Астрон. журнал.* — 2022. — Т. 100, № 2. — С. 144–165.
- [4] *Eparvier F. G., Barth C. A.* Self-absorption theory applied to rocket measurements of the nitric oxide (1, 0) γ band in the daytime thermosphere // *J. Geophys. Res.* — 1992. — Vol. 97, iss. A9. — P. 13723–13731.
- [5] World Space Observatory — Ultraviolet. User’s Hand Book. — https://wso-jcuva.ucm.es/WSO_UsersBook_rev_es.pdf.

- [6] *Rauer H., Gebauer S., Paris P. V. et al.* Potential biosignatures in super-Earth atmospheres. I. Spectral appearance of super-Earths around M dwarfs // *Astron. Astrophys.* — 2011. — Vol. 529, № A8. — P. 1–14.

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММ УПРАВЛЕНИЯ ТЕЛЕСКОПОМ «РОВОПHOT» КАО УрФУ

Н. А. Чазов, Д. Д. Терешин
Уральский федеральный университет

Работа описывает первые результаты разработки собственного программного обеспечения телескопа RoboPhot КАО УрФУ в качестве альтернативы текущему программному пакету RTS2. Представлены прототипы приложений, способные отслеживать погодные условия и яркость неба, управлять куполом и камерами телескопа, фокусировать телескоп, а также проводить базовый анализ изображения отдельного источника на снимке.

SOFTWARE DEVELOPMENT FOR ROBOPHOT TELESCOPE OF KAO URFU

N. A. Chazov, D. D. Tereshin
Ural Federal University

The paper describes the first results of the development of the own software for the RoboPhot telescope of KAO Urfu as an alternative for the current RTS2 software package. Prototype applications are presented that can track weather conditions and sky illumination, control the telescope dome and cameras, focus the telescope and also perform basic analysis of the image of a single source in the frame.

Введение

Телескоп «RoboPhot» является одним из инструментов КАО УрФУ и осуществляет фотометрическую поддержку 1.2-метрового телескопа. RoboPhot оснащен трехканальным фотометром, что позволяет одновременно экспонировать несколько кадров при одинаковых атмосферных условиях и строить многоцветные кривые блеска без фазовых задержек, что особенно важно при наблюдении кратковременных событий, таких как астероиды, сближающиеся с Землей, вспышки сверхновых, катаклизмические переменные звезды или оптическое послесвечение гамма-вспышек [1].

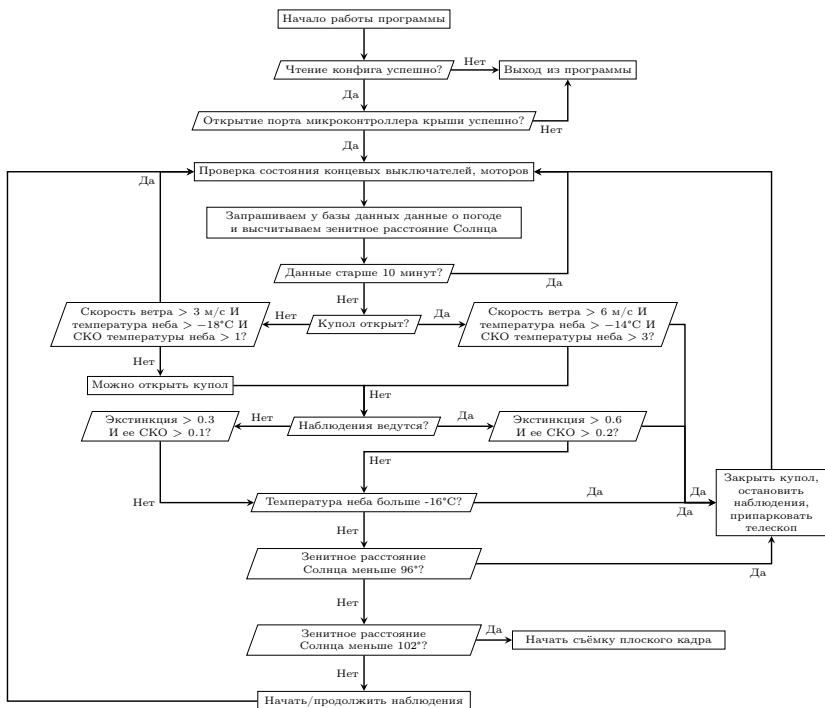
Фотометр телескопа работает в полосах g' , r' и i' фотометрической системы SDSS, а в качестве приемников излучения на нем используются три ПЗС-камеры FLI ML4240 MB производства Finger Lakes Instrumentation.

RoboPhot поставлялся с программным пакетом RTS2 (Remote Telescope System, 2-nd Version), спроектированным таким образом, чтобы работа телескопа проходила в полностью автономном режиме. Хотя автоматизация работы телескопа позволяет эффективнее использовать наблюдательное время, она препятствует проведению настройки и отладки механических узлов телескопа.

Для решения этой задачи разрабатывается программный комплекс управления, совмещающий автоматизацию наблюдений с возможностью прямого воздействия наблюдателя на работу телескопа. Так как телескоп подключен к компьютеру под управлением операционной системы Windows 10, для разработки был выбран язык C# для платформы .NET Framework 4.6.1. Исходный код выложен в открытый доступ в репозиториях GitHub [2, 3].

MeteoDome

Программа «MeteoDome» отвечает за анализ погодных условий, расчет высоты Солнца, управление куполом и отправку команд о начале и конце наблюдений на камеры телескопа. Блок-схема логики программы изображена на рисунке.



Блок-схема логики программы «MeteoDome»

Анализ условий наблюдений

Программа рассчитывает зенитное расстояние Солнца по координатам места наблюдения и дате наблюдения, а также делает запрос к базе данных метеостанции телескопа «MASTER-II Ural» КАО УрФУ. База данных написана на языке SQL, для доступа к ней используется библиотека Npgsql. MeteoDome запрашивает из базы данных следующую информацию: величину атмосферной экстинкции, температуру неба, температуру воздуха и скорость ветра. Температура неба измеряется в зените сенсором ИК-излучения в области спектра 18 мкм.

Взаимодействие с микроконтроллером купола

Программа посылает команды микроконтроллеру купола через последовательный порт RS485. Для отладки кода управления Александром Андреевичем Поповым, ведущим инженером КАО УрФУ, был написан эмулятор COM-порта купола. Он может получать и

отправлять сигналы, эмулируя работу микроконтроллера купола, при этом часть отправляемых эмулятором значений случайна, а другая часть остается постоянной.

Программа проверяет работу моторов и их питание, состояние концевых выключателей и кнопок управления куполом, таймауты работы моторов и состояние флага инициализации купола. Она имеет два режима управления — автоматический и ручной.

RPCC

Программа «RoboPhot Cameras Controls» (RPCC) в текущей своей версии способна управлять камерами телескопа и рассчитывать простую статистику отдельного источника на кадре, что позволяет на ходу отслеживать качество получаемых изображений и при необходимости изменять параметры съемки. Помимо этого, ведется разработка и внедрение модуля ручной и автоматической фокусировки телескопа.

Работа с камерами осуществляется с помощью официальной библиотеки `FliProCameraLib` для языка C, доступной на сайте [Finger Lakes Instrumentation](http://www.fingerlakesinstrumentation.com). Для импорта функций библиотеки в программу использовалась официальная обертка `NativeMethods` и неофициальная обертка `FliSharp`. Для чтения и записи данных в виде FITS-файлов RPCC использует библиотеку `CSharpFITS`, представляющую собой порт библиотеки `nom.tam.fits` для языка Java.

Управление камерами телескопа

Программа способна проводить поиск, подключение, настройку, мониторинг состояния и управление камерами телескопа во время съемки.

Пользователь может менять следующие параметры, связанные с работой камер:

- серийные номера камер для каждого из трех каналов фотометра — по ним при подключении найденной камеры происходит ее отождествление с каналом фотометра, в котором она установлена;
- количество процедур очистки ПЗС-матрицы, которые камера выполняет перед началом экспонирования каждого кадра, в пределах от 0 до 16;
- абсолютная рабочая температура ПЗС-матрицы в пределах от -55 до $+45$ °C;
- фактор бинирования по обеим осям ПЗС-матрицы в пределах от 1 до 16;
- режим считывания ПЗС-матрицы, от выбора которого зависит скорость считывания изображения с камеры и уровень шума считывания на нем.

Программа каждую секунду запрашивает следующие параметры каждой подключенной камеры: температуру ПЗС-матрицы, температуру радиатора, относительную мощность системы охлаждения, состояние камеры и, если камера в данный момент экспонирует кадр — оставшееся время экспозиции.

Для проведения серии наблюдений пользователь может указать число кадров в серии, их тип, время экспозиции отдельного кадра, а также выбрать камеру, изображение с которой будет выведено на экран.

Алгоритм фокусировки

В настоящий момент ведется разработка подпрограммы фокусировки телескопа. Алгоритм автоматической фокусировки основан на измерении параметра HFD (Half-Flux Diameter), который определяется как диаметр окружности с центром на нефокусированном изображении звезды, в котором половина потока звезды находится внутри окружности, а половина — снаружи. Граница звезды определяется как окружность с радиусом Крона для звезды: $R_{out} = 2 \sum r_i I_i / I$, где r_i — расстояние i -го пикселя от центроида звезды; I_i — интенсивность i -го пикселя; I — полная интенсивности области, по которой происходит суммирование. Область суммирования ограничивается линией, интенсивность пикселей внутри которой превосходит одно стандартное отклонение фона неба. Измеряя HFD для разных положений фокуса, строят v -образную кривую фокусировки. Минимум этой кривой соответствует сфокусированному изображению.

Анализ изображения

Для контроля качества получаемых данных наблюдатель должен иметь доступ к базовым инструментам анализа изображения отдельного точечного источника. Алгоритмы, реализующие эти инструменты, должны быть достаточно быстрыми и легкими, чтобы не мешать выполнению основной части программы. При этом от них не требуется высокая точность — ее можно достичь уже при полноценной обработке данных после проведения наблюдений.

Программа RPCC позволяет рассчитать следующие характеристики участка изображения с одиночным точечным источником:

- координаты локального максимума и его яркость;
- яркость фона неба;
- координаты центроида источника;
- отношение «сигнал — шум»;
- полуширина функции рассеяния точки источника.

При этом программа выведет полученные значения на экран и построит изображение фотометрического профиля источника относительно его центроида.

Дальнейшее развитие

Следующие этапы разработки включают в себя создание алгоритмов сохранения получаемых снимков в FITS-формате, управления монтировкой и гидирования телескопа, а также взаимодействия отдельных приложений программного комплекса между собой.

Библиографические ссылки

- [1] Потоскуев А. Э., Бусарев В. В., Крушинский В. В. и др. Возможности многоцветной фотометрии малых тел солнечной системы с телескопом ROBORHOT // Астрон. вестн. — 2020. — Т. 54, № 5. — С. 475—480.
- [2] Исходный код программы MeteoDome. — <https://github.com/NabatFasetochnii/MeteoDome>.
- [3] Исходный код программы RPCC. — <https://github.com/AstroTaffer/RPCC>.

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ДЛЯ ВОЗМУЩЕННОЙ ЗАДАЧИ ДВУХ ТЕЛ

В. Ш. Шайдулин

Санкт-Петербургский государственный университет

Представлен еще один вид уравнений движения для возмущенной задачи двух тел, которые позволяют непосредственно рассчитывать изменение интегралов движения исходной задачи. В качестве интегралов рассматриваются момент импульса и вектор Лапласа — Рунге — Ленца. Такой выбор удобен для дальнейшего расчета метрик расстояния между орбитами при исследовании орбитальной эволюции семейств тел общего происхождения, например метеорных потоков. Удалось показать, что в сопутствующей радиальной системе отсчета правые части получаемых уравнений компактны и удобны для вычислений.

THE MOTION EQUATIONS FOR THE PERTURBED TWO—BODY PROBLEM

V. Sh. Shaidulin

Saint Petersburg State University

Another form of the motion equations for the perturbed two-body problem is presented, which allow one to directly calculate the change in the integrals of motion of the original problem. As integrals, the angular momentum and the Laplace—Runge—Lenz vector are considered. This choice is convenient for further calculation of distance metrics between orbits when studying the orbital evolution of families of bodies of common origin, for example, meteor streams. It was possible to show that in the radial proper reference frame, the right-hand sides of the resulting equations are compact and convenient for calculations.

Введение

Исследование орбитальной эволюции группы тел общего происхождения, речь в первую очередь о метеорных потоках, часто требует количественной оценки некоей меры близости орбит. Интересно выявить особенности изменения со временем данной меры близости, чтобы подтвердить или опровергнуть наши общие представления об эволюции и времени существования метеорных потоков. А может оказаться, что мера близости позволит определить момент в прошлом, когда образовался какой-либо из наблюдаемых ныне метеорных потоков.

В формулировке и определении такой меры близости могут помочь метрики Холшевникова, заданные в пространстве кеплеровых орбит. Данные метрики могут вычисляться через элементы орбит для какой-либо пары тел или непосредственно через интегралы движения, с помощью которых метрики определяются [1]. Речь об интеграле площадей и векторе Лапласа — Рунге — Ленца. Потому для большей эффективности хочется интегрировать уравнения движения в подходящих элементах при исследовании орбитальной эволюции потока. Для кеплеровых элементов можно использовать уравнения Эйлера или Лагранжа [2], а в данной работе представлены уравнения для интеграла площадей \mathbf{u} и вектора Лапласа — Рунге — Ленца \mathbf{v} с той нормировкой, что используется в статье [1].

Интегралы движения

Уравнения движения для возмущенной задачи двух тел в обычных декартовых координатах имеют вид:

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{\varkappa^2}{r^3} \mathbf{r} + \mathbf{F}, \quad (1)$$

где \mathbf{F} — равнодействующая возмущающих сил. В невозмущенном случае существуют интегралы движения:

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \frac{\mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}}}{\varkappa} && \text{— интеграл площадей,} \\ \mathbf{v} &= u \left(\frac{\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{u}}{\varkappa} - \frac{\mathbf{r}}{r} \right) && \text{— вектор Лапласа — Рунге — Ленца.} \end{aligned} \quad (2)$$

Формально два вектора представляют шесть интегралов, но независимых только пять. Существует связь, которой должны удовлетворять все кеплеровы орбиты:

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{v} = 0. \quad (3)$$

Кроме того, для векторов \mathbf{u} , \mathbf{v} выбрана нестандартная нормировка, повторяющая определение из статьи [1].

В возмущенном случае вектора \mathbf{u} , \mathbf{v} будут меняться, отражая изменение размеров, формы и ориентации плоскости орбиты под действием возмущающих сил. Построим дифференциальные уравнения для данных векторов, чтобы напрямую отслеживать их эволюцию.

Прежде определим две системы отсчета, для координатного представления всех векторов, которые нам понадобятся. Первая, орбитальная, задается тройкой базисных векторов:

$$\mathbf{e}_u = \frac{\mathbf{u}}{u}, \quad \mathbf{e}_v = \frac{\mathbf{v}}{v}, \quad \mathbf{e}_w = \frac{\mathbf{u} \times \mathbf{v}}{uv} = \mathbf{e}_u \times \mathbf{e}_v.$$

И связана она с нашими интегралами движения. Вторая система отсчета, сопутствующая, радиальная, задается следующей тройкой:

$$\mathbf{e}_u = \frac{\mathbf{u}}{u}, \quad \mathbf{e}_r = \frac{\mathbf{r}}{r}, \quad \mathbf{e}_\theta = \frac{\mathbf{u} \times \mathbf{r}}{ur} = \mathbf{e}_u \times \mathbf{e}_r.$$

Она сопровождает тело на орбите. Две системы отсчета связаны в любой момент времени следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_r &= \alpha \mathbf{e}_v + \beta \mathbf{e}_w, & \mathbf{e}_v &= \alpha \mathbf{e}_r - \beta \mathbf{e}_\theta, \\ \mathbf{e}_\theta &= -\beta \mathbf{e}_v + \alpha \mathbf{e}_w, & \mathbf{e}_w &= \beta \mathbf{e}_r + \alpha \mathbf{e}_\theta. \end{aligned}$$

Здесь α , β определяются истинной аномалией θ

$$\alpha = \cos \theta = \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{v}}{rv} = \mathbf{e}_r \cdot \mathbf{e}_v, \quad \beta = \sin \theta = \frac{(\mathbf{v} \times \mathbf{r}) \cdot \mathbf{u}}{rvu} = -\mathbf{e}_\theta \cdot \mathbf{e}_v \quad (4)$$

и, естественно, они удовлетворяют связи

$$\alpha^2 + \beta^2 = 1. \quad (5)$$

По известным \mathbf{u} , \mathbf{v} , α и β можно получить в обратную сторону координаты \mathbf{r} и скорости $\dot{\mathbf{r}}$ следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &= r \mathbf{e}_r = r(\alpha \mathbf{e}_v + \beta \mathbf{e}_w), \\ \dot{\mathbf{r}} &= \dot{r} \mathbf{e}_r + r \dot{\theta} \mathbf{e}_\theta = \frac{\varkappa v \beta}{u^2} (\alpha \mathbf{e}_v + \beta \mathbf{e}_w) + \frac{\varkappa u}{r} (\alpha \mathbf{e}_w - \beta \mathbf{e}_v), \\ r &= \frac{u^3}{u + v \alpha}, \quad \dot{r} = \frac{\varkappa v \beta}{u^2}, \quad \dot{\theta} = \frac{\varkappa u}{r^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Подстановкой формул (6) в (2) можно убедиться в их справедливости, если учесть, что

$$\mathbf{u} = u \mathbf{e}_u, \quad \mathbf{v} = v \mathbf{e}_v, \quad \mathbf{e}_w = \mathbf{e}_v \times \mathbf{e}_w = \mathbf{e}_r \times \mathbf{e}_\theta.$$

Уравнения движения

Будем теперь рассматривать вектора \mathbf{u} , \mathbf{v} — как оскулирующие элементы орбиты, α , β как параметры, определяющие положение на орбите, и получим уравнения движения продифференцировав (2) и (4) по времени:

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{u}} &= \frac{\mathbf{r} \times \ddot{\mathbf{r}}}{\varkappa}, \\ \dot{\mathbf{v}} &= \frac{\dot{u}\mathbf{v}}{u} + u \left(\frac{\ddot{\mathbf{r}} \times \mathbf{u} + \dot{\mathbf{r}} \times \dot{\mathbf{u}}}{\varkappa} - \dot{\mathbf{e}}_r \right), \\ \dot{\alpha} &= \frac{d(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{e}_v)}{dt} = \dot{\mathbf{e}}_r \cdot \mathbf{e}_v + \mathbf{e}_r \cdot \dot{\mathbf{e}}_v, \\ \dot{\beta} &= -\frac{d(\mathbf{e}_\theta \cdot \mathbf{e}_v)}{dt} = -\dot{\mathbf{e}}_\theta \cdot \mathbf{e}_v - \mathbf{e}_\theta \cdot \dot{\mathbf{e}}_v.\end{aligned}\quad (7)$$

Подстановка (1) и (6) в (7) позволяет записать уравнения движения в оскулирующих элементах и выразить правые части в одной из систем отсчета, введенных ранее. Оказывается, что радиальная сопутствующая система отсчета удобнее для записи полученных уравнений. Возмущающая сила \mathbf{F} далее будет представляться своими компонентами F_r , F_θ , F_u .

Уравнение для вектора \mathbf{u} получается следующим:

$$\dot{\mathbf{u}} = \frac{\mathbf{r} \times \mathbf{F}}{\varkappa} = \frac{r}{\varkappa}(-F_u \mathbf{e}_\theta + F_\theta \mathbf{e}_u), \quad (8)$$

Если учтем, что

$$\dot{u} = \dot{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{e}_u = \frac{rF_\theta}{\varkappa}, \quad \mathbf{v} = v\alpha \mathbf{e}_r - v\beta \mathbf{e}_\theta, \quad \dot{\mathbf{e}}_r = \frac{\dot{r}}{r} - \frac{\dot{r}\mathbf{r}}{r^2} = \frac{\varkappa u}{r^2} \mathbf{e}_\theta, \quad (9)$$

то получим следующее уравнение для вектора \mathbf{v} :

$$\dot{\mathbf{v}} = \frac{F_\theta(3u^2 - r)}{\varkappa} \mathbf{e}_r - \frac{2F_\theta\beta rv + F_r u^3}{\varkappa u} \mathbf{e}_\theta - \frac{F_u \beta rv}{\varkappa u} \mathbf{e}_u. \quad (10)$$

Для вывода окончательного вида уравнений для переменных α , β , определяющих положение тела на орбите, нужно найти в добавок к (9) производные базисных векторов \mathbf{e}_u , \mathbf{e}_θ и \mathbf{e}_v :

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{e}}_u &= \frac{\dot{\mathbf{u}}}{u} - \frac{\dot{u}\mathbf{u}}{u^2} = -\frac{F_u r}{\varkappa u} \mathbf{e}_\theta, \\ \dot{\mathbf{e}}_\theta &= \dot{\mathbf{e}}_u \times \mathbf{e}_r + \mathbf{e}_u \times \dot{\mathbf{e}}_r = -\frac{\varkappa u}{r^2} \mathbf{e}_r + \frac{F_u r}{\varkappa u} \mathbf{e}_u, \\ \dot{\mathbf{e}}_v &= \frac{\dot{\mathbf{v}}}{v} - \frac{\dot{v}\mathbf{v}}{v^2} = \frac{(2F_\theta\beta - F_r\alpha)u^3 - F_\theta\alpha\beta rv}{\varkappa uv} \mathbf{e}_w - \frac{F_u\beta r}{\varkappa u} \mathbf{e}_u.\end{aligned}\quad (11)$$

Нужные нам уравнения получаются при подстановке (9) и (11) в (7):

$$\begin{aligned}\dot{\alpha} &= -\beta \left(\frac{\varkappa u}{r^2} - \frac{(2F_\theta\beta - F_r\alpha)u^3 - F_\theta\alpha\beta rv}{\varkappa uv} \right), \\ \dot{\beta} &= \alpha \left(\frac{\varkappa u}{r^2} - \frac{(2F_\theta\beta - F_r\alpha)u^3 - F_\theta\alpha\beta rv}{\varkappa uv} \right).\end{aligned}\quad (12)$$

Итоговая система уравнений движения получается при объединении (8), (10) и (12), в которых r — это функция u , v и α из (6). Данная система должна решаться с учетом связей (3) и (5).

Можно заметить, что слагаемые в правых частях уравнений (12), связанные с возмущающей силой \mathbf{F} , становятся неопределенными для круговых орбит, потому что $\mathbf{v} = 0$. Это связано с тем, что начало отсчета истинной аномалии, не определено на круговых орбитах, отсутствует перигелий. Под действием возмущающей силы круговая орбита будет переходить в эллиптическую, для которой перигелий уже определен, но предугадать заранее его положение невозможно. Так что полученные уравнения не пригодны для изначально круговой орбиты и могут быть трудны в использовании в случае близкой к круговой орбите.

Заключение

Полученные уравнения движения в оскулирующих элементах напоминают по своей сути уравнения Эйлера и Лагранжа для оскулирующих кеплеровых элементов [2]. Их использование представляется удобным при исследовании орбитальной эволюции метеорных потоков и эволюции их метрических характеристик. Орбиты наблюдавшихся частиц известных метеорных потоков обладают большим эксцентриситетом, потому применение уравнений движения в представленной форме не должно вызывать затруднений. Возможность применения данных уравнений в других задачах небесной механики сохраняется, автор планирует модифицировать уравнения, чтобы круговые орбиты и близкие к ним не вызывали неудобств.

Библиографические ссылки

- [1] *Kholsheynikov K. V., Kokhirova G. I., Babadzhanyan P. B., Khamroev U. H.* Metrics in the space of orbits and their application to searching for celestial objects of common origin // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2016. — Vol. 462, iss. 2. — P. 2275–2283.
- [2] *Субботин М. Ф.* Введение в теоретическую астрономию. — М. : Наука. Глав. ред. физ.-мат. лит., 1968. — 800 с.

ПОИСК ЯРКИХ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД В ГАЛАКТИКЕ IC 342

О. Н. Шолухова, Н. А. Тихонов

Специальная астрофизическая обсерватория РАН

Представлены результаты поиска ярких массивных звезд в галактиках за пределами Местной группы на примере галактики IC 342. Была проведена звездная фотометрия восьми полей этой галактики по изображениям космического телескопа Хаббла (HST), построены CM-диаграммы. Звездные скопления с яркими голубыми звездами, найденные по HST-снямкам, сравнивались с положением H α -областей на снимках различных телескопов. Отобрано 32 звезды. Проведены фотометрические и спектральные наблюдения 17 объектов в этой галактике на 6-метровом телескопе БТА САО РАН и на 3.5-метровом телескопе Обсерватории Апачи-Пойнт (США). В галактике IC 342 обнаружены два LBV-подобных объекта, показывающие спектральные и фотометрические особенности, характерные для таких звезд. Проведено сравнение с подобным объектом галактики M31.

SEARCH FOR BRIGHT MASSIVE STARS IN THE GALAXY IC 342

O. N. Sholukhova, N. A. Tikhonov

Special Astrophysical Observatory of the RAS

The results of the search for bright massive stars in galaxies outside the Local Group are presented using the example of galaxy IC 342. Stellar photometry of eight fields of this galaxy was carried out using images from the Hubble Space Telescope (HST), CM-diagrams were constructed. Star clusters with bright blue stars found from HST images were compared with the position of H α regions in the images of various telescopes. 32 stars were selected. Photometric and spectral observations of 17 objects in this galaxy were carried out on the 6-meter telescope of the BTA SAO RAS and on the 3.5-meter telescope of the Apache Point Observatory (USA). Two LBV-like objects have been found in the galaxy IC 342, showing spectral and photometric features characteristic of such stars. A comparison is made with a similar object of the galaxy M31.

Введение

Для поиска ярких массивных звезд в галактиках за пределами Местной группы была проведена звездная фотометрия по изображениям космического телескопа Хаббла (HST) 320 галактик Северного неба, расположенных на расстоянии менее 12 Мпк. По результатам фотометрии в 53 галактиках были обнаружены кандидаты в гипергиганты и другие классы массивных звезд [1]. Проведены фотометрические и спектральные наблюдения нескольких десятков объектов в этих галактиках на 6-метровом телескопе БТА САО РАН и на 3.5-метровом телескопе Обсерватории Апачи-Пойнт (Apache Point Observatory). Основным результатом этих поисков мы считаем обнаружение звезд типа LBV (Ярких голубых переменных). Звезды LBV, первоначально называемые объектами Хаббла — Сендиджа, были классифицированы впервые не в нашей галактике, а в M31 и M33 по переменности их блеска еще в 1926 г. Хабблом и Сендиджем [2, 3]. С тех пор поиск объектов такого типа не прекращается. LBV имеют спектральные особенности, которые присущи также и другим типам массивных звезд высокой светимости, например В[e]-сверхгигантам, желтым гипергигантам и звездам Вольфа — Райе позднего типа. Поэтому обнаружение таких объектов,

особенно в других галактиках, позволит лучше понять природу и взаимосвязи всех подклассов звезд высокой светимости. В рамках этого исследования были открыты LBV-звезды в галактиках NGC 1156 [4] и NGC 4449 [5].

Методика поиска массивных звезд

Для поиска кандидатов в массивные звезды в галактике IC 342 мы использовали архивные снимки космического телескопа Хаббла (HST), полученные по заявкам ID10768 и 16002. Звездная фотометрия выполнялась пакетами программ DAOPHOT II [1]. В каждом из восьми полей HST имеются яркие голубые звезды, среди которых мы проводили поиски массивных звезд. На основе В и V снимков HST были получены CM-диаграммы всех полей. Звездные скопления с яркими голубыми звездами, найденные по HST-снимкам, сравнивались с положением ярких $H\alpha$ -областей на снимках различных телескопов. Звезда считалась кандидатом для дальнейших исследований, если ее положение на HST-снимке совпадало с положением $H\alpha$ -области. Всего в галактике IC 342 отобрано 32 объекта. На рис. 1 приведены снимки 2-м телескопа обсерватории Рожен (Болгария) в фильтре В- и $H\alpha$ -полей F6 и F7. Кружками отмечены скопления с выбранными для дальнейшего исследования яркими звездами и III областями.

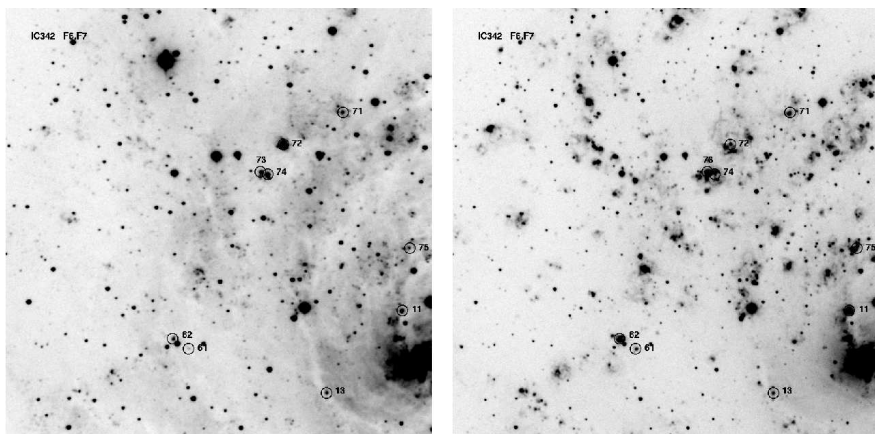


Рис. 1. Фрагмент снимков 2-м телескопа обсерватории Рожен (Болгария) полей F6, F7 галактики IC 342 в фильтре В (слева) и в фильтре $H\alpha$ (справа). Кружками отмечены положения скоплений с яркими голубыми звездами

Для отбора кандидатов были получены CM-диаграммы для каждого поля HST галактики IC 342. На рис. 2 приведен пример такой CM-диаграммы для всех звезд поля F7 (слева). Кружками отмечены кандидаты в яркие голубые объекты. Затем для более точного определения параметров кандидатов были построены CM-диаграммы для скоплений звезд вокруг выбранных объектов. На рис. 2 справа приведена диаграмма для звезд окрестности объекта 72 содержащихся в кружке диаметром $5''$. Отобранный кандидат — самая верхняя точка. Также на рисунке изображена изохрона возраста 5 млн лет с солнечной металличностью, что показывает молодой возраст звезды-кандидата и ее окружения.

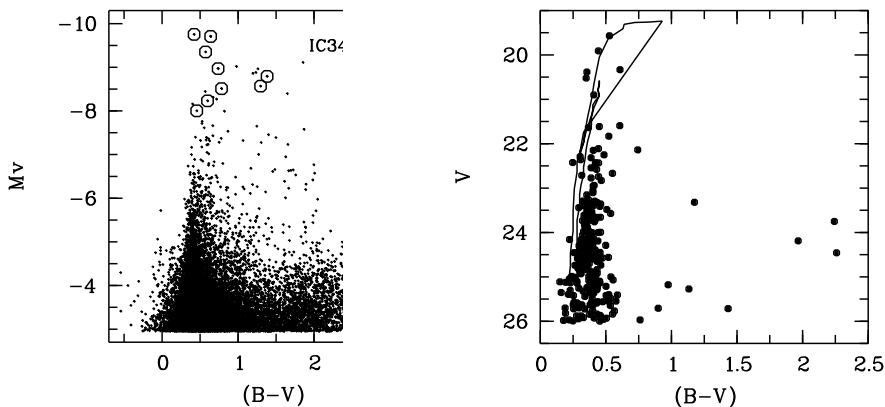


Рис. 2. CM-диаграмма для всех звезд поля F7 (слева). Кружками отмечены кандидаты в яркие голубые объекты. CM-диаграмма для скопления звезд вокруг объекта 72 (рис. 1), содержащихся в кружке диаметром 5'' (справа). Отобранный кандидат — самая верхняя точка. Также на рисунке изображена изохрона возраста 5 млн лет с солнечной металличностью

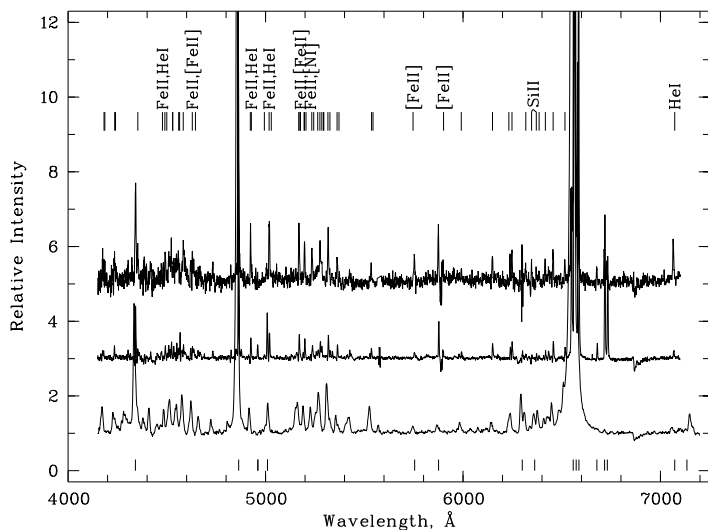


Рис. 3. Оптические спектры, полученные на БТА (SCORPIO-2) для объектов галактики IC 342 J034714.85+680857.2 (вверху), J034612.42+680445.7 (в центре), В[e]-сверхгиганта J4415 галактики M31 (внизу). Линии туманности обозначены штрихами внизу спектра

Обсуждение результатов

После отбора кандидатов были проведены фотометрические и спектральные наблюдения нескольких десятков объектов в этих галактиках для изучения массивных звезд на 6-метровом телескопе БТА САО РАН и на 3.5-метровом телескопе Обсерватории

Апачи-Пойнт (Apache Point Observatory). В галактике IC 342 было получены спектры 17 объектов. Большинство из них оказалось сверхгигантами с яркими точечными HII-областями, один — показал особенности, соответствующие остаткам сверхновых и два объекта J034714.85+680857.2 и J034612.42+680445.7 по своим спектральным и фотометрическим особенностям могут быть отнесены к LBV-кандидатам [6].

На рис. 3 мы проводим сравнение спектров двух новых кандидатов в LBV галактики IC 342 с изученным нами ранее B[e]-сверхгигантом галактики M31 — J4415 [7]. Их спектры демонстрируют типичные для LBV эмиссионные линии: широкие и сильные линии водорода, линии He I, Fe II, [Fe II]. Также видны линии туманности, окружающей звезды, они имеют меньшую ширину. Спектры изучаемых объектов очень похожи на спектры типичных LBV-звезд и B[e]-сверхгигантов. По светимостям $M_v \simeq -9.3^m$ и $M_v \simeq -10.8^m$ звезды также принадлежат к LBV. К сожалению, у новых кандидатов нет оценок в инфракрасном диапазоне, которые помогли бы однозначно классифицировать объекты, поэтому мы оставляем их к разряду LBV-кандидатов.

Мы получили часть наблюдательных данных на уникальной научной установке Большой телескоп альта-азимутальный САО РАН и выполнили работу по обработке и анализу в рамках гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации No 075-15-2022-262 (13.МНПМУ.21.0003).

Библиографические ссылки

- [1] *Tikhonov Nikolay, Galazutdinova Olga, Sholukhova Olga et al.* Searching for the brightest stars in galaxies outside the Local Group // *Research in Astronomy and Astrophysics*. — 2021. — Vol. 21, № 4. — P. 098. 2011.03324.
- [2] *Hubble E. P.* A spiral nebula as a stellar system: Messier 33 // *Astrophys. J.* — 1926. — Vol. 63. — P. 236–274.
- [3] *Hubble Edwin, Sandage Allan.* The Brightest Variable Stars in Extragalactic Nebulae. I. M31 and M33 // *Astrophys. J.* — 1953. — Vol. 118. — P. 353.
- [4] *Solovyeva Y., Vinokurov A., Tikhonov N. et al.* Search for LBVs in the Local Volume galaxies: study of two stars in NGC 1156 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2023. — Vol. 518, № 3. — P. 4345–4356. 2208.05858.
- [5] *Solovyeva Y., Vinokurov A., Sarkisyan A. et al.* Search for LBVs in the Local Volume galaxies: study of four stars in NGC 4449 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 507, № 3. — P. 4352–4366. 2208.05892.
- [6] *Sholukhova Olga, Sarkisyan Arkadiy Norayrovich, Solovyeva Yulia, Vinokurov Alexander.* Two new LBV candidates in the galaxy IC342 // *Proceedings of The Multifaceted Universe: Theory and Observations* — 2022 — PoS(MUTO2022). — 2022. — Vol. 425. — P. 053.
- [7] *Sarkisyan A., Sholukhova O., Fabrika S. et al.* Luminous blue variable candidates in M31 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2020. — Vol. 497, № 1. — P. 687–697. 2008.12240.

КИНЕМАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИСКА ГАЛАКТИКИ ПО ДАННЫМ О РАССЕЯННЫХ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЯХ

В. Д. Юдин, М. Э. Попова
Уральский федеральный университет

По данным «Однородного каталога параметров рассеянных скоплений» проанализированы зависимости компонентов скорости движений рассеянных звездных скоплений от расстояния от центра Галактики. При рассмотрении каждой компоненты скорости получено, что вертикальная компонента скорости практически не зависит от расстояния от центра Галактики. Тангенциальная компонента скорости убывает с расстоянием, и убывание статистически значимое. Зависимость радиальной компоненты скорости скоплений на интервале расстояний от 6.5 до 12.5 кпк от расстояния близка к синусоидальному.

KINEMATIC PROPERTIES OF THE GALACTIC DISK BASED ON OPEN STAR CLUSTER DATA

V. D. Yudin, M. E. Popova
Ural Federal University

According to the Uniform Catalog of Open Cluster Parameters. Considering each velocity component separately, the dependencies of the velocity components of open star clusters on the distance to the center of the Galaxy were analyzed. Considering each velocity component, it was found that the radial and vertical components are practically independent of the distance to the center of the Galaxy. The regression line of the tangential velocity component showed its decrease, moreover, it was statistically significant. The distance dependence of the radial component of the cluster velocity over the distance interval from 6.5 to 12.5 kpc is close to sinusoidal.

Введение

В диске нашей Галактики идут процессы современного звездообразования, связанные с таким проявлением нестационарности, как волны плотности, приводящие к образованию спиральной структуры. Исследование кинематических характеристик подсистем диска Галактики важно для изучения распределения вещества. Для этой задачи используются объекты, лежащие в диске Галактики, в частности рассеянные звездные скопления (РЗС). РЗС фактически являются единственным классом галактических объектов, для которых возможно одновременное определение положений в Галактике, кинематических данных и возрастов. Для изучения кинематики РЗС используются лучевые скорости и компоненты собственных движений. Таким образом можно проанализировать поведение компонентов скоростей на разных расстояниях от центра Галактики. Этому посвящена данная работа.

Выборка

В работе использованы современные данные о РЗС, собранные в «Однородном каталоге параметров РЗС» [1]. Каталог был существенно дополнен скоплениями по данным Gaia [2], 794 скопления каталога имеют лучевые скорости как выбранные из литературы,

так и полученные по данным Gaia DR2 [3]. Все расстояния каталога получены фотометрическим методом. Все скопления имеют определения собственных движений и могут быть использованы в кинематических исследованиях. Компоненты скоростей скоплений были исправлены за движение Солнца, компоненты движения Солнца принимались равными $U_0 = 11.1$ км/с, $V_0 = 15.1$ км/с, $W_0 = 7.1$ км/с, полученные по данным о молодых объектах диска [4]. Расстояние Солнца от центра Галактики R_0 принято равным 8.32 кпк [5]. Из рассмотрения исключены скопления с расстояниями от центра Галактики ближе 6.0 кпк и дальше 14.0 кпк как слишком малочисленные и имеющие недостаточно надежные наблюдательные данные. В результате выборка включала 647 РЗС.

Компоненты скорости движения РЗС

Наблюдения дают данные о лучевой скорости и компонентах собственного движения. Для перехода к компонентам скорости V_R , V_Θ , V_Z в галактоцентрической системе координат была использована работа [6]. Радиальная компонента V_R направлена радиально от центра Галактики, тангенциальная компонента V_Θ (кривая вращения Галактики) направлена в сторону вращения диска Галактики, вертикальная компонента V_Z направлена на Северный полюс Галактики.

На рис. 1 *a*, *b* и *c* показаны радиальная, тангенциальная и вертикальная компоненты скорости в зависимости от галактоцентрического расстояния на интервале R от 6.0 до 14.0 кпк. По положениям РЗС были определены коэффициенты линейной регрессии для каждой из компонентов скорости вида $y = ax + b$:

$$\begin{aligned} V_R &= 1.01(\pm 1.31) \cdot R - 8.62(\pm 11.82), \\ V_\Theta &= -3.69(\pm 0.58) \cdot R + 262.08(\pm 5.23), \\ V_Z &= -0.11(\pm 0.38) \cdot R + 0.06(\pm 3.37). \end{aligned}$$

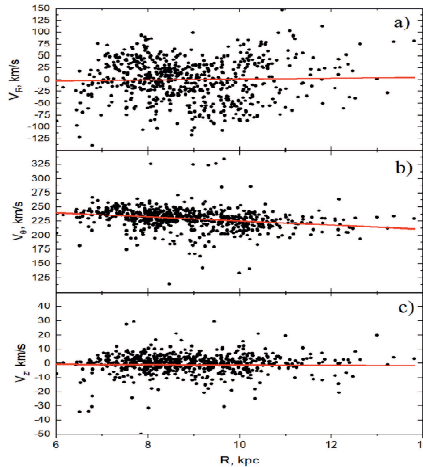


Рис. 1. Зависимость радиальной (*a*), тангенциальной (*b*) и вертикальной (*c*) составляющих скорости от галактоцентрического расстояния. Черными точками показаны положения РЗС, красными линиями — линейная регрессия

На рис. 1 линии регрессии показаны сплошными красными.

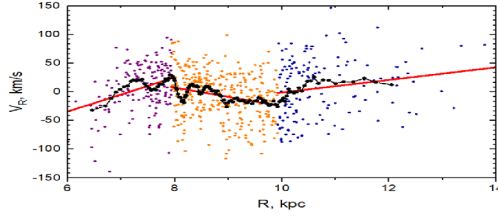


Рис. 2. Зависимость радиальной компоненты скорости от галактоцентрического расстояния.

Точками разного цвета показаны положения скопления на разных (трех) интервалах R , сплошной черной кривой с точками — результат усреднения, красными прямыми — линии регрессии для принятых интервалов расстояний

Для определения значимости наклона линий регрессии был применен F -критерий Фишера (1):

$$F = \frac{\frac{SS_{reg}}{m}}{\frac{SS_{res}}{(n-m-1)}}, \quad (1)$$

где SS_{reg} — объясненная сумма квадратов; SS_{res} — сумма квадратов остатков регрессии; n — количество наблюдений; m — число степеней свободы, $n = 1$ для линейной регрессии. Результаты определения коэффициентов Фишера для компонентов скорости приведены в табл. 1. Коэффициенты показывают значимость наклона линии регрессии только для тангенциальной составляющей скорости, что говорит об убывающей кривой вращения на всем рассматриваемом интервале расстояний $R = 6.0\text{--}14.0$ кпк. Для радиальной и вертикальной компонентов скорости наклон линии регрессии не значим (табл. 1).

Таблица 1. F -критерий Фишера для линейной регрессии для компонентов скорости

Для V_R	Для V_Θ	Для V_Z	F -критерий Фишера для 95 % значимости
0.58	40.33	0.09	3.85

На рис. 1а виден большой разброс положений РЗС от линии регрессии. Для более детального анализа зависимости радиальной компоненты скорости от расстояния было проведено сглаживание методом скользящего среднего по группам из 30 РЗС с шагом в 5 РЗС. Результаты усреднения показаны на рис. 2 сплошной черной кривой с точками. Наблюдается близкая к синусоидальной зависимость радиальной скорости от расстояния на интервале от 6.0 до 14.0 кпк. Чтобы определить значимость этой зависимости, мы разделили все РЗС на три интервала по галактоцентрическим расстояниям, соответствующим интервалам возрастания и убывания сглаженной кривой радиальной компоненты скорости: $R = 6.0\text{--}7.9$ кпк (157 РЗС), $R = 7.9\text{--}9.9$ кпк (349 РЗС), $R = 9.9\text{--}14.0$ кпк (141 РЗС).

Для каждого интервала галактоцентрических расстояний были вычислены коэффициенты линейной регрессии:

$$\begin{aligned} V_{R1} &= 29.85(\pm 5.73) \cdot R - 213.41(\pm 42.09), \\ V_{R2} &= -16.22(\pm 3.59) \cdot R + 137.38(\pm 31.72), \\ V_{R3} &= 10.93(\pm 4.73) \cdot R - 109.78(\pm 51.28). \end{aligned}$$

Линии регрессии для трех интервалов галактоцентрических расстояний показаны на рис. 2 красными прямыми. Проверка значимости методом Фишера показала значимость всех трех регрессий на 95 % уровне значимости (табл. 2).

Таблица 2. F -критерий Фишера для V_R

F -критерий Фишера	V_{R1}	V_{R2}	V_{R3}
Вычисленное значение	26.30	4.61	5.83
Табличное значение	3.90	3.87	3.90

Результаты и выводы

В данной работе были проанализированы зависимости компонентов скорости движения РЗС от расстояния от центра Галактики. Тангенциальная компонента скорости (кривая вращения Галактики) убывает, убывание статистически значимо для 95 % значимости. Вертикальная компонента скорости практически не меняется на всем интервале расстояний. Рассматривая радиальную компоненту скорости на всем интервале, общего убывания или возрастания не выявлено. В связи с большими отклонениями точек на графике радиальных скоростей было применено сглаживание. Зависимость получилась близкой к синусоидальной.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

Библиографические ссылки

- [1] *Loktin A. V., Popova M. E.* Updated version of the ‘homogeneous catalog of open cluster parameters’ // *Astrophysical Bulletin.* — 2017. — Vol. 72, № 3. — P. 257–265.
- [2] *Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A. et al.* Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties // *Astron. Astrophys.* — 2018. — Vol. 616. — P. A1. 1804.09365.
- [3] *Cantat-Gaudin T., Anders F., Castro-Ginard A. et al.* Painting a portrait of the Galactic disc with its stellar clusters // *Astron. Astrophys.* — 2020. — Vol. 640. — P. A1. 2004.07274.
- [4] *Popova M. E.* Peculiarity of stellar kinematics in the solar vicinity // *Astronomische Nachrichten.* — 2013. — Vol. 334, № 8. — P. 756–759.
- [5] *Gillessen S., Plewa P. M., Eisenhauer F. et al.* An Update on Monitoring Stellar Orbits in the Galactic Center // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 837, № 1. — P. 30. 1611.09144.
- [6] *Johnson Dean R. H., Soderblom David R.* Calculating Galactic Space Velocities and Their Uncertainties, with an Application to the Ursa Major Group // *Astron. J.* — 1987. — Vol. 93. — P. 864.

ГАЛАКТИЧЕСКИЕ МЕЖЗВЕЗДНЫЕ ИЗОТОПЫ СЕРЫ: РАДИАЛЬНЫЙ ГРАДИЕНТ $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$

Х. Юй¹, Ж. Чжан², Я. Ян³

¹Уральский федеральный университет, ²Центр астрофизики, Университет Гуанчжоу,
³Институт радионастрономии Макса Планка

Мы представляем результаты наблюдений линии $J = 2 - 1$ молекулы CS и некоторых ее редких изотопологов, наблюдавшихся в областях образования массивных звезд на 12-метровом телескопе Аризонской радиообсерватории. Линии четырех изотопологов были зарегистрированы в 61 источнике из 95 наблюдавшихся объектов. Шесть из этих 61 источников наблюдались на телескопе IRAM 30-м. В результате анализа полученных данных мы выявили значительный градиент отношения $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ с расстоянием от центра Галактики до галактоцентрического расстояния 12 кпк. Приближение методом наименьших квадратов дает значение $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = (1.56 \pm 0.17)\text{D}_{\text{GC}} + (6.75 \pm 1.22)$ с коэффициентом корреляции 0.77, что соответствует сценарию формирования Галактики «изнутри — наружу». В последующем исследовании Yan et al. 2022 получили значение $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = (0.75 \pm 0.13)\text{D}_{\text{GC}} + (15.52 \pm 0.78)$, используя для большей выборки из 90 объектов, содержащей больше объектов Галактического центра, их метод двойных изотопов для перехода $J = 2 - 1$. Для 19 источников выборки возможно прямое определение отношения изотопов по отношению яркостей линий $^{13}\text{C}^{32}\text{S}/^{13}\text{C}^{32}\text{S}$, что дало значение градиента $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = (0.73 \pm 0.36)\text{D}_{\text{GC}} + (16.50 \pm 2.07)$.

GALACTIC INTERSTELLAR SULFUR ISOTOPES: A RADIAL $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ GRADIENT

H. Z. Yu¹, J. S. Zhang², Y. T. Yan³

¹Ural Federal University, ²Center for Astrophysics, Guangzhou University,
³Max-Planck-Institut für Radioastronomie

We present observations of $J = 2 - 1$ line of CS molecule and some of its rare isotopologues toward a large sample of massive star-forming regions by using the Arizona Radio Observatory 12-m telescope. Lines of four isotopologues were detected in 61 sources out of 95 targets. From these 61 sources, 6 sources were also observed by the IRAM 30-m. Our analysis shows a significant $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ gradient with the distance from the Galactic center up to galactocentric distance 12 kpc. A least-squares fit to our data yields $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = (1.56 \pm 0.17)\text{D}_{\text{GC}} + (6.75 \pm 1.22)$ with a correlation coefficient 0.77, which is consistent with an inside-out formation scenario for our Galaxy. In the follow-up study, Yan et al. 2022 yield $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = (0.75 \pm 0.13)\text{D}_{\text{GC}} + (15.52 \pm 0.78)$ implementing their double isotope method for the $J = 2 - 1$ transition to a larger dataset of 90 sources which contains more targets in the Galactic center. 19 sources among these targets allowed direct determination of the isotope ratio from $^{13}\text{C}^{34}\text{S} / ^{13}\text{C}^{32}\text{S}$ line ratio yielding $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = (0.73 \pm 0.36)\text{D}_{\text{GC}} + (16.50 \pm 2.07)$. 19 sources of the sample allowed direct determination of the isotope ratio from $^{13}\text{C}^{34}\text{S} / ^{13}\text{C}^{32}\text{S}$ line brightness ratio yielding value of the gradient $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = (0.73 \pm 0.36)\text{D}_{\text{GC}} + (16.50 \pm 2.07)$.

Introduction

Determining abundance gradients across the Milky Way is a powerful tool to trace its chemical evolution. Residing in a Galaxy that formed from inside-out, stellar processing is least advanced in its outskirts and most advanced in its inner regions, especially in the Central Molecular Zone. By measuring isotope ratios as a function of distance from the Galactic center (D_{GC}), it is possible to trace back the star formation history and/or initial mass function along the Galactic plane with different D_{GC} . Isotopic ratios, such as $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$, $^{18}\text{O}/^{17}\text{O}$ and $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$, are linked to the evolution of stars with different masses. The isotopic abundances of carbon (C), nitrogen (N), and oxygen (O) can provide specific information on hydrogen burning and helium burning, including the carbon-nitrogen-oxygen (CNO) cycle. Sulfur is a powerful tool to trace the evolution of massive stars in their late stage of evolution. Sulfur provides, unlike C, N, or O, a total of four stable isotopes, ^{32}S , ^{34}S , ^{33}S , ^{36}S . Abundance ratios are 95.02: 4.21 : 0.75: 0.021 in the solar system ([1] and references therein).

CS (carbon monosulfide) is the most ubiquitous among the sulfur-bearing molecules in the interstellar medium (ISM), which makes it the most prominent species to study sulfur isotopic ratios. In order to study the galactic sulfur isotopic ratios, we are performing observations on CS $J = 2-1$ and some of its rare isotopologues toward a large sample of massive star-forming regions with accurate distance by using the Arizona Radio Observatory 12-m telescope and IRAM-30m telescope. In this work, we will mainly introduce the galactic $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ ratios measured by Yu et al. [1] and the following study performed by Yan et al. [2].

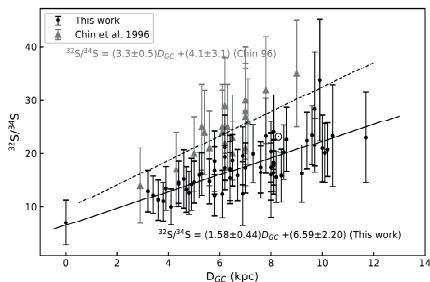


Fig. 1. $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ as a function $D_{GC}(\text{kpc})$

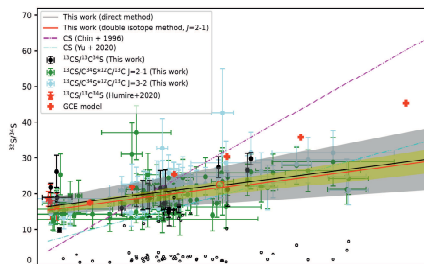


Fig. 2. $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ as a function of $D_{GC}(\text{kpc})$

Statistics of Observations and results

Observations

Our observations of CS $J = 2 - 1$ and its rare isotopes were performed in November and December 2018 using the Arizona Radio Observatory 12m telescope (ARO 12-meter) with a 3 mm Sideband Separating (2SB) Receiver which covers the ALMA band 3 (84–116 GHz) and the IRAM 30-meter with the EMIR heterodyne receiver during June 2016. We have 61 detections among 95 massive star-forming regions. Our observations were taken in the standard position switching mode with an off position 30' west in azimuth. The center frequencies were set at 97.980986, 96.412982, 92.494299, and 97.172086 GHz for the CS, C³⁴S, ¹³CS and C³³S $J = 2 - 1$ lines, the beam size was $\sim 63''$. The temperature scale was determined using the chopper wheel method in units of T_A^* . T_A^* was converted to main beam brightness temperature by the equation $T_{\text{mb}} = T_A^* / \eta_b$, where η_b is the main beam efficiency, ranging from 0.82 to 0.88, determined from continuum observations of Jupiter [1]. Other observations from Yan et al. 2022 were observed by the IRAM 30-meter telescope in 2019 June, July, and October as well as in 2020 August [2]. The EMIR receiver with two bands, E090 and E150, was used to cover a bandwidth of ~ 16 GHz (from 90.8 to 98.2 GHz and 138.4 to 146.0 GHz) simultaneously in dual polarization. The observations were performed in total power position switching mode and the off position was set at 30' in azimuth. The main beam brightness temperature, T_{mb} , was obtained from the antenna temperature T_A^* via the relation $T_{\text{mb}} = T_A^* \cdot \text{Feff} / \text{Beff}$ (Feff: forward hemisphere efficiency; Beff: main beam efficiency). Our spectral line was processed with CLASS from the GILDAS software package.

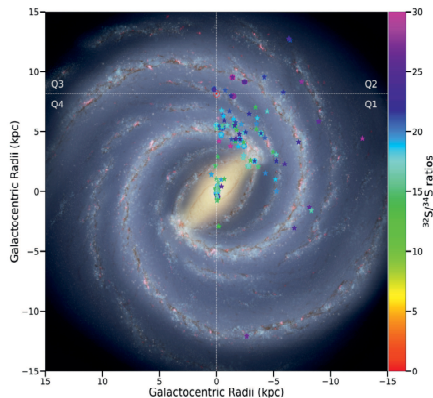


Fig. 3. Distribution of $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ ratios from 112 sources in the Milky Way. For more details see Fig. 11. from [2]

Results

CS is the most abundant isotopologue and is often slightly saturated in star-forming regions. Thus, $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ abundance ratios cannot be directly obtained from CS/C³⁴S line intensity ratios. However, with unsaturated lines of C³⁴S and ¹³CS (discussions about this part see section 4.4

in [1], the $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ ratio can be determined from the integrated intensity ratio $I(^{13}\text{CS})/I(\text{C}^{34}\text{S})$ when we have reliable $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ ratios:

$$\frac{^{32}\text{S}}{^{34}\text{S}} \sim \frac{^{12}\text{C} I(^{13}\text{C}^{32}\text{S})}{^{13}\text{C} I(^{12}\text{C}^{34}\text{S})}. \quad (1)$$

The $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ isotope ratios of our sample of 61 sources are plotted as a function of galactocentric distance in Fig. 1. A strong positive gradient in $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ along D_{GC} can be found, qualitatively confirming the finding of Chin et al. [3]. An unweighted least-squares linear fit gives

$$^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = (1.58 \pm 0.44)D_{\text{GC}} + (6.59 \pm 2.20) \quad (2)$$

with a correlation coefficient of 0.77. For comparison, the result of Chin et al. [3] is also presented. The fitting results we illustrated above show the $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ gradient as a function of galactocentric radius also exhibits high correlation coefficients without the Galactic center value.

In the following study by [2], more data was adopted for our research not only for the galactic plane but also for the Galactic center (See Fig. 2 and Fig. 3). For the double isotopes method, an unweighted least-squares fit of these values yields

$$^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = (0.75 \pm 0.13)D_{\text{GC}} + (15.52 \pm 0.78) \quad (3)$$

A direct measurement from $^{13}\text{C}^{32}\text{S} / ^{13}\text{C}^{34}\text{S}$ yields

$$^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = (0.73 \pm 0.36)D_{\text{GC}} + (16.50 \pm 2.07) \quad (4)$$

By this method, we can further dispel the concern of the saturated line of C^{34}S in some cases.

The existence of a $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ gradient was first proposed by Chin et al. [3]. Very recently, Yu et al. [1] confirmed the existence of this $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ gradient and enlarged the sample to a total of 61 HMSFRs from the inner Galaxy out to a galactocentric distance of 12.0 kpc. In the Central Molecular zone (CMZ), Humire et al. [4] found $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ ratios of $16.3^{+2.1}_{-1.2}$ and 17.9 ± 5.0 for the $+50 \text{ km s}^{-1}$ cloud and Sgr B2(N), that is consistent with those values derived from $^{13}\text{C}^{34}\text{S}$ and also with our results using the double isotope method (Yan et al. 2022). However, $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ show significant deviations at larger galactocentric distances between our observations and the galactic chemical evolution (GCE) model [2]. Our study can provide insight into the GCE model which may be far from perfect currently.

Summary

The main conclusions of the work are the following:

1. We confirm the previously determined $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ gradients reported by Chin et al. 1996 with the direct method from $^{13}\text{C}^{32}\text{S}$ and $^{13}\text{C}^{34}\text{S}$ and double isotopes method.
2. A least squares fit data from [1] yields $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = (1.58 \pm 0.44)D_{\text{GC}} + (6.59 \pm 2.20)$. In the following study, [2] yield $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = (0.75 \pm 0.13)D_{\text{GC}} + (15.52 \pm 0.78)$ and $^{32}\text{S}/^{34}\text{S} = (0.73 \pm 0.36)D_{\text{GC}} + (16.50 \pm 2.07)$ by double isotope method and direct measurement, respectively.
3. Our results suggest significant deviations at large galactocentric distances compared with the Galactic chemical evolution model.

Библиографические ссылки

- [1] Yu H. Z., Zhang J. S., Henkel C. et al. Galactic Interstellar Sulfur Isotopes: A Radial $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ Gradient? // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 899, № 2. — P. 145. 2008.04916.

- [2] *Yan Y. T., Henkel C., Kobayashi C. et al.* Direct measurements of carbon and sulfur isotope ratios in the Milky Way // arXiv e-prints. — 2022. — P. arXiv:2212.03252. 2212.03252.
- [3] *Chin Y. N., Henkel C., Whiteoak J. B. et al.* Interstellar sulfur isotopes and stellar oxygen burning // Astron. Astrophys. — 1996. — Vol. 305. — P. 960. astro-ph/9505067.
- [4] *Humire P. K., Thiel V., Henkel C. et al.* Sulphur and carbon isotopes towards Galactic centre clouds // Astron. Astrophys. — 2020. — Vol. 642. — P. A222. 2009.07306.

Новое в понимании эволюции двойных звезд

Присоединенный научный семинар, приуроченный к 90-летию Мария Анатольевича Свечникова, основателя Уральской школы тесных двойных систем



НОВОЕ В ПОНИМАНИИ ЭВОЛЮЦИИ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Присоединенный научный семинар, приуроченный к 90-летию
Мария Анатольевича Свечникова, основателя Уральской школы
тесных двойных систем

Организаторы

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УРАЛЬСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Кафедра астрономии, геодезии, экологии и мониторинга окружающей среды
Коуровская астрономическая обсерватория

4 февраля 2023 г.
Екатеринбург, Россия

Организационный комитет

Г. Н. Дремова (Российский федеральный ядерный центр – НИИ технической физики),
О. В. Еретнова (ЧелГУ), Э. Д. Кузнецов (УрФУ), Т. С. Полушина (УрФУ),
М. Э. Попова (УрФУ)

Финансовая поддержка

Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б. Н. Ельцина

ПОДТВЕРЖДЕНИЕ НОВОГО ЭВОЛЮЦИОННОГО СТАТУСА UU CAS

С. Ю. Горда

Кировская астрономическая обсерватория УрФУ

Приведены результаты новых фотометрических и спектральных исследований тесной двойной системы с массивными компонентами UU Cas, подтверждающие ее новый эволюционный статус, ранее определенный автором на основе спектрофотометрии этой системы.

CONFIRMATION OF THE NEW EVOLUTIONARY STATUS OF UU CAS

S. Yu. Gorda

Kourovskaya Astronomical Observatory of the UFU

The results of new photometric and spectral studies of a close binary system UU Cas with massive components are presented. This confirms its new evolutionary status previously determined by the author based on the spectrophotometry of this system.

Введение

Затменная переменная UU Cas ($V = 10^m.4 - 10^m.8$, $P = 8^d.51929$) была известна как тесная двойная система (ТДС) с очень массивными, порядка $30M_{\odot}$ и более, компонентами. Первое и вплоть до настоящего времени единственное спектральное исследование UU Cas было проведено Сенфордом [1] еще в 30-х гг. прошлого века. В полученных им спектрах присутствовали линии только одного компонента. Спектральный класс этого компонента был определен им как В1. Учитывая значение полуамплитуды построенной им кривой лучевых скоростей, $161 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, Сенфорд оценил массу видимого компонента в пределах $30 - 100 M_{\odot}$. Первое значение соответствовало случаю равенства масс компонентов, второе — половинной массе вторичного компонента $q = M_2/M_1 = 0.5$. Случай меньшей массы вторичного компонента рассматривался Сенфордом как более реалистичный, так как его линии в спектре не просматривались. На основе этих данных система UU Cas долгое время считалась одной из самых массивных известных ТДС.

На более точных современных кривых блеска UU Cas, полученных Кумсиашвили [2] и Полушиной [3] с использованием фотоэлектронных приемников излучения, отмечались значимые (до $0.^m08$) отклонения блеска от средних значений. Это объяснялось наличием газовой составляющей в системе (общая оболочка, газовые струи), образующейся вследствие заполнения более массивным компонентом своей полости Роша. Полученные в процессе решения кривых блеска методом синтеза (Антохина и Кумсиашвили [4]) и классическим методом Рессела — Мерила (Полушина [3]) оценки значений масс компонентов в интервале $23 M_{\odot} - 35 M_{\odot}$ также не противоречили сделанным ранее выводам о том, что UU Cas является массивной ТДС. Таким образом, по результатам фотометрических наблюдений предполагалось, что система UU Cas находится на начальном этапе первого обмена масс. Более яркий и массивный компонент заполняет свою полость Роша и поставляет вещество на второй менее массивный и менее яркий компонент.

В 2008 г. на 2-м телескопе Болгарской национальной обсерватории был получен ряд спектров в двух спектральных интервалах [5, 6]. В полученных спектрах линия H_{α} наблюдалась в сильной эмиссии. Авторами было отмечено изменение формы линии с фотометрической фазой, что свидетельствовало о наличии газа в системе.

По смещениям этих линий авторами была построена кривая лучевых скоростей, аналогичная кривой Сенфорда, но с полуамплитудой на 25 % больше. Кривая лучевых скоростей, построенная по более сильной компоненте линий гелия, полностью повторяла кривую металлов. Попытки построить кривую лучевых скоростей второго компонента по линиям нейтрального гелия не увенчались успехом из-за недостаточного количества спектров, полученных на фазах, где двойственность спектральных линий гелия явственно проявлялась. Анализируя форму эмиссионных линий H_{α} , авторы предположили, что вторичный, плохо проявляющийся в спектре, компонент системы окружен толстым аккреционным диском, значительно экранирующим поток излучения от него. Модель системы UU Cas с аккреционным диском вокруг массивного компонента была представлена Джурасевичем и др. [7].

Новый эволюционный статус UU Cas

В период с января по апрель 2017 г. автором на оптоволоконном эшелле-спектрометре высокого разрешения $R = 15\,000$ альти-азимутального телескопа ($D = 1.21$ м, $F = 12.0$ м) Коуровской астрономической обсерватории Уральского федерального университета был получен ряд спектров UU Cas. В качестве светоприемного устройства в спектрометре использовалась ПЗС-камера ANDOR DZ936N-BEX2-DD ($2\,048 \times 2\,048$, 13.5 мкм) с охлаждением ПЗС-чипа до температуры -85°C .

Всего за период наблюдений было получено 18 спектров UU Cas, равномерно распределенных на интервале фотометрических фаз. Как и в спектрах Маркова и др. [5, 6], наблюдалась значительная, меняющаяся с фазой эмиссия в линии H_{α} , в то время как линии нейтрального гелия имели явно выраженную двухкомпонентную структуру. Разделение профилей спектральных линий $He\text{I}$ проводилось методом аппроксимации гауссианами. При этом, учитывая, что в профилях линий гелия из-за наличия газовой составляющей в системе UU Cas и сравнительно низкого потенциала возбуждения атомов гелия может присутствовать эмиссионная составляющая, аппроксимация профилей линий проводилась тремя гауссианами. После определения лучевых скоростей отдельных компонентов были построены кривые лучевых скоростей, причем для вторичного компонента впервые.

Полученное значение отношения масс менее массивного компонента к более массивному $q = M_1/M_2 = K_2/K_1 = 0.54$ оказалось существенно меньше оценок, найденных из решений кривых блеска $q = M_2/M_1 = 0.75\text{--}0.8$ [3, 4]. Кроме того, соотношение масс компонентов UU Cas, полученное по спектральным данным ($M_1 < M_2$), оказалось противоположным тому, что определялось по фотометрическим данным ($M_1 > M_2$). Таким образом, из анализа кривых лучевых скоростей следует, что в системе UU Cas более массивным является менее яркий вторичный компонент. Кроме того, и сами значения масс компонентов, найденные из спектральных данных, получились значительно меньше ранее определяемых по результатам фотометрических данных, см. первые три строки таблицы.

Значения масс компонентов и большой полуоси орбиты UU Cas

Источник	i	M_1/M_{\odot}	M_2/M_{\odot}	$q = M_2/M_1$	A/R_{\odot}
1 Горда [8]	69°	9.5 ± 2.1	17.7 ± 2.3	1.85 ± 0.02	52.7 ± 0.5
2 Полушина [3]	69°	34.5 ± 1.5	25.7 ± 0.6	0.75 ± 0.3	69.0 ± 0.7
3 Антохина и Кумсиашвили [4]	69°	26.0	23.4	0.8	65.0
4 Mennickent et al. [9]	74.5°	9.0 ± 0.2	17.4 ± 0.3	1.93	52.2 ± 0.3

Более подробно результаты данного спектрального исследования приведены в работе автора [8]. Таким образом, на основе результатов, полученных автором, в системе UU Cas

перенос вещества осуществляется со ставшего уже менее массивным компонента, заполняющего свою полость Роша на более массивный, но менее яркий компонент. Это говорит о том, что процесс обмена масс идет уже достаточно долго и система, вероятно, находится в его заключительной стадии. Меньшая яркость более массивного компонента, как отметили Марков и др. [5, 6] и Джурашевич и др. [7], связана с наличием оптически плотного газового диска, окружающего этот компонент.

Исследование структуры газовой составляющей в системе UU Cas методом доплеровской томографии на основе спектральных данных, полученных автором и представленное в работе Кононова, Горды и Парфенова [10], показало наличие всех структур, присущих процессу переноса вещества между компонентами. А именно, обнаружено присутствие потока газа с более яркого компонента через точку L_1 , а также наличие газовой составляющей, окружающей более массивный, но менее яркий для наблюдателя компонент.

Полученное автором новое отношение масс компонентов UU Cas было использовано в работе Минникента и др. [9] при фотометрическом исследовании UU Cas. В данной работе авторы использовали фотометрические данные из ряда обзоров, а также из работ Полушиной [3] и Антохиной и Кумсиашвили [4], полученные на достаточно большом интервале времени. При определении параметров системы UU Cas с использованием данных этой объединенной кривой блеска, авторы использовали модель диска Джурасевича [7]. Найденные ими, в отличие от прежних фотометрических исследований UU Cas, массы компонентов и расстояние между ними оказались близки к спектральным определениям автора [8], см. последнюю строку таблицы. Общая характеристика системы как в плане эволюционного статуса, так и газодинамической структуры, представленная в этой работе, вполне совпадает с выводами, приведенными в работах автора или выполненных с его участием [8, 10].

Совсем недавно практически та же группа соавторов под руководством Петра Хадравы провела спектральное исследование системы UU Cas с привлечением всех известных на настоящий момент спектральных данных этой звезды [11]. В частности, были использованы и все спектры, полученные на тот момент автором, на основании которых ранее уже были получены изложенные выше результаты.

Разделение участков спектров тесной двойной UU Cas, в которых содержались бленды спектральных линий, на отдельные компоненты выполнялось посредством использования KOREL кода в Фурье области [12]. Профиль каждой абсорбционной линии разделялся на три компонента. Это фотосферные абсорбции двух компонентов и абсорбция, образованная в оптически тонкой области газовой составляющей (диска). Значение отношения масс компонентов q_{sp} , найденное по всем известным спектрам UU Cas, как и в работе автора [8], оказалось обратным определениям, полученным ранее исключительно по фотометрическим данным (кривым блеска). Среднее значение $q_{sp} = 2.54 \pm 0.68$ получилось даже больше, чем найденное в работе автора [8], эту первую строку таблицы.

Заключение

Таким образом, выводы, сделанные автором в работе [8] и совместно с соавторами в работе [10], о новом эволюционном статусе UU Cas нашли свое подтверждение в более поздних работах других исследователей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

Библиографические ссылки

- [1] *Sanford Roscoe F.* The radial-velocity variation of UU Cassiopeiae // Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington. — 1934. — Vol. 482. — P. 1–5.
- [2] *Kumsiashvili M. I., Chargeishvili K. B.* Three-color Photoelectric Observations of UU Cas // arXiv e-prints. — 2009. — P. arXiv:0907.1047. 0907.1047.
- [3] *Polushina T. S.* Analysis of Brightness Variations in the Massive Close Binary System UU Cassiopeia // Astronomy Reports. — 2002. — Vol. 46, № 12. — P. 900–907.
- [4] *Antokhina E. A., Kumsiashvili M. I.* Analysis of Light Curves of the Eclipsing Binary System UU Cas // Soviet Astronomy. — 1992. — Vol. 36. — P. 25.
- [5] *Markov H., Vince I., Markova N., Djurasevic G.* Spectroscopic Observations of UU Cas // Publications de l’Observatoire Astronomique de Beograd. — 2010. — Vol. 90. — P. 159–162.
- [6] *Markov H., Markova N., Vince I., Jurasevich G.* New spectral observations of the EBS star UU Cas // Bulgarian Astronomical Journal. — 2011. — Vol. 15. — P. 87.
- [7] *Djurašević G. R., Vince I., Atanacković O.* Accretion Disks in Massive Binary Systems // Binaries — Key to Comprehension of the Universe: Astronomical Society of the Pacific Conference Series / ed. by A. Prša, M. Zejda. — 2010. — Vol. 435. — P. 301.
- [8] *Gorda S. Yu.* Eclipsing binary UU Cas: Radial-velocity curves // Astrophysical Bulletin. — 2017. — Vol. 72, № 3. — P. 321–329.
- [9] *Mennickent R. E., Djurašević G., Vince I. et al.* New insights on the massive interacting binary UU Cassiopeiae // Astron. Astrophys. — 2020. — Vol. 642. — P. A211.
- [10] *Kononov Dmitry A., Gorda Stanislav Yu., Parfenov Sergey Yu.* On the Gas Dynamic Features of the Interacting Binary System UU Cas // Astrophys. J. — 2019. — Vol. 883, № 2. — P. 186.
- [11] *Hadrava P., Cabezas M., Djurašević G. et al.* Spectroscopy of the massive interacting binary UU Cassiopeiae // Astron. Astrophys. — 2022. — Vol. 663. — P. A8.
- [12] *Hadrava P.* Orbital elements of multiple spectroscopic stars. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. — 1995. — Vol. 114. — P. 393.

ЭКСТРЕМАЛЬНО ШИРОКИЕ «ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ»

Г. Н. Дремова¹, В. В. Дремов¹, А. В. Тутуков²

¹РФЯЦ-ВНИИТФ, ²Институт астрономии РАН

В кратком обзоре ставится проблема эволюционной связи центральных околоядерных S -звезд и сверхскоростных звезд ($CЗ$), которые в недалеком прошлом были компонентами общей родительской двойной звезды, до ее захвата в галактический центр, населенный сверхмассивной черной дырой ($СМЧД$). Представляет интерес взаимной «реконструкции» популяций S -звезд и $CЗ$, рассчитанных в рамках классического сценария Хиллза, по принципу дополнения их наблюдательных данных. Обсуждается возможность «восстановления» из наблюдений S - $CЗ$ -пар в Галактике.

EXTREMELY WIDE “BINARY STARS”

G. N. Dryomova¹, V. V. Dryomov¹, A. V. Tutukov²

¹RFNC-VNIITF, Snezhinsk, ²Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences

In a brief review, the problem of the evolutionary relationship between central near-nuclear S -stars and hypervelocity stars (HVS), which in the recent past were components of a parent binary star, before its capture into the galactic center inhabited by a supermassive black hole ($SMBH$), is posed. Of interest is the mutual “reconstruction” of populations of S stars and HVS calculated within the framework of the classic Hills scenario, based on the principle of supplementing their observational data. The possibility of “recovery” from observations of S - HVS -pairs in the Galaxy is discussed.

Введение

К принятой классификации двойных звезд ($ДЗ$) по большим полуосям с их делением на тесные и широкие класс «экстремально широких» не имеет отношения, поэтому они и взяты в кавычки. Речь пойдет об объектах, которые могли в своем недалеком прошлом принадлежать одной родительской $ДЗ$. Будучи разорванными приливным полем $СМЧД$, оба компонента оказались в новых статусах: центральной S -звезды и $CЗ$, выравшейся из окрестности $СМЧД$ и достигшей периферии гало. Наблюдательное сопоставление статистик $CЗ$ и S -звезд одинаково затруднено ввиду удаленности первых и «засвеченности» вторых в плотно заселенном галактическом центре ($ГЦ$). Но возможности численного моделирования позволяют в рамках сценария Хиллза [1], рассматривающего захват $ДЗ$ в окрестность $СМЧД$, произвести сопоставление популяций $CЗ$ и S -звезд на уровне средних оценок на основе упрощенной послышной модели заселенности звезд в $ГЦ$ (0.1 – 0.01 пк) в режиме парных случайных столкновений [2]. Сценарий Хиллза дает объяснение и феномену $CЗ$ и накоплению S -звезд в результате обмена импульсом в классической задаче трех тел, хотя это не единственный канал образования S - $CЗ$ -пар.

Проблема прямого отождествления S - $CЗ$ -пар сегодня остается технически не решенной, делая вызов современной астрометрии и спектроскопии. Представляют трудности и теоретические алгоритмы отождествления, затрагивающие, например, аспект синхронизации эволюционных шкал прежде родственных компонентов. Звезда, оставшаяся в окрестности $СМЧД$, может быть частично или полностью разрушена ее приливным полем, тогда как другой компаньон проэволюционирует дальше за время своего полета.

«Реконструкция» СЗ-*S*-пар по данным наблюдений

Орбитальные параметры наблюдаемых *S*-звезд из [3] и выведенные на их основе скорости выброса потенциально возможных эволюционно парных к ним объектов с анализом их статуса как СЗ при условии $v_{eject} > 750$ км/с [4]

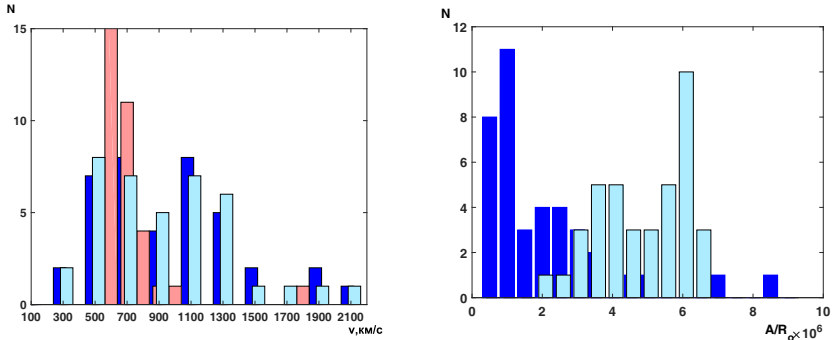
<i>S</i> -звезда	$A/10^6, R_{\odot}$	P_{orb} , в днях	v_{orb} , км/с	v_{eject} , км/с	статус
S1	1.0641	60 632.5	888	863	СЗ
S2	0.2244	5 844.1	1 944	1 870	СЗ
S4	0.6384	28 124.7	1 149	1 112	СЗ
S6	1.1757	70 129.1	848	818	СЗ
S8	0.7238	33 932.3	1 080	1 044	СЗ
S9	0.4872	18 737.6	1 316	1 272	СЗ
S12	0.5342	21 513.5	1 257	1 215	СЗ
S13	0.4723	17 897.5	1 336	1 293	СЗ
S14	0.5120	20 198.6	1 283	1 242	СЗ
S17	0.6365	27 978.6	1 150	1 113	СЗ
S18	0.4255	15 304.2	1 407	1 363	СЗ
S19	0.9300	49 309.5	955	919	СЗ
S21	0.3917	13 514.5	1 467	1 420	СЗ
S22	2.3429	197 238.2	601	579	<i>S</i> -звезда
S23	0.4525	16 728.7	1 369	1 317	СЗ
S24	1.6883	120 899.7	707	684	<i>S</i> -звезда
S29	0.7655	36 890.8	1 050	1 015	СЗ
S31	0.8030	39 447.6	1 030	1 986	СЗ
S33	1.1750	70 129.1	848	818	СЗ
S38	0.2532	7 012.9	1 828	1 762	СЗ
S39	0.6617	29 622.2	1 131	1 090	СЗ
S42	1.6990	122 360.8	703	683	<i>S</i> -звезда
S54	2.1462	174 227.1	623	609	<i>S</i> -звезда
S55	0.1928	4 675.3	2 087	2 027	СЗ
S60	0.6934	31 813.8	1 103	1 066	СЗ
S66	2.6863	242 529.9	561	542	<i>S</i> -звезда
S67	2.0138	157 425.3	647	626	<i>S</i> -звезда
S71	1.7402	126 378.6	697	672	<i>S</i> -звезда
S83	2.6648	239 607.9	563	544	<i>S</i> -звезда
S85	8.2270	1 307 616	318	311	<i>S</i> -звезда
S87	4.9004	599 019.8	414	402	<i>S</i> -звезда
S89	1.9333	148 293.9	659	639	<i>S</i> -звезда
S91	3.4285	349 915.2	496	480	<i>S</i> -звезда
S96	2.6809	241 799.5	561	542	<i>S</i> -звезда
S97	4.1493	463 875.1	453	434	<i>S</i> -звезда
S145	2.0031	155 599.0	652	625	<i>S</i> -звезда
S175	0.7404	35 137.6	1 066	1 033	СЗ
R34	3.2371	320 329.5	511	493	<i>S</i> -звезда
R44	6.9751	997 144.8	354	330	<i>S</i> -звезда

Многолетние наблюдения *S*-звезд позволили собрать данные об их орбитах, на основе которых в рамках сценария Хиллза [1] интересно проверить, могли бы эти *S*-звезды быть парами к СЗ. Для этой цели были отобраны 39 *S*-звезд из [3] с известными данными об их орбитальном периоде P и углом размере большой полуоси орбиты вокруг СМЧД a , исходя из которых были оценены ее линейный размер $A = \frac{a^3}{206265} \cdot R_{\odot}$ и средняя орбитальная скорость $v_{orb} = 2\pi A/P$, где $R_{\odot} \approx 8.32$ кпк из [3] — расстояние от Солнца до ГЦ. Эти данные позволили вычислить удельную энергию связи *S*-звезды e_b , находящейся в центральном

поле СМЧД с массой $M_{SMBH} = 4.28 \cdot 10^6 M_{\odot}$ из [3]:

$$e_b = \frac{v_{orb}^2}{2} - G \frac{M_{SMBH}}{A}. \quad (1)$$

В силу малости энергии взаимодействия компонент ДЗ друг с другом, по сравнению с их взаимодействием с СМЧД, а также полагая на бесконечности полную энергию бывшей S -СЗ-пары, равной нулю, можно оценить скорость выбрасываемого компонента как $v_{eject} = (2e_b)^{1/2}$ (см. таблицу). Используя кинематический критерий СЗ как звезды, гравитационно не связанной с Галактикой, что для области ГЦ соответствует, согласно [4], $v_{eject} > 750$ км/с, получается, что 22 из 39 S -звезд могли быть в паре с СЗ. Спектр скоростей выброса СЗ (голубая гистограмма на левом графике рисунка), «реконструированный» из наблюдаемого распределения S -звезд по средним орбитальным скоростям (синяя гистограмма там же), сохраняет с ним корреляцию, а также хорошо согласуется с наблюдаемым (розовая гистограмма там же) спектром скоростей СЗ из каталога Brown et al. [5]. В силу эффектов наблюдательной селекции распределение наблюдаемых СЗ лежит в узком интервале изменения скоростей выбросов (600–800 км/с) за исключением объекта с пространственной скоростью ~ 1755 км/с, известного как «звезда Копосова» [6], открытой в рамках южного спектроскопического обзора S^5 на расстоянии ~ 8.6 кпк от ГЦ и используемой теперь в качестве эталонного теста сценария центрального происхождения СЗ.



Слева: наблюдаемое распределение S -звезд по орбитальным скоростям из [3] (синяя гистограмма), расчетное (голубая гистограмма) распределение по скоростям выброса СЗ как парных компонентов S -звезд и наблюдаемое (розовая гистограмма) распределение по скоростям выброса СЗ из [5]. Справа: наблюдаемое (синяя гистограмма) распределение S -звезд по большим полуосям [3] и восстановленное по данным наблюдений СЗ [5] (голубая гистограмма)

Анализ v_{eject} СЗ (см. таблицу), «реконструированных» по данным наблюдений S -звезд [3], подтверждает правдоподобность сценария захвата их родительской ДЗ в окрестность СМЧД с последующим выбросом второго компонента: в 22 случаях в статусе СЗ, в 17 — с сохранением связанности с Галактикой.

Аналогично можно выполнить «реконструкцию» орбитальных параметров S -звезд, например большой полуоси ее орбиты вокруг СМЧД, исходя из наблюдаемой пространственной скорости СЗ, v_{obs} [5]. Полагая, что кинетическая энергия выброса звезды из ГЦ как СЗ сбалансирована гравитационной энергией взаимодействия оставшегося компаньона в центральном поле СМЧД, можно оценить большую полуось орбиты этого компаньона (S -звезды) по формуле $a_S^{calc} = GM_{BH}/v_{obs}^2$. «Реконструированное» распределение S -звезд по большим полуосям хорошо совпадает с наблюдаемым (голубая и синяя гистограммы на

правом графике рисунка) в диапазоне величин $2 \cdot 10^6 R_{\odot} - 7 \cdot 10^6 R_{\odot}$ (см. таблицу). Тогда как расчетные значения больших полуосей S -звезд в сценарии Хиллза [1] получились на два порядка меньше $3 \cdot 10^4 R_{\odot} - 7 \cdot 10^4 R_{\odot}$ [2], что в первую очередь связано с эффектами наблюдательной селекции (малые орбиты труднее обнаружить) и, возможно, связано с удовлетворением условию выброса звезды как СЗ. Если допускать выбросы с меньшей скоростью, требуемой по критерию СЗ, большие полуоси орбит захваченных S -звезд в сценарии Хиллза будут больше и придут в согласие с наблюдаемым распределением.

Заключение

Открытие «звезды Копосова» [6] стало убедительным подтверждением сценарию Хиллза [1], а также инициировало моделирование приливных разрушений наблюдаемых ДЗ в центральном дисковом скоплении на удалении 0.05–0.5 пк от ГЦ, генерирующих «Фонтан» выбросов СЗ в конусе с раствором 30° , простирающимся на десятки кпк от ГЦ [7]. Эти модельные уточнения могут способствовать поиску СЗ в данных GAIA.

Библиографические ссылки

- [1] *Hills J.* Hyper-velocity and tidal stars from binaries disrupted by a massive galactic black hole // *Nature*. — 1988. — Vol. 331. — P. 687–689.
- [2] *Dremova G., Dremov V., Tutukov A.* The statistics of S stars and their correlation with Hypervelocity stars // *Astr. Rep.* — 2019. — Vol. 63. — P. 862–876.
- [3] *Gillessen S., Plewa P., Eisenhauer F., et al.* An update on monitoring stellar orbits in the galactic center // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 837. — P. 30–49.
- [4] *Wu X., Famaey B., Gentile G. et al.* Milky Way potentials in cold dark matter and Modified Newtonian Dynamics. Is the Large Magellanic Cloud on a bound orbit? // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2008. — Vol. 386. — P. 2199–2208.
- [5] *Brown W., Lattanzi M., Kenyon S., Geller M.* Gaia and the galactic center origin of Hypervelocity Stars I // *Astrophys. J.* — 2018. — Vol. 866. — P. 39–48.
- [6] *Koposov S., Boubert D., Li Ting S., et al.* Discovery of a nearby 1700 km s⁻¹ star ejected from the Milky Way by Sgr A* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2020. — Vol. 491. — P. 2465–2480.
- [7] *Generozov A.* A Stream of Hypervelocity Stars from the Galactic Center // *Astrophys. J.* — 2020. — Vol. 904. — P. 118–123.

ОТНОШЕНИЕ МАСС КОМПОНЕНТ И ЭКСЦЕНТРИСИТЕТ МОЛОДЫХ СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

О. В. Еретнова

Челябинский государственный университет

Собраны данные о 83 молодых двойных звездах, наблюдаемых как спектрально-двойные с двумя линиями в спектре. Построены распределение молодых двойных звезд по отношению масс компонент, диаграмма «эксцентриситет — период» и проведен их анализ.

THE MASS RATIO AND ECCENTRICITY OF YOUNG SPECTROSCOPIC BINARIES

O. V. Eretnova

Chelyabinsk State University

We collected the information about 83 pre-main sequence double-lined spectroscopic binaries. The mass ratio distribution and the eccentricity-period relation of young binaries are constructed and analyzed.

Введение

Двойные звезды являются основным источником наших знаний о массах, радиусах, светимостях и других характеристиках звезд. Современные астрономические инструменты позволяют наблюдать в областях звездообразования молодые звезды, находящиеся на стадии сжатия к начальной главной последовательности (НГП) как спектрально-двойные. Число молодых двойных звезд, у которых из наблюдений получены абсолютные и фотометрические элементы, растет с каждым годом.

Для спектрально-двойных с двумя линиями в спектре надежно определяются из наблюдений отношение масс, эксцентриситет, период. Исследование закономерностей в распределении молодых звезд по этим параметрам несет информацию о преимущественном механизме образования двойных систем.

Выборка молодых звезд

Исследуемая выборка содержит 83 системы, которые наблюдаются как спектрально-двойные с двумя линиями в спектре (СД2). Из них 32 являются затменными переменными (далее СД2+ЗПЗ), 4 — визуально-двойными (далее СД2+ВД).

К Ae/Be звездам Хербига (массы от $2.5 M_{\odot}$ до $\sim 8 M_{\odot}$, спектральные классы — В и А) относятся 9 компонент, к звездам типа Т Тельца (спектральные классы от F до M, массы $0.5 M_{\odot} < M < 2.5 M_{\odot}$) — 122 компонента. 35 компонент являются красными карликами, это продолжение звезд Т Тельца в область малых масс (спектральный класс M, массы $0.15 M_{\odot} < M < 0.5 M_{\odot}$). Звезды находятся в различных областях звездообразования.

Распределение молодых звезд по отношению масс и эксцентриситетам

Орбиты 40 из 83 молодых СД2 звезд являются круговыми или близкими к круговым, эксцентриситеты лежат в интервале от 0.0 до 0.1. Поскольку среди звезд нашей выборки есть как тесные, так и широкие пары, на рис. 1 представлена диаграмма «эксцентриситет — период».

На рис. 1 выделяются три группы звезд.

1. Короткопериодические двойные ($P < 10^d$), подавляющее большинство имеют эксцентриситеты, близкие к нулю. Подобный результат получен на меньшем наблюдательном материале в работах [1, 2]. Это говорит о том, что у короткопериодических двойных систем уже на стадии сжатия к НГП произошла циркуляризация их орбит. Ряд теоретических работ подтверждает такую возможность в рамках приливного взаимодействия компонент [3, 4]. У систем CVSO 104A и RV 1786 (рис. 1) эксцентриситеты больше 0.4. Возраст маломассивных компонент ($M < 0.6 M_{\odot}$) этих систем равен $t = (1.5\text{--}5.0)$ млн лет, что меньше времени циркуляризации орбиты [5]. У короткопериодических двойных с компонентами, лежащими на главной последовательности, орбиты круговые [1].
2. Системы с $10^d < P < 100^d$, эксцентриситеты лежат в интервале от 0.1 до 0.7. Период двойных звезд в процессе эволюции может уменьшаться в результате потери орбитального углового момента, а орбита приближаться к круговой. Возможно, часть систем в ходе эволюции из этой группы переходит в группу с $P < 10^d$. Об этом говорит и возраст звезд, в первой группе практически отсутствуют звезды с возрастом не более 1 млн лет, в то время как во второй они составляют $\sim 25\%$.
3. Широкие двойные с $P > 10^d$ и эксцентриситетом $e > 0.2$. Широкие системы могут быть образованы в результате захвата, в этом случае возможен большой эксцентриситет. Эффекты приливного взаимодействия в таких двойных звездах слабые и орбита не будет существенно изменяться в процессе эволюции.

Распределение молодых звезд по отношению масс компонент $q = M_2/M_1$ представлено на рис. 2, где показано, что максимум распределения приходится на интервал $q = (0.9\text{--}1.0)$.

У короткопериодических систем ($P < 10^d$) практически отсутствуют пары с $q < 0.5$, для $\sim 50\%$ из них отношение масс лежит в интервале от 0.9 до 1.0 (рис. 2a). Это не противоречит теоретическим предположениям о том, что основными механизмами образования тесных двойных звезд являются фрагментация и деление [6]. Интересно отметить наличие второго максимума в области q от 0.5 до 0.6. Подобная особенность в распределении короткопериодических двойных по отношению масс была отмечена нами ранее [2] и сохранилась при увеличении числа СД2 звезд. Возможно, часть короткопериодических систем являются членами молодых скоплений с большой плотностью звезд и образуются путем захвата.

Число СД2 систем с $P > 100^d$ невелико, поэтому мы объединили их с системами, имеющими период от 10^d до 100^d (рис. 2б). Из данных рис. 2 следует, что у систем с $P > 10^d$ распределение по отношению масс более пологое по сравнению с короткопериодическими двойными. Только у $\sim 30\%$ систем отношение масс лежит в интервале $q = 0.9\text{--}1.0$. 7 из 40 систем имеют отношение масс $q < 0.5$. Механизм образования широких двойных путем захвата предполагает преимущественно малое отношение масс в системе [6].

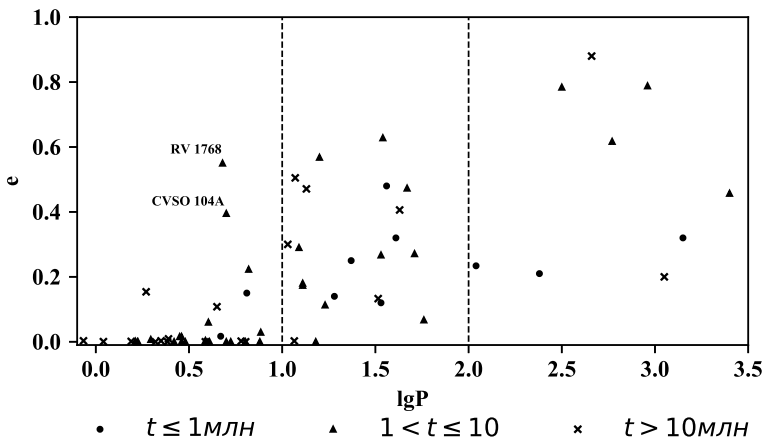


Рис. 1. Диаграмма «эксцентриситет — период» для молодых спектрально-двойных звезд. Круги изображают системы с возрастом $t \leq 1$ млн лет, треугольники — системы с возрастом от 1 до 10 млн лет и крестиками — системы, возраст которых больше 10 млн лет

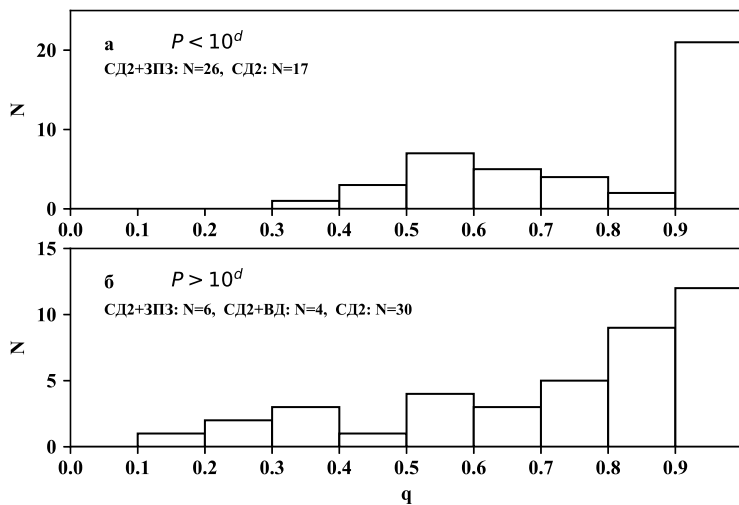


Рис. 2. Распределение молодых спектрально-двойных звезд по отношению масс $q = M_2/M_1$

Заключение

Построены диаграмма «эксцентриситет — период» и распределение по массам для 83 молодых двойных звезд, наблюдаемых как спектрально-двойные с двумя линиями в спектре. Анализ полученных распределений позволяет сделать следующие выводы:

- большинство молодых двойных звезды с периодом $P < 10^d$ имеют круговые орбиты, что говорит о циркуляризации их орбит на стадии до НГП. Среди звезд этой группы практически отсутствуют очень молодые системы с возрастом $t \leq 1$ млн лет, в то время как в группе двойных с $10^d < P < 100^d$ и эксцентриситетом $0.1 < e < 0.7$ они составляют около 25 %. Возможно, потеря орбитального углового момента компонент в ходе эволюции и приливное взаимодействие компонент может привести к уменьшению периода двойной системы, циркуляризации орбиты и пополнению группы короткопериодических систем;
- в распределении молодых двойных с $P < 10^d$ по отношению масс компонент более явно выражен максимум в интервале $q = 0.9-1.0$ и практически отсутствуют пары с $q < 0.5$. У пар с $P > 10^d$ уже около 20 % имеют $q < 0.5$ и лишь около трети — отношение масс в интервале $q = 0.9-1.0$. Распределение молодых двойных по отношению масс не противоречит теоретическим механизмами образования тесных двойных звезд (фрагментации и делению) и возможности образования широких пар путем захвата.

Библиографические ссылки

- [1] *Mathieu R. D.* Pre-Main-Sequence Binary Stars // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1994. — Vol. 32. — P. 465–530.
- [2] *Dudorov A. E., Eretnova O. V.* Some characteristics of binary T Tauri stars // *Astron. Astroph. Trans.* — 2016. — Vol. 29. — P. 437–444.
- [3] *Zahn J. P., Bouche L.* Tidal evolution of close binary stars. II. Orbital circularization of late-type binaries // *Astron. Astrophys.* — 1989. — Vol. 223. — P. 112–118.
- [4] *Khaliullin Kh. F., Khaliullina A. L.* Orbital circularization of close binary stars on the pre-main sequence // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2011. — Vol. 411. — P. 2804–2816.
- [5] *Frasca A., Boffin H. M. J., Manara C. F. et al.* PENELLOPE. II. CVSO 104: A pre-main sequence close binary with an optical companion in Ori OB1 // *Astron. Astrophys.* — 2021. — Vol. 656. — P. A138.
- [6] *Zinnecker H.* Binary Statistics and Star Formation // *Astrophys. Space. Sci.* — 1984. — Vol. 99. — P. 41–70.

ПОПУЛЯЦИЯ ДВОЙНЫХ И КРАТНЫХ ЗВЕЗД В ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЯХ И В ПОЛЕ ГАЛАКТИКИ

Д. А. Ковалева¹, С. А. Сапожников¹, К. А. Лызенко^{1,2}, А. Д. Калинин^{1,2},
Н. Е. Кондратьев^{1,2}

¹*Институт астрономии РАН*

²*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова*

Распространенность двойных и кратных звезд в Галактике, а также их свойства, определяются характеристиками процесса звездообразования и в определенной мере динамическим взаимодействием звезд в группах с общим происхождением. История динамической эволюции популяции для звезд поля и звезд скоплений различна, что может приводить к различию их статистических характеристик. Обсуждается исследование наблюдательных проявлений таких различий с использованием данных космической миссии Gaia.

POPULATION OF BINARY AND MULTIPLE STARS IN STAR CLUSTERS AND IN THE GALACTIC FIELD

D. A. Kovaleva¹, S. A. Sapozhnikov¹, K. A. Lyzenko^{1,2}, A. D. Kalinkin^{1,2},
N. E. Kondratev^{1,2}

¹*Institute of Astronomy, Russia Academy of Sciences*

²*Lomonosov Moscow State University*

The prevalence of binary and multiple stars in the Galaxy, as well as their properties, are determined by the characteristics of the star formation process and, to a certain extent, by the dynamic interaction of stars in coeval groups. The history of the dynamic evolution of the population for field stars and of the stars in star clusters is different, which may lead to a difference in their statistical characteristics. We discuss how the observational manifestations of such differences may be studied using the data from the Gaia space mission.

Введение. Двойные и кратные звезды в Галактике

Известно, что распространенность двойных и кратных звезд в Галактике, а также их свойства определяются характеристиками процесса звездообразования и в определенной мере динамическим взаимодействием звезд в группах с общим происхождением [1–3]. Разделение вкладов характеристик образующейся популяции и их изменения в ходе динамической эволюции — интересная и нетривиальная задача (см., напр., обсуждение в [4, 5]). Статистические свойства двойных звезд, получаемые из наблюдений, позволяют ввести ограничения при решении путем моделирования сложных задач эволюции звездной популяции [2, 6, 7].

Публикация каждого нового релиза данных космического проекта Gaia [8] инициирует получение новых результатов в галактической астрономии и связанных с ней областях астрономии и астрофизики. Это касается в том числе и исследования популяции двойных звезд в Галактике. В июне 2022 г. был выпущен так называемый третий релиз Gaia DR3 [9], впервые содержащий в явном виде информацию о так называемых «неодиночных» (non-single) источниках в Gaia, решение для движения которых предполагает наличие орбитального движения. Мы обсуждаем возможности изучения характеристик популяции двойных звезд в звездных скоплениях и в поле Галактики, стимулированные публикацией данных Gaia.

Двойные звезды поля с Gaia

Было показано, что возможности исследования двойных звезд, не разрешаемых Gaia, а также двойных с выраженным орбитальным движением, ограничены [10, 11]. Каталог неединичных звезд Gaia содержит большое количество источников, однако данные для них весьма неоднородны, а функция селективности ждет исследования [12]. Однако данные Gaia открыли возможность практически не искаженного эффектами наблюдательной селекции выделения и исследования популяции широких двойных. Проведенные разными авторами исследования независимо продемонстрировали, в частности, яркую особенность популяции двойных звезд поля — присутствие так называемого «пика близнецов» на распределении по отношению масс компонентов $q = M_{min}/M_{max}$ [13, 14]. Ранее такой пик (избыточное относительно гладкого распределения количество двойных звезд с близкими массами компонентов) обнаруживали для спектроскопических двойных звезд [5, 15] и предположительно объясняли конкурентной аккрецией на тесную двойную протозвезду, окруженную общей оболочкой или аккреционным диском. Достоверное существование «пика близнецов» для двойных звезд с расстоянием между компонентами вплоть до тысяч астрономических единиц заставляет обсуждать возможные механизмы увеличения расстояния между компонентами после выравнивания их масс [13]. Вероятно, это происходило в ходе динамических взаимодействий в родительском звездном скоплении до его распада и перемещения звезд-близнецов в поле. При этом расстояние между компонентами таких пар накладывает ограничения на условия в скоплении.

Двойные звезды скоплений с Gaia

Ограничения на наблюдение популяции двойных в скоплениях отличаются от ограничений для звезд поля. Осложняющими факторами становятся сложность выделения разрешенных двойных в плотном звездном поле, значительная удаленность большей части звездных скоплений от Солнца, для молодых скоплений — большое межзвездное поглощение в оптическом диапазоне. Однако сходное расстояние до звезд скопления, их близкие возрасты и значение поглощения приводят к легкому выделению неразрешенных двойных на диаграмме «цвет — звездная величина». При этом, однако, весьма сложно перейти к неискаженным эффектами селекции характеристикам двойных звезд скопления — доле двойных и их распределению по q [16–19]. По выполняемым различными авторами для отдельных скоплений оценкам, доля двойных сильно варьируется от скопления к скоплению, что может быть объяснено динамической эволюцией в предположении одинаковой начальной популяции двойных [2, 20]. С другой стороны, весьма примечательно, что в скоплениях, по-видимому, не обнаруживаются признаков «пика близнецов» на распределении по отношению масс компонентов [21], что подтверждается и нашими неопубликованными результатами. Это может служить указанием на различие характеристик начальной популяции двойных звезд [22].

Заключение

Данные Gaia позволяют новые подходы к исследованию характеристик популяции двойных звезд в нашей Галактике. Снимая некоторые существовавшие ранее вопросы, связанные с недостаточностью или качеством данных, результаты Gaia приводят к новым важным задачам, требующим исследования.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 20-52-12009.

Библиографические ссылки

- [1] *Duchêne G., Kraus A.* Stellar Multiplicity // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 51, № 1. — P. 269–310. 1303.3028.
- [2] *Marks M., Kroupa P.* Inverse dynamical population synthesis. Constraining the initial conditions of young stellar clusters by studying their binary populations // *Astron. Astrophys.* — 2012. — Vol. 543. — P. A8. 1205.1508.
- [3] *Bate M. R.* Origins of the Statistical Properties of Binary Systems // *Living Together: Planets, Host Stars and Binaries* / ed. by S. M. Rucinski, G. Torres, M. Zejda : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 2015. — Vol. 496. — P. 37.
- [4] *Tokovinin A., Kiyaveva O.* Eccentricity distribution of wide binaries // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2016. — Vol. 456, № 2. — P. 2070–2079. 1512.00278.
- [5] *Moe M., Di Stefano R.* Mind Your Ps and Qs: The Interrelation between Period (P) and Mass-ratio (Q) Distributions of Binary Stars // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2017. — Vol. 230, № 2. — P. 15. 1606.05347.
- [6] *Bate M. R.* Stellar, brown dwarf and multiple star properties from hydrodynamical simulations of star cluster formation // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2009. — Vol. 392, № 2. — P. 590–616. 0811.0163.
- [7] *Marks M., Kroupa P., Dabringhausen J.* A possible solution to the Milky Way’s binary-deficient retrograde stellar population. Evidence that ω Centauri has formed in an extreme starburst // *Astron. Astrophys.* — 2022. — Vol. 659. — P. A96. 2112.00753.
- [8] *Gaia Collaboration, Prusti T., de Bruijne J. H. J. et al.* The Gaia mission // *Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 595. — P. A1. 1609.04153.
- [9] *Gaia Collaboration, Vallenari A., Brown A. G. A. et al.* Gaia Data Release 3. Summary of the content and survey properties // *Astron. Astrophys.* — 2023. — Vol. 674. — P. A1. 2208.00211.
- [10] *Kovaleva D., Malkov O., Sapozhnikov S. et al.* Data for Binary Stars from Gaia DR2 // *Communications in Computer and Information Science.* — 2021. — Vol. 1427. — P. 125–133.
- [11] *Chulkov Dmitry, Malkov Oleg.* Visual binary stars with known orbits in Gaia EDR3 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2022. — Vol. 517, № 2. — P. 2925–2941. 2206.00604.
- [12] *Pourbaix D., Arenou F., Gavras P. et al.* Gaia DR3 documentation Chapter 7: Non-single stars. — Gaia DR3 documentation, European Space Agency; Gaia Data Processing and Analysis Consortium. Online at <https://gea.esac.esa.int/archive/documentation/GDR3/index.html> <https://gea.esac.esa.int/archive/documentation/GDR3/index.html>, id. 7. — 2022.
- [13] *El-Badry Kareem, Rix Hans-Walter, Tian Haijun et al.* Discovery of an equal-mass ‘twin’ binary population reaching 1000 + au separations // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 489, № 4. — P. 5822–5857. 1906.10128.
- [14] *Sapozhnikov S. A., Kovaleva D. A., Malkov O. Yu., Sytov A. Yu.* Binary Star Population with Common Proper Motion in Gaia DR2 // *Astronomy Reports.* — 2020. — Vol. 64, № 9. — P. 756–768. 2012.06115.
- [15] *Tokovinin A. A.* On the origin of binaries with twin components // *Astron. Astrophys.* — 2000. — Vol. 360. — P. 997–1002.
- [16] *Maeder A.* Stellar evolution near the main sequence: on some systematic differences between cluster sequences and model calculations. // *Astron. Astrophys.* — 1974. — Vol. 32. — P. 177–190.

- [17] *Borodina O. I., Seleznev A. F., Carraro G., Danilov V. M.* Unresolved Binaries and Galactic Clusters' Mass Estimates // *Astrophys. J.* — 2019. — Vol. 874, № 2. — P. 127. 1902.10443.
- [18] *Borodina O. I., Kovaleva D. A.* Unresolved binaries in open clusters // *INASAN Science Reports.* — 2020. — Vol. 5. — P. 351–357.
- [19] *Malofeeva Alina A., Seleznev Anton F., Carraro Giovanni.* Unresolved Binaries in the Intermediate Mass Range in the Pleiades Star Cluster // *Astron. J.* — 2022. — Vol. 163, № 3. — P. 113. 2201.05146.
- [20] *Belloni D., Askar A., Giersz M. et al.* On the initial binary population for star cluster simulations // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2017. — Vol. 471, № 3. — P. 2812–2828. 1707.04271.
- [21] *Malofeeva A. A., Mikhnevich V. O., Carraro G., Seleznev A. F.* Unresolved Binaries and Multiples in the Intermediate Mass Range in open clusters: Pleiades, Alpha Per, Praesepe, and NGC 1039 // *arXiv e-prints.* — 2022. — P. arXiv:2211.12745. 2211.12745.
- [22] *Parker R. J., Reggiani M. M.* The binary companion mass ratio distribution: an imprint of the star formation process? // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2013. — Vol. 432, № 3. — P. 2378–2384. 1304.3123.

ОСОБЕННОСТИ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ ПЯТЕННОЙ АКТИВНОСТИ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

А. В. Кожевникова¹, И. Ю. Алексеев², В. П. Кожевников¹

¹Уральский федеральный университет, ²Крымская астрофизическая обсерватория

В работе представлен анализ многолетних фотометрических наблюдений нескольких десятков хромосферно-активных звезд, обладающих активностью солнечного типа (как наших собственных наблюдений, так и имеющихся в литературе). Выполнено моделирование распределения холодных фотосферных пятен на основе зональной модели — получено несколько сотен моделей. Показано, что у ряда звезд наблюдается дрейф пятен по широте как в сторону экватора, так и в сторону полюса, однако скорость дрейфа ниже в несколько раз, чем у солнечных пятен. Выявлены циклы звездной активности длительностью от 6 до 40 лет.

PECULIARITIES OF LONG-TERM SPOT ACTIVITY OF VARIABLE STARS OF LATE SPECTRAL TYPES

A. V. Kozhevnikova¹, I. Yu. Alekseev², V. P. Kozhevnikov¹

¹Ural Federal University, ²Crimean Astrophysical Observatory

The paper presents an analysis of long-term photometric observations of several dozen chromospherically active stars with solar-type activity (both our own observations and those available in the literature). The distribution of cold photospheric spots has been modeled on the basis of a zonal model — several hundred models have been obtained. It is shown that a number of stars exhibit a latitude drift of spots, both towards the equator and towards the pole, however, the drift velocity is several times lower than that of sunspots. Cycles of stellar activity lasting from 6 to 40 years have been revealed.

Введение

Многие звезды поздних спектральных классов с внешними конвективными оболочками обладают сильными магнитными полями и проявляют активность, аналогичную активности Солнца, но выраженную в большем масштабе [1]. Холодные фотосферные пятна образуются в местах выхода магнитного поля и, таким образом, позволяют получить некоторое представление о структуре магнитного поля звезды [2]. Изменения параметров пятен со временем позволяют исследовать циклы активности звезд, аналогичные циклу солнечной активности. Поэтому очень важно получать информацию о запятненности звезд на больших временных промежутках, составляющих несколько десятилетий. Для всех звезд, кроме Солнца, мы вынуждены использовать только косвенные методы для получения информации о наличии звездных пятен и их физических параметрах. Подробное изучение явлений звездной активности позволяет исследовать структуру магнитных полей и способствует созданию общей теории солнечно-звездного магнетизма.

В данной работе мы представляем анализ запятненности ряда хромосферно-активных звезд спектральных классов от G до M, относящихся к типам RS CVn и BY Dra, на временной шкале в десятки лет с целью обнаружения долговременных изменений фотосферных пятен и поиска циклов активности.

Наблюдения и моделирование фотосферной запятненности

Исследуемые звезды наблюдались нами на 70-сантиметровом телескопе и многоканальном фотометре Коуровской астрономической обсерватории и на 1.25-метровом телескопе АЗТ-11 в Крымской астрофизической обсерватории в UBVRi фотометрических полосах Джонсона. Все наблюдаемые звезды показали наличие вращательной модуляции блеска, вызванной холодными фотосферными пятнами, амплитуда и форма которой изменялась от сезона к сезону, а также обнаружили долговременные изменения среднего блеска до нескольких десятых звездной величины, что может быть вызвано изменением конфигурации пятен от сезона к сезону. Долговременные кривые блеска исследованных звезд представлены на рис. 1. На рис. 1 представлены данные как собственных наблюдений, так и взятые из опубликованных литературных источников. Ссылки на источники фотометрических данных можно найти в работах [3, 4].

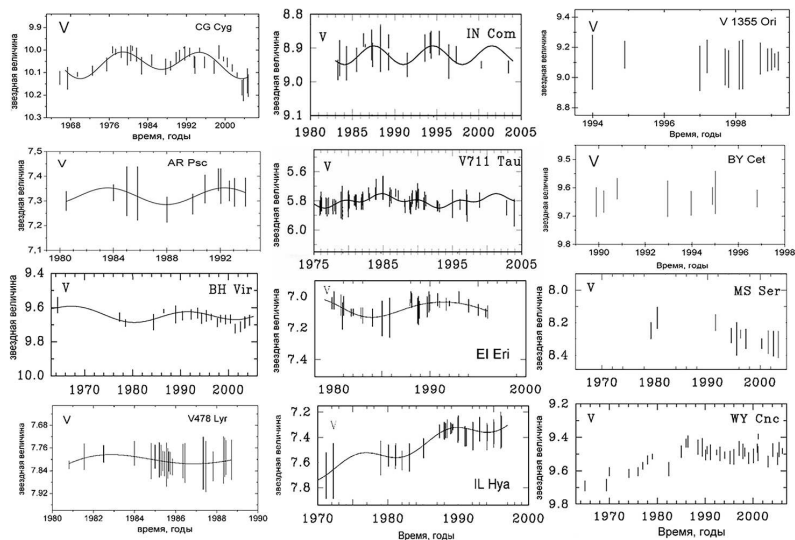


Рис. 1. Долговременные диаграммы блеска хромосферно-активных звезд. Вертикальная линия обозначает величину изменения блеска звезды от минимума до максимума в данную наблюдательную эпоху. Сплошной линией обозначены циклы активности

Для моделирования запятненности применялась усовершенствованная зональная модель запятненности фотосферы, разработанная в КрАО, которая позволяет рассматривать одновременное присутствие на звезде двух активных долгот [5]. Преимущество модели заключается в том, что для анализа используются все имеющиеся фотометрические данные для каждой звезды на временном интервале в десятки лет. Такой подход позволяет определить исторически максимальный блеск звезды и с большой долей вероятности рассматривать его как блеск в состоянии, когда хотя бы одно полушарие звезды не имеет пятен. Проведенный анализ показал, что пятна на исследованных звездах расположены на низких и умеренных широтах от 0 до 58° по обе стороны от экватора, площади пятен занимают от 10 до 43 % полной поверхности звезды в различные эпохи наблюдений. По многоцвет-

ным фотометрическим данным были определены температуры пятен в предположении, что энергия в тени пятна распределена так же, как в спектре звезды более позднего спектрального класса. Получено, что разность температур пятна и фотосферы составляет от 250 K (EV Lac) до 2300 K (BH Vir).

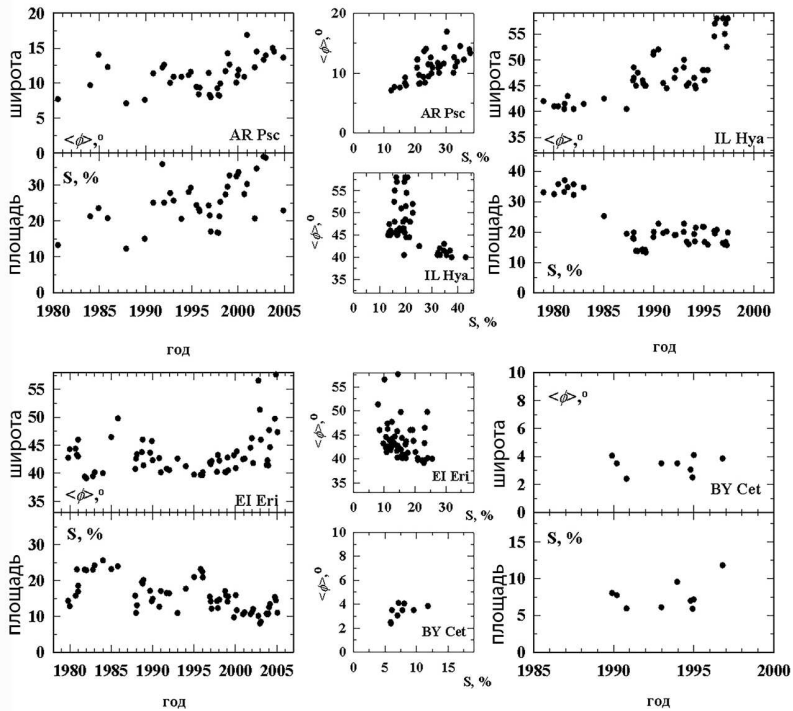


Рис. 2. Примеры изменения средней широты пояса запятненности в северном полушарии и общей площади S , занимаемой пятнами, в зависимости от времени для четырех короткопериодических систем типа RS CVn: AR Psc, IL Hya, EI Eri и BY Cet. В центральной части показаны зависимости средней широты запятненных областей для всех эпох наблюдений в зависимости от полной площади пятен

Результаты и заключение

Представлены результаты исследования запятненности ряда хромосферно-активных звезд в течение нескольких десятилетий на основе всего массива их фотометрических наблюдений. Получено, что пятна на исследованных звездах расположены на низких и умеренных широтах от 0 до 58° по обе стороны от экватора, площади пятен S изменяются от 10 до 43 % полной поверхности звезды в различные эпохи наблюдений (см. таблицу). Рассмотренные многолетние зависимости широт пятен от времени, которые можно считать грубым аналогом солнечной диаграммы бабочек Маундера, показали, что у ряда звезд

Основные параметры пятен анализируемых звезд

Звезда	Средняя широта °	Площадь %	Скорость дрейфа °/год
EV Lac	6–15	43	$(1.0-1.4) \pm 0.04$
AR Psc	7–17	40	-0.8 ± 0.05
EI Eri	40–57	36	-2.8 ± 0.08
CG Cyg	0–7	18	-0.2 ± 0.04
WY Cnc	1–7	21	-0.3 ± 0.03
BH Vir	32–34	26	—
V478 Lyr	18–27	10	—
IN Com	39–55	22	$(0.4-0.6) \pm 0.06$
V711 Tau	30–46	41	-0.4 ± 0.08
IL Hya	40–58	43	—
AD Leo	4–10	31	—
FF And	2–11	31	—
V1355 Ori	40–56	34	—
MS Ser	23–49	24	-4.0 ± 0.04
BY Cet	2–4	12	—

можно заподозрить дрейф пятен как в сторону полюса звезды, так и к экватору. Скорости предполагаемого широтного дрейфа пятен у большинства звезд меньше по модулю аналогичного значения для солнечных пятен в 2–3 раза, но согласуется с оценками для нескольких карликовых звезд спектральных типов G и K.

Периодические изменения фотометрического блеска и широт пятен предполагают наличие циклов активности для 14 звезд, длительность циклов от 6 до 40 лет: CG Cyg, BH Vir, AR Psc, V478 Lyr, IN Com, V 711 Tau, EI Eri, II Hya, AD Leo, EV Lac, FF And, V1005 Ori, GT Peg и DT Vir. Циклы активности выражаются в синхронных изменениях площади и широты пятен от времени, а также общего фотометрического блеска.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

Библиографические ссылки

- [1] *Strassmeier K. G.* Starspots // *Astron. Astrophys. Rev.* — 2009. — Vol. 17. — P. 251–308.
- [2] *Berdyugina S. V.* Starspots: A Key to the Stellar Dynamo // *Living Rev. Solar Phys.* — 2005. — Vol. 2. — P. 1–62.
- [3] *Kozhevnikova A. V., Alekseev I. Yu.* Long-term spottedness variations of 16 RS CVn stars // *Astronomy Reports.* — 2015. — Vol. 59, № 10. — P. 937–951.
- [4] *Alekseev I. Yu., Kozhevnikova A. V.* Long-term Spot-Coverage Variations of 13 BY Dra G-K Dwarfs // *Astronomy Reports.* — 2018. — Vol. 62, № 6. — P. 396–411.
- [5] *Alekseev I. Yu., Gershberg R. E.* Spottedness of red dwarfs: Zonal spottedness models for 13 stars of the BY Dra type // *Astrophysics.* — 1996. — Vol. 39. — P. 33–45.

АСТРОНОМИЯ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ: ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ОБЗОРОВ В ИССЛЕДОВАНИИ ЗАТМЕННЫХ ДВОЙНЫХ

П. В. Пахомова¹, О. Ю. Малков¹, А. Ю. Князев^{2,3,4}, Л. Н. Бердников⁴
¹*Институт астрономии РАН,* ²*Южноафриканская астрономическая обсерватория,*
³*Большой южноафриканский телескоп,*
⁴*Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, МГУ*

Долгопериодические затменные двойные — ценный источник данных для расчета звездных масс. Такие объекты имеют достаточное количество как фотометрических, так и спектральных данных для определения их параметров и дальнейшего анализа. Нами реализуется проект по изучению долгопериодических массивных затменных двойных с целью определения масс их компонентов и уточнения соотношения «масса — светимость» для звезд умеренных и больших масс. Мы описываем суть проекта в общих чертах, более подробно останавливаясь на использовании фотометрических обзоров в наших исследованиях. Представлены результаты анализа фотометрических данных исследуемых объектов, а также демонстрируется несколько случаев, когда анализ данных из обзоров позволяет получить значения орбитальных периодов, заметно отличающиеся от известных ранее.

TIME DOMAIN ASTRONOMY: USE OF PHOTOMETRIC SURVEYS FOR STUDY OF ECLIPSING BINARIES

P. V. Pakhomova¹, O. Yu. Malkov¹, A. Yu. Kniazev^{2,3,4}, L. N. Berdnikov⁴
¹*Institute of Astronomy of Russian Academy of Sciences,* ²*South African Astronomical
observatory,* ³*South African Large Telescope,* ⁴*Sternberg Astronomical Institute*

Long-period eclipsing binaries are a valuable source of data for calculating stellar masses. Such objects have a sufficient amount of both photometric and spectral data for determining their parameters and further analysis. We are implementing a project to study long-period massive eclipsing binaries in order to determine their component masses and refine the mass-luminosity relation for stars of high and intermediate masses. We describe our project in general terms, focusing in more detail on the use of photometric surveys in our studies. We present the results of photometric data analysis for the objects we study and besides demonstrate several cases when the data analysis makes it possible to obtain values of orbital periods that differ noticeably from those previously known.

Введение

Затменные двойные — уникальный инструмент для понимания процесса формирования и эволюции звезд. Благодаря изучению затменных систем у нас есть возможность вычислять основные параметры звезд (массы, радиусы) напрямую с высокой точностью [1], используя соотношение «масса — светимость» (СМС). Для его построения обычно используются орбитальные двойные (визуальные двойные с известными орбитальными параметрами). Компоненты таких систем, как правило, обладают массами менее $1.5 M_{\odot}$. Соответственно, они пригодны для построения СМС только для маломассивных звезд. Для получения СМС в области больших масс применяются затменные двойные с линиями обоих компонентов в спектре (double-lined eclipsing binaries, DLEB). Однако одиночные молодые массивные звезды являются быстрыми ротаторами, в отличие от тесных затменных

двойных, которые почти все синхронизированы с орбитальным вращением (при значениях периода менее примерно 15 дней, [2]) и вращаются медленно. Следовательно, СМС, построенное на основе медленных ротаторов, плохо применимо к одиночным быстровращающимся звездам [3].

Однако долгопериодические DLEB-звезды (с периодами более 15 дней) в большинстве своем еще не синхронизированы с орбитальным вращением [4] и могут считаться быстрыми ротаторами, а их эволюционный путь аналогичен эволюции одиночных звезд [5]. Соответственно, всестороннее изучение двойных звезд этого типа позволит с хорошей точностью получить их массы и построить соотношение «масса — светимость» для массивных звезд.

Нами было начато систематическое исследование долгопериодических массивных DLEB-звезд для получения их масс и светимостей, а также для сравнения их положения на диаграмме «масса — светимость» со «стандартным» СМС. В результате этого исследования ожидается подтвердить, что быстрые и медленные ротаторы соответствуют разным СМС, и в дальнейшем планируется построить СМС для быстрых ротаторов. Подробное описание и постановка задачи, предварительные результаты и найденные параметры конкретных двойных систем можно найти в статьях [6, 7].

Описание фотометрических данных

Первые шаги нашего исследования уже сделаны для выборки звезд южного полушария. Эти звезды наблюдались с помощью телескопа SALT, и для нескольких из них уже получены орбитальные и астрофизические параметры. Для расширения исследования и формирования выборки звезд Северного неба мы обратились к Общему каталогу переменных звезд (ОКПЗ, [8]), из которого отобрали 22 разделенные системы Северного полушария. Системы отбирались по следующим критериям:

- видимая звездная величина в полосе V выше 13.0^m ;
- оба компонента системы принадлежат Главной Последовательности;
- спектральный класс не позднее F (то есть с $T_{eff} \sim 6\,200\text{ K}$);
- период системы не менее 15 дней и не более 1 года.

Для анализа фотометрических данных, существующих для отобранных звезд, использовались следующие обзоры и базы данных:

- All Sky Automated Survey for SuperNovae (ASAS-SN)* [9];
- OMC-INTEGRAL database;
- SuperWASP Variable Stars database;
- American Association of Variable Star Observers (AAVSO) database;
- Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) [10];
- Mini-MegaTORTORA Sky Survey (MMT) [11, 12].

Анализ данных

Тщательно собрав данные, имеющиеся в упомянутых выше обзорах, мы провели анализ кривых блеска для звезд нашей выборки. На данном этапе для этой цели использовались временные ряды TESS и V -диапазона ASAS-SN и MMT, так как эти обзоры охватывают наибольшее количество звезд списка.

Анализ кривой блеска позволяет понять качество имеющейся фотометрии, а также провести дополнительную фильтрацию звезд выборки по форме кривой. Для нашего исследо-

*<https://doi.org/10.48550/arxiv.2205.05687>

вания необходимы затменные двойные с узкими минимумами и плоской областью между ними, поскольку именно такие системы обладают подходящими физическими свойствами. Анализ фотометрии также может выявить звезды, которые следует исключить из выборки.

Следующим шагом в работе с фотометрическими данными является определение параметров орбиты. Вместе с анализом лучевых скоростей орбитальные параметры дают нам точные фундаментальные параметры, в том числе массы.

Нередко при анализе фотометрических данных выясняется, что вычисленное при построении кривой блеска значение периода значительно отличается от известного ранее. Как было замечено нами, такие ситуации возникают при определенных соотношениях глубин первичного и вторичного минимумов на кривой. К примеру, в случае если глубина вторичного минимума значительно меньше глубины первичного, то при недостаточном качестве наблюдательных данных вторичный минимум может оказаться незаметным на кривой блеска, и тогда один из первичных минимумов может быть принят за вторичный. Такая ситуация проиллюстрирована на рис. 1. Видно, что при пересчете кривой блеска с периодом, отличающимся от исходного в 2 раза, становится отчетливо виден вторичный минимум, незаметный ранее. Аналогичная ситуация возникает, когда глубины первичного и вторичного минимумов, наоборот, отличаются незначительно.

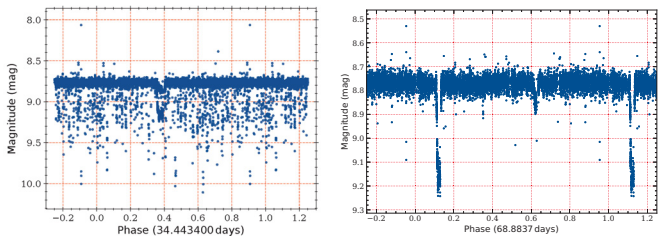


Рис. 1. Кривые блеска по данным MMT для CD And: $P = 34.4434$ (слева) и $P = 68.88366$ (справа)

Есть также и менее очевидные случаи, когда период, полученный в результате моделирования кривой блеска, отличается от изначально известного не в кратное двум число раз. Скорее всего, это может быть связано с недостатком наблюдательных данных, по которым определялось исходное значение периода. В случае, показанном на рис. 2, появление данных TESS (обладающих хорошим качеством и имеющих достаточно длинные временные ряды) для этой системы позволило более верно вычислить ее период. Это дало понять, что значение периода этой звезды (менее 15 дней) не удовлетворяет нашему критерию.

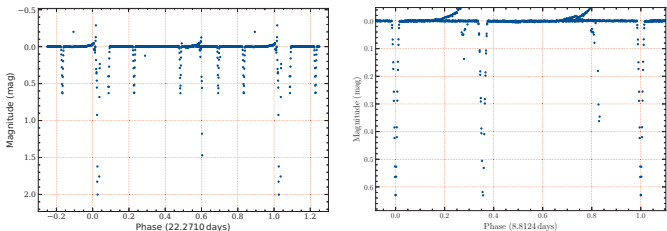


Рис. 2. Кривые блеска по данным TESS для CR Per: $P = 22.271$ (слева) и $P = 8.8124$ (справа)

Все рассмотренные выше ситуации показывают, что проверка и пересчет орбитального

периода двойной системы при анализе кривых блеска является важным этапом работы с фотометрическими данными, требующим внимания.

Заключение

Основные промежуточные результаты нашего исследования на данный момент следующие:

- составлена выборка из 22 долгопериодических затменных двойных для дальнейшего исследования;
- проанализирована подавляющая часть фотометрических данных, доступных для интересующих нас звезд, из большинства существующих в настоящее время обзоров неба;
- для нескольких звезд были пересчитаны значения их орбитальных периодов, и эти значения оказались серьезно отличающимися от известных ранее.

Библиографические ссылки

- [1] *Torres G., Andersen J., Giménez A.* Accurate masses and radii of normal stars: modern results and applications // *Astron. Astrophys. Rev.* — 2010. — Vol. 18. — P. 67–126. 0908.2624.
- [2] *Khaliullin Kh. F., Khaliullina A. I.* Synchronization and circularization in early-type binaries on main sequence // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2010. — Vol. 401, № 1. — P. 257–274.
- [3] *Malkov O. Y.* Eclipsing binaries and the mass-luminosity relation // *Astron. Astrophys.* — 2003. — Vol. 402. — P. 1055–1060.
- [4] *Pakhomova P. V.* Synchronization of Components in Binary Systems // *Astrophysical Bulletin.* — 2022. — Vol. 77, № 3. — P. 264–270.
- [5] *Malkov O. Y.* Mass-luminosity relation of intermediate-mass stars // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2007. — Vol. 382. — P. 1073–1086.
- [6] *Kniazhev A. Yu., Malkov O. Yu., Katkov I. Yu., Berdnikov L. N.* Long-period eclipsing binaries: towards the true mass-luminosity relation. I. the test sample, observations and data analysis // *Research in Astronomy and Astrophysics.* — 2020. — Vol. 20, № 8. — P. 119. 2004.04115.
- [7] *Kniazhev A.* Long-period eclipsing binaries: towards the true mass-luminosity relation. II. Absolute parameters of the NN Del system // *Astrophys. Space. Sci.* — 2020. — Vol. 365, № 10. — P. 169. 2010.05551.
- [8] *Samus' N. N., Kazarovets E. V., Durevich O. V. et al.* General catalogue of variable stars: Version GCVS 5.1 // *Astronomy Reports.* — 2017. — Vol. 61, № 1. — P. 80–88.
- [9] *Jayasinghe T., Kochanek C. S., Stanek K. Z. et al.* The ASAS-SN catalogue of variable stars I: The Serendipitous Survey // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2018. — Vol. 477, № 3. — P. 3145–3163. 1803.01001.
- [10] *Ricker G. R., Winn J. N., Vanderspek R. et al.* Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) // *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems.* — 2015. — Vol. 1. — P. 014003.
- [11] *Beskin G. M., Karpov S. V., Biryukov A. V. et al.* Wide-field optical monitoring with Mini-MegaTORTORA (MMT-9) multichannel high temporal resolution telescope // *Astrophysical Bulletin.* — 2017. — Vol. 72, № 1. — P. 81–92.
- [12] *Karpov S., Beskin G., Biryukov A. et al.* Photometric calibration of a wide-field sky survey data from Mini-MegaTORTORA // *Astronomische Nachrichten.* — 2018. — Vol. 339, № 5. — P. 375–381.

ЗАТМЕННЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ В НОВЫХ СПИСКАХ ОБОЗНАЧЕНИЙ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

Н. Н. Самусь

Институт астрономии РАН и ГАИШ МГУ им. М. В. Ломоносова

Три недавних Списка обозначений переменных звезд в системе ОКПЗ были в значительной степени посвящены переменным звездам шаровых скоплений. Несмотря на то, что затменные переменные обычно не рассматриваются как характерное население шаровых скоплений, их в этих Списках оказалось немало. Следующий Список, публикация которого предполагается в 2023 г., также будет преимущественно посвящен переменным звездам шаровых скоплений, причем в списке включаемых скоплений преобладают скопления из созвездия Стрельца. В плотных полях этого созвездия в области некоторых шаровых скоплений члены скопления оказываются в меньшинстве, и многие переменные звезды не включены в специализированный каталог переменных звезд в шаровых скоплениях. На примере скопления Terzan 10 мы рассмотрим следствия для каталогизации затменных переменных звезд.

ECLIPSING VARIABLES IN NEW NAME-LISTS OF VARIABLE STARS

N. N. Samus

*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, and Sternberg Astronomical Institute,
M. V. Lomonosov Moscow University*

Three recent Name-lists of variable stars in the GCVS system were largely devoted to variable stars in globular clusters. Though eclipsing variables are usually not considered as population typical of globular clusters, there is quite a number of them in these Name-lists. The next Name-list, scheduled for publication in 2023, will also predominantly deal with globular-cluster variable stars, and the list of clusters selected for this Name-list is dominated with clusters from Sagittarius. In the regions of some globular clusters in crowded Sagittarius fields, cluster members are a minority, so that many variable stars do not enter the special Catalog of variable stars in globular clusters. Using the cluster Terzan 10 as an example, we consider consequences for compiling catalogs of eclipsing variable stars.

Введение

Составление и издание Общего каталога переменных звезд (ОКПЗ) [1] — поручение астрономам СССР и России от Международного астрономического союза. Звезды в ОКПЗ включаются через так называемые Списки обозначений. После 2009 г. появилась возможность включать в ОКПЗ переменные звезды шаровых скоплений, для которых ранее не публиковались экваториальные координаты. В 2019–2021 гг. были опубликованы три Списка обозначений [2–4], включающие 2488 переменных звезд в 63 шаровых скоплениях, расположенных в созвездиях от Arus до Ophiuchus в алфавитном порядке имен созвездий. На 2023 г. запланирована публикация следующего такого Списка.

© Самусь Н. Н., 2023

Затменные переменные звезды в шаровых скоплениях

Традиционно считается, что затменные переменные звезды не являются характерным населением шаровых скоплений. Тем не менее в уже опубликованных Списках обозначений содержится 179 затменных переменных в 21 скоплении (7 % от общего числа входящих в Списки звезд скоплений). В 42 скоплениях затменные переменные не выявлены.

В шаровом скоплении ω Кентавра (NGC 5139) в ОКПЗ переведено 389 звезд, из них 71 затменная система (18 %). Если не считать статистически незначимые случаи скоплений, очень бедных переменными звездами, ω Кентавра — самое богатое затменными системами «на душу населения переменных звезд» шаровое скопление Галактики.

Среди скоплений, отобранных для включения в следующий Список обозначений, преобладают шаровые скопления созвездия Стрельца. Это созвездие наиболее богато шаровыми скоплениями. В то же время для него свойственны очень плотные звездные поля, в которых доля реальных членов шаровых скоплений может быть невелика. Только в этом созвездии нами найдены несколько случаев, когда в канадский каталог переменных звезд в шаровых скоплениях [5] оказывается включенной лишь меньшая часть открытых в одном исследовании переменных звезд, а звезды за пределами приливного радиуса скопления оказываются не каталогизированными. Рассмотрим этот случай на примере скопления Terzan 10.

Подавляющее большинство переменных в Terzan 10, включенных в каталог [5], открыты Алонсо-Гарсия и др. [6]. Всего в этой работе открыто 160 переменных звезд скопления Terzan 10, из них в канадский каталог включены только те 48, которые находятся в пределах приливного радиуса скопления. Судя по собственным движениям, большинство этих звезд членами скопления также не являются. Алонсо-Гарсия и др. не нашли период только для двух из 160 звезд, но в 80 случаях из 160 не указали тип переменности. Практически для всех звезд классификация не составляет труда по опубликованным кривым блеска. Авторы считают 34 звезды своего списка (21 %) затменными; еще несколько затменных систем можно выявить среди неклассифицированных переменных. Поскольку работа [6] специально посвящена поиску переменных звезд в шаровых скоплениях, она могла оказаться пропущенной составителями ОКПЗ, если бы не было принято решение о включении в ОКПЗ переменных в шаровых скоплениях, а две трети переменных звезд Terzan 10 не были бы включены ни в ОКПЗ, ни в канадский каталог.

Заключение

Мы продолжаем работу над переводом переменных звезд шаровых скоплений в ОКПЗ. Как сказано выше, публикация следующего Списка обозначений намечена на 2023 г.

Автор признателен Е. Н. Пастуховой, Е. В. Казаровец и Н. Н. Киреевой за участие в работе по включению в ОКПЗ переменных звезд шаровых скоплений.

Библиографические ссылки

- [1] *Samus* N. N., *Kazarovets* E. V., *Durlevich* O. V. et al. General catalogue of variable stars: Version GCVS 5.1 // *Astronomy Reports*. — 2017. — Vol. 61, № 1. — P. 80–88.
- [2] *Kazarovets* E. V., *Samus* N. N., *Durlevich* O. V. et al. The 82nd Name-List of Variable Stars. Part I — RA 0hr to 18hr, Novae and Globular-cluster Variables // *Information Bulletin on Variable Stars*. — 2019. — Vol. 6261. — P. 1.
- [3] *Samus* N. N., *Pastukhova* E. N., *Durlevich* O. V. et al. The 83rd Name-List of Variable Stars. Variables in Globular Clusters and Novae // *Peremennye Zvezdy*. — 2020. — Vol. 40, № 8. — P. 8.

- [4] *Samus N. N., Pastukhova E. N., Durlevich O. V. et al.* The 84th Name-List of Variable Stars. Globular Clusters (Third Part) and Novae // *Peremennye Zvezdy*. — 2021. — Vol. 41, № 7. — P. 7.
- [5] *Clement Ch. M., Muzzin A., Dufton Qu. et al.* Variable Stars in Galactic Globular Clusters // *Astron. J.* — 2001. — Vol. 122, № 5. — P. 2587–2599. [astro-ph/0108024](#).
- [6] *Alonso-García J., Dékány I., Catelan M. et al.* Variable Stars in the VVV Globular Clusters. I. 2MASS-GC 02 and Terzan 10 // *Astron. J.* — 2015. — Vol. 149, № 3. — P. 99. [1411.1696](#).

РОЛЬ МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В ОБРАЗОВАНИИ КЛАССИЧЕСКИХ Be ЗВЕЗД

Е. И. Старицин

Уральский федеральный университет

На стадии обмена веществом в двойной системе меридиональная циркуляция выносит к поверхности звезды до двух третей момента импульса, поступившего в звезду вместе с аккрецированным веществом. Отвод этой части момента импульса из звезды делает возможным увеличение ее массы и момента импульса вследствие аккреции и образование быстровращающейся Be-звезды.

THE ROLE OF THE MERIDIONAL CIRCULATION IN THE FORMATION OF CLASSICAL Be STARS

E. I. Staritsin

Ural Federal University

At the stage of matter exchange in a binary system, the meridional circulation carries to the surface of the star up to two-thirds of the angular momentum received by the star along with the accreted matter. The removal of this part of the angular momentum from the star makes it possible to increase its mass and angular momentum due to accretion and to create of a rapidly rotating Be-star.

Классические звезды типа Be

Классические звезды типа Be — это звезды спектрального класса B, у которых была зарегистрирована эмиссия в бальмеровских линиях водорода. Эти звезды не являются сверхгигантами и обладают быстрым вращением [1]. Скорости вращения поверхностей Be-звезд раннего спектрального подкласса вблизи экватора заключены в пределы от 40–60 % до 90–100 % кеплеровской скорости [2]. Эмиссия в бальмеровских линиях водорода образуется в декреционных дисках, окружающих эти звезды [3]. Образование дисков связывают с быстрым вращением Be-звезд. Наблюдаемая доля Be-звезд в рассеянных скоплениях увеличивается с возрастом скопления и достигает максимума в рассеянных скоплениях с возрастaми 10–20 млн лет [4].

Просхождение Be-звезд связывают с эволюцией B-звезд на главной последовательности. Эволюция предшественника Be-звезды должна сопровождаться увеличением момента импульса поверхностного слоя. В противном случае отношение экваториальной скорости вращения к кеплеровскому значению будет уменьшаться со временем в процессе эволюции звезды. Недра вращающейся звезды находятся в состоянии непрерывного движения. Это — циркуляция вещества в меридиональной плоскости звезды, вызванная локальным нагревом и охлаждением различных участков произвольной поверхности постоянного давления, и турбулентность, причиной которой служит различие скоростей вращения разных поверхностей постоянного давления. Оба процесса выносят момент импульса из центральных, сжимающихся вследствие эволюции, частей звезды во внешние расширяющиеся слои.

Если момент импульса звезды большой, процесс выноса момента импульса протекает интенсивно, и отношение экваториальной скорости вращения к кеплеровскому значению увеличивается со временем вплоть до значений, характерных для Be-звезд [5, 6].

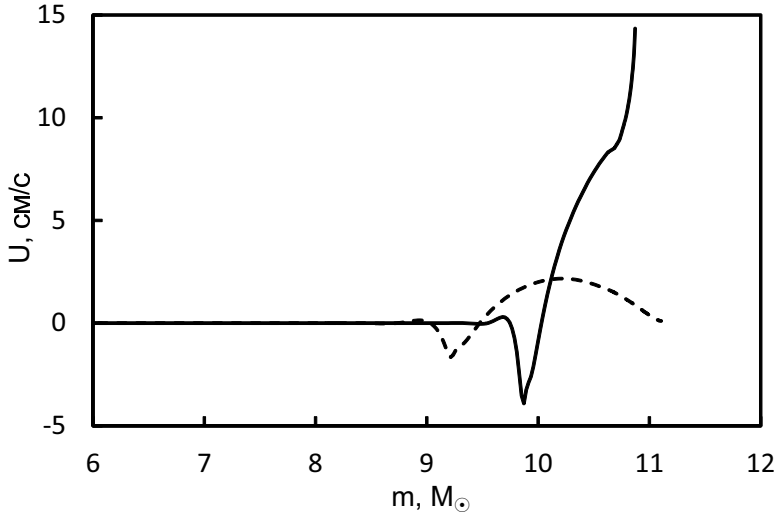


Рис. 1. Распределение амплитуды $U(m)$ радиальной составляющей $U_r(m, \theta) = U(m) \cdot P_2(\theta)$ скорости меридиональной циркуляции в недрах аккректора до (сплошная линия) и после (штрих) того, как скорость вращения его поверхности стала равной кеплеровской; $P_2(\theta)$ — присоединенная функция Лежандра второй степени; θ — широта; отсчитываемая от оси вращения

Происхождение больших моментов импульса у звезд является предметом современных исследований. Наблюдаемые скорости вращения молодых В-звезд раннего спектрального подкласса не превосходят 60 % кеплеровского значения и значительно ниже, чем у звезд поздних спектральных подклассов [7]. До 70 % В-звезд раннего спектрального подкласса наблюдаются в двойных и кратных системах [8, 9]. Вероятно, все такие звезды образуют кратные системы. В таком случае большие моменты импульса этих звезд могут быть связаны с их кратностью.

Закручивание компоненты двойной системы в процессе обмена веществом

Мы рассмотрели обмен веществом в двойной системе с исходными массами компонент $13.4 M_\odot$ и $10.7 M_\odot$ и периодом $P = 35^d$. Звезда с исходной массой $13.4 M_\odot$ теряет $10.5 M_\odot$ в тепловой шкале времени. Половина этой массы выпадает на аккректор, другая — теряется из системы. К началу обмена веществом звезда с массой $10.7 M_\odot$ обладает медленным вращением, синхронным с орбитальным. В начале аккреции угловая скорость вращения падающего на звезду вещества меняется в узком пограничном слое от кеплеровского значения на внутреннем крае аккреционного диска Ω_c до скорости вращения поверхности звезды Ω_s . При этом момент импульса, поступающий в аккректор, определяется кеплеровской скоростью вращения внутреннего края диска [10]. Поэтому момент импульса поступает в звезду по двум каналам: вместе с веществом, имеющим такую же скорость вращения, как

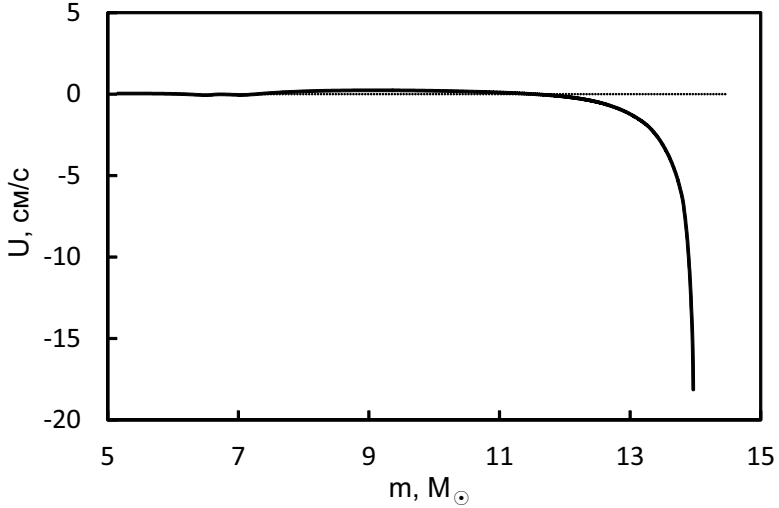


Рис. 2. Распределение амплитуды $U(m)$ радиальной составляющей скорости меридиональной циркуляции в недрах аккректора, когда его масса составляет $14 M_{\odot}$; тонкая пунктирная линия обозначает нулевое значение скорости

у поверхности звезды и в виде турбулентного потока момента импульса с темпом:

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{2}{3}R^2(\Omega_c - \Omega_s)\dot{M}, \quad (1)$$

где J и R — момент импульса и размер аккректора; \dot{M} — скорость аккреции. В подповерхностном слое аккректора образуется ячейка циркуляции вещества в меридиональной плоскости. Циркуляция вещества в этой ячейке переносит момент импульса внутрь звезды. Дно ячейки перемещается по веществу звезды и постепенно опускается внутрь. Скорость циркуляции вещества в ячейке существенно больше, чем в моделях одиночных звезд и составляет $1\text{--}10$ см/с (рис. 1). Соответственно, характерное время переноса момента импульса совпадает по порядку величины с продолжительностью обмена веществом. Когда масса аккректора увеличивается до $11 M_{\odot}$, скорость вращения его поверхности становится равной кепплеровской. Масса вещества во внешней ячейке циркуляции составляет $\sim 1 M_{\odot}$. Угловая скорость вращения в ячейке убывает от кепплеровской на поверхности до исходной на дне [11].

Аккреция вещества на звезду с кепплеровской скоростью вращения поверхности возможна вследствие отвода момента импульса от поверхности звезды аккреционным диском [10, 12]. На этой стадии звезда аккрецирует еще $5 M_{\odot}$. Вещество присоединяется к звезде с кепплеровской скоростью вращения. В аккрецированном веществе формируется еще одна ячейка циркуляции. В этой ячейке циркуляция выносит часть момента импульса аккрецированного вещества к поверхности звезды. Эта часть момента импульса отводится от звезды аккреционным диском. Быстрее всего момент импульса отводится из недавно аккрецированных слоев (рис. 2). Благодаря потере момента импульса аккрецированные слои сжимаются, как это обычно имеет место при аккреции. В процессе сжатия скорость вращения слоев все время остается меньше кепплеровского значения [11].

За время обмена веществом аккрецированное вещество приносит с собой момент импульса в количестве $1.76 \cdot 10^{53}$ эрг · с. Меридиональная циркуляция переносит 5 % от этой величины во внутренние слои, которые составляли звезду до начала аккреции, и 65 % к поверхности звезды. Эту часть момента импульса звезда теряет. В аккрецированном веществе остается 30 % от поступившего количества момента импульса. Масса и момент импульса звезды после окончания аккреции составляют $16 M_{\odot}$ и $6 \cdot 10^{52}$ эрг · с. Поверхностная скорость вращения вблизи экватора в моделях одиночной звезды с такими же массой и моментом импульса превышает 95 % кеплеровской скорости в течение всего времени горения водорода в ядре [5]. Таким образом, обмен веществом в двойной системе может быть тем самым процессом, в котором звезды получают большие моменты импульса. Компонента двойной системы может иметь характеристики Ве-звезды сразу после окончания стадии обмена веществом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019.

Библиографические ссылки

- [1] *Porter J. M., Rivinius T.* Classical Be Stars // Publ. Astron. Soc. Pac. — 2003. — Vol. 115. — P. 1153–1170.
- [2] *Cranmer S. R.* A statistical study of threshold rotation rates for the formation of disks around Be stars // Astrophys. J. — 2005. — Vol. 634. — P. 585–601.
- [3] *Struve O.* On the Origin of Bright Lines in Spectra of Stars of Class B // Astrophys. J. — 1931. — Vol. 73. — P. 94–103.
- [4] *Fabregat A., Torrejon J. M.* On the evolutionary status of Be stars // Astron. Astrophys. — 2000. — Vol. 357. — P. 451–459.
- [5] *Staritsin E. I.* Hydrodynamic processes of angular momentum transport in the interior of a rotating massive hydrogen-burning star // Astronomy Letters. — 2007. — Vol. 33. — P. 93–102.
- [6] *Staritsin E. I.* Effect of partial mixing of matter on the hydrodynamic angular momentum transport processes in massive main-sequence star // Astronomy Letters. — 2009. — Vol. 35. — P. 413–423.
- [7] *Huang W., Gies D. R., McSwain M. V.* A stellar rotation census of stars: from ZAMS to TAMS // Astrophys. J. — 2010. — Vol. 722. — P. 605–619.
- [8] *Chini R., Hoffmeister V. H., Nasserri A. et al.* A spectroscopic survey on the multiplicity of high-mass stars // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2012. — Vol. 424. — P. 1925–1929.
- [9] *Sana H., de Mink S. E., de Koter A. et al.* Binary interaction dominates the evolution of massive stars // Science. — 2012. — Vol. 337. — P. 444–446.
- [10] *Paczynski B.* A polytropic model of an accretion disk, a boundary layer, and a star // Astrophys. J. — 1991. — Vol. 370. — P. 597–603.
- [11] *Staritsin E.* The Spin-up of a Star Gaining Mass in a Close Binary System on the Thermal Time Scale // Research in Astron. Astrophys. — 2022. — Vol. 22. — P. 105015.
- [12] *Bisnovatyi-Kogan G. S.* A self-consistent solution for an accretion disc structure around a rapidly rotating non-magnetized star // Astron. Astrophys. — 1993. — Vol. 274. — P. 796–806.

ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ — ЭФФЕКТИВНЫЙ ИНСТРУМЕНТ ИЗУЧЕНИЯ ФИЗИКИ И ЭВОЛЮЦИИ ЗВЕЗД

А. В. Тутуков

Институт астрономии РАН

Многогранное взаимодействие компонент тесных двойных звезд (ТДЗ) и современная теоретическая астрофизика превратили их наблюдаемое семейство в очень развитый и эффективный инструмент для исследования их эволюции. В обзоре приведены основные черты современных представлений об эволюции ТДЗ от их возникновения до образования конечных компактных остатков компонент: вырожденных карликов, нейтронных звезд и звездных черных дыр. Кратко описаны явления и системы, связанные со взаимодействием и слиянием компактных компонент ТДЗ под влиянием общих оболочек, с излучением гравитационных волн в катаклизмических и рентгеновских двойных, сверхновых (*SN Ia*, *SN Ib*), гамма-барстерах и других системах.

BINARY STARS — IS AN EFFECTIVE TOOL FOR STUDYING THE PHYSICS AND EVOLUTION OF STARS

A. V. Tutukov

Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences

The manifold interaction of the components of close binary stars (CBS) and modern theoretical astrophysics have turned their observed family into a very developed and effective tool for studying the evolution of these systems. In a short review, the main features of modern ideas about the evolution of CBS from their origin to the formation of finite compact remnants of components: degenerate dwarfs, neutron stars and stellar black holes are presented. Phenomena and systems associated with the interaction and merging of compact components of CBS under the influence of common shells, radiation of gravitational waves by cataclysmic systems, X-ray binaries, supernovae (*SN Ia*, *SN Ib*), gamma bursters and others.

Введение

Наблюдения показали, что практически все звезды являются двойными или кратными с разделением компонент от 1 до $10^6 R_{\odot}$. Основная причина кратности звезд — глубокий коллапс их исходных вращающихся газовых протестественников. Здесь важно отметить, что астрономия в ходе своей работы лишена возможности постановки своих критических экспериментов, она вооружена только наблюдательными возможностями регистрации фотонов различных энергий, космических лучей и в последние годы гравитационных волн. Но в мире тесных двойных звезд она обрела и активно использует очень продуктивное «опытное поле», на котором сама природа ставит «эксперименты». Суть этих экспериментов — многостороннее взаимодействие близких компонент двойных звезд (ДЗ) от их возникновения в качестве звезд главной последовательности (ГП) до образования в ходе эволюции этих систем конечных компактных объектов — продуктов эволюции их компонент: вырожденных карликов, нейтронных звезд (*NS*) и черных дыр (*BH*). Всеволновое исследование явлений, сопровождающих эволюцию названных активно взаимодействующих компонент, — это одна из основ современной наблюдательной астрофизики.

Теоретический анализ наблюдательной информации о ДЗ разных типов и численное моделирование эволюции их компонент является другой опорой современной звездной астрофизики. Эти исследования позволили восстановить полные сценарии эволюции ТДЗ и построить численные сценарные программы для детального исследования количественных характеристик их эволюционно обусловленных разновидностей. Сценарные программы и численное моделирование эволюции компонент разных типов дали возможность надежно установить природу многих наблюдаемых объектов, являющихся продуктами эволюции ТДЗ. К числу таких объектов относятся гелиевые звезды, вырожденные карлики, пульсары, сверхбыстрые звезды, алголи, катаклизмические и симбиотические системы, рентгеновские двойные, рентгеновские и гамма-барстеры, сверхновые первого типа (*SN Ia*), генераторы всплеск излучения гравитационных волн, а также многие другие интересные космические объекты. Многостороннее изучение ДЗ и физики явлений, сопровождающих их эволюцию, существенно обогащает не только астрономию, но и физику. Знаком последнего может служить присуждение нескольких Нобелевских премий по физике последних десятилетий за работы, посвященные в основном изучению явлений, обусловленных взаимодействием компонент рентгеновских двойных, слияния нейтронных звезд и черных дыр, сверхновых первого типа (*SN Ia*) в качестве индикаторов ускоренного расширения Вселенной. Картина физики и эволюции ТДЗ [1–3] в настоящее время активно развивается и сейчас ясно, что эти системы послужат генератором еще многих замечательных достижений современной астрофизики.

Начальные параметры молодых ДЗ

Одна из основ астрономии — наблюдения, поэтому учет эффектов наблюдательной селекции является необходимым условием для получения исходных характеристик семейства ДЗ на основе их свойств, доступных наблюдателю. Знание исходных параметров необходимо как для понимания условий образования ДЗ, так и для изучения эволюции их семейства. В начале 80-х гг. прошлого века в Астросовете АН СССР было проведено полное изучение всех доступных тогда каталогов ДЗ со звездами ГП в качестве компонент с целью получения начальных основных параметров этого семейства. Итогом этой работы явилась функция начальных параметров ДЗ, являющаяся произведением степенных распределений по массам первичных компонент: $dN/dM = M^{-2.35}$ и большим полуосям их орбит a : $dN/da = 0.2d \lg a$. Распределение по начальному отношению масс компонент q оказалось бимодальным. Для ТДЗ с $a < 1\,000 R_{\odot}$: $dN/dq=1$, а для более широких систем с разделением $a < 10^6 R_{\odot}$: $dN/dq = q^{-2}$. Эти исследования позже были многократно подтверждены многими астрофизиками на основе новых более полных каталогов ДЗ.

Со временем были поняты основные причины установленных закономерностей. Функция масс отражает распределение по массам исходных газовых облаков турбулизованной газовой компоненты Галактики (M^{-2}), немного «отредактированное» — звездным ветром массивных звезд ГП. Последний уменьшает наличный интервал звездных масс, делая это распределение немного более крутым. Распределение по массам газовых облаков с массами от звездных до масс скоплений галактик на интервале 15 порядков величины, как показало дополнительное исследование, является универсальным, «безмасштабным». То есть на каждый интервал логарифма массы газовых облаков приходится одинаковая общая масса этих облаков независимо от величины их масс. «Безмасштабным» оказалось и начальное распределение ДЗ по большим полуосям их орбит или, другими словами, по удельным угловым моментам исходных газовых облаков Галактики и, соответственно, ДЗ. Разница в распределении двойных по начальному отношению масс является целиком генетически обусловленной. Все коллапсирующие газовые облака при возникновении звезд проходят фазу вращающейся газопылевой гидростатически равновесной протозвезды с ра-

диусом $\sim 1000R_{\odot}$, коллапс которой после испарения в ней пыли при температуре $\approx 10^3 K$ «согласует» массы компонент, делая их распределение по отношению масс компонент почти плоским. Компоненты более широких систем в основном просто отражают исходный спектр «безмасштабной» турбулентности газовой компоненты Галактики. Практически все звезды Галактики в итоге являются, согласно наблюдениям кратными, что есть следствие глубокого коллапса исходных неизбежно вращающихся газовых облаков, сокращающего размеры облака почти на семь порядков их начальной величины. Интересно, что исходное распределение ДЗ по угловым моментам, найденное нами, дало возможность еще задолго до открытия первых внесолнечных планетных систем надежно оценить долю одиночных звезд с планетами в 30 %, что было позднее поддержано наблюдениями. Планетными системами обладают звезды, исходный угловой момент которых был недостаточен для образования даже предельно тесной из наблюдаемых молодых двойных систем, но слишком велик для одиночной звезды такой массы. Избыточный момент идет на формирование вначале компактного диска, развивающегося со временем за счет декреции его газа в протопланетный, протяженный диск. Распределение ДЗ по исходным орбитальным угловым моментам позволяет надежно оценить также долю тройных систем, присутствующих в звездном населении, и долю неустойчивых систем среди последних. Распад тройных звезд с неустойчивыми орбитами компонент — надежный путь для получения одиночных звезд.

Эволюция одиночных звезд и компонент широких ДЗ

Эволюция компонент ТДЗ с 70-х гг. была и остается в центре активного внимания наблюдателей и численного моделирования звездной эволюции теоретиками. Ее изучению посвящены работы последних десятилетий многих астрофизиков. Среди них Б. Пачинский, И. Ибен, К. Номото, Э. ван ден Хойвел, А. Черепашук, Л. Юнгельсон, Г. Бисноватый-Коган, К. Постнов, В. Лицунов. Основой картины эволюции взаимодействующих компонент ТДЗ являются представления об эволюции одиночных звезд различных масс и начального химического состава. Эволюция звезды сводится в конечном итоге к изменению химии ее ядра в ходе ядерных реакций в горячем ядре гидростатически равновесной звезды солнечного в начале химического состава. В результате эволюции в звездах с массами $> 0.8M_{\odot}$ за время короче Хаббловского последовательно образуются гелиевое (He), углеродно-кислородное (CO) или при массах $\sim 8M_{\odot}$ кислородно-неоновое (O₂Ne) вырожденное ядро. С образованием CO компактных вырожденных ядер оболочка звезд с массой $< 8M_{\odot}$ теряется в виде планетарной туманности, само же ядро превращается в остывающий вырожденный карлик с массой $\sim 0.6(M/M_{\odot})^{0.4}$. Ядра звезд с начальными массами от $8M_{\odot}$ до $30M_{\odot}$ в ходе горения углерода, кислорода и кремния становятся железными, последующий коллапс которых приводит к вспышке сверхновых второго типа (SN II) и образованию NS с массами $1-2M_{\odot}$. Самые массивные звезды с начальными массами $> 30M_{\odot}$ образуют в ходе ядерной эволюции массивные железные ядра, коллапс которых, сопровождаемый взрывом сверхновой SN II, завершается формированием BH с массой $\approx 0.05(M/M_{\odot})^{1.4}$. Таковы вкратце итоги эволюции одиночных звезд различных масс.

Итогом эволюции звезд является формирование компактных остатков с большим гравитационным потенциалом: вырожденных карликов, NS и BH звездных масс ($5-60 M_{\odot}$), сопровождаемых сбросом оболочек в основном исходного химического состава, но обогащенных тяжелыми элементами, произведенными в звездных ядрах. Основные продукты химической эволюции одиночных и компонент широких двойных массивных звезд являются He, C, O, поставляемые в межзвездную среду сверхновыми. Обилие в газе и звездах этих элементов является мерой химической эволюции галактики и ее звездного состава.

Рассмотрим итоговый баланс потоков галактического вещества с помощью простых аналитических оценок, опираясь на наблюдаемую скорость звездообразования в нашей Галак-

тике $\sim 3.6M_{\odot}$ в год. Образование вырожденных карликов поглощает около $0.6M_{\odot}$ в год. По $\sim 0.07M_{\odot}$ поглощают NS и BH и $\approx 2.9M_{\odot}$ возвращается в межзвездную газовую среду в основном с оболочками планетарных туманностей. Не являясь замкнутой системой, Галактика за счет *галактического ветра*, поддерживаемого взрывами сверхновых, непрерывно теряет порядка $1M_{\odot}$ газа в год, обогащая межгалактическую газовую среду. Таким образом, «эффективность замыкания» газовой компоненты Галактики в конечные компактные звездные остатки в ходе звездной эволюции Галактики составляет $\sim 20\%$, что делает процесс превращения газовой компоненты Галактики в звездные инертные остатки очень медленным, много больше Хаббловской шкалы времени. Затянут и процесс обогащения газовой компоненты нашей Галактики тяжелыми элементами. Такова вкратце картина эволюции одиночных звезд и не взаимодействующих компонент широких ДЗ с начальными большими полуосями их орбит $2000\text{--}10^6 R_{\odot}$, которые составляют около половины всех ДЗ.

Эволюция ТДЗ

Другая половина ДЗ — тесные двойные звезды, компоненты которых в ходе своей эволюции заполняют свои полости Роша, обмениваются веществом, активно взаимодействуют. Это обстоятельство в корне меняет эволюцию компонент. В результате заполнения своей полости Роша вещество начинает теряться звездой. Дальнейшая судьба этого вещества определяет эволюцию системы. Эволюция ТДЗ является предметом всестороннего теоретического и наблюдательного исследования последних десятилетий. При сравнимых массах компонент звезд близких к ГП это вещество, как показывает пример алголей, может быть в основном аккрецировано спутником, обеспечивая консервативную по массе эволюцию системы. Однако давно было найдено, что при большом отношении масс компонент, звезд ГП, или компактном спутнике, последний быстро расширяется, закрывая таким образом возможность консервативной эволюции этой системы. Итогом процесса потери донором вещества в таком случае будет формирование в общей оболочке двойного ядра. Процессы взаимодействия двойного ядра с общей оболочкой сложны и пока недостаточно изучены. Для практических целей они сейчас сведены к торможению орбитального вращения компонент в общей оболочке и в конечном итоге к рассеянию последней за счет гравитационной энергии взаимодействия двойного ядра. Это подход позволяет оценить конечное разделение компактных компонент ядра как простую функцию начального разделения и масс компонент, являющуюся следствием закона сохранения энергии. Итогом торможения компонент в общей оболочке является их существенное сближение и формирование компактных систем компактных объектов — продуктов эволюции компонент. Другим важнейшим следствием наличия близкого компонента является полное удаление протяженной общей оболочки системы и демонстрация двойного компактного ядра звезды.

Образование компактного объекта в ДЗ: вырожденного карлика, NS или BH принципиально меняет дальнейшую эволюцию и компонент, и системы. Причина этого — в большом гравитационном потенциале поверхности компактного объекта, сопоставимом с ядерной энергией вещества, в случае вырожденного карлика или даже много превосходящем ее при акреторе как NS или BH. Для наблюдателя эволюция системы с появлением в ней компактного объекта «уходит» из оптики в ультрафиолет, рентген и гамма-диапазон излучения, сопровождающие аккрецию вещества компактными объектами. Рентгеновская и гамма-астрономии внесли основополагающий вклад в изучение поздних стадий эволюции ТДЗ. Большой гравитационный потенциал и ограничение светимости компактного объекта величиной порядка эддингтоновской светимости: ($10^{38} M/M_{\odot}$ эрг/с), ограничивают скорость аккреции им величиной порядка $10^{-8} M_{\odot}$ /год. Но скорость потери вещества донором, заполняющим свою полость Роша, как правило, задается тепловой шкалой оболочки донора, которая много меньше указанной предельной величины скорости аккреции компакт-

ным спутником. Это обычно ведет на фазе второго обмена в тесной двойной к погружению системы в общую оболочку. Эта фаза снова очень коротка, интенсивный звездный ветер общей оболочки с неизбежной пылью в нем скрывает на какое-то время двойную систему в оптике, превращая ее в яркий инфракрасный источник. Но большинство последних отношений обычно к молодым звездам. Надежная идентификация немногочисленных объектов, обязанных своим существованием общим оболочкам ТДЗ, пока, к сожалению, не доступна. С рассеянием общей оболочки системы в виде планетарной туманности двойное ядро с двумя компактными конечными объектами становится доступно наблюдателям. Поздняя фаза разрушения общей оболочки может проходить в ее динамической шкале времени и наблюдаться в оптике как вспышка «красной новой» в течение нескольких месяцев.

Для устойчивого обмена веществом в системах с компактными объектами в качестве аккректоров, важного для объяснения наблюдаемых ярких рентгеновских двойных, необходимо выполнение ряда простых условий, сводящихся к уменьшению темпа обмена в тесной системе. Обеспечение наблюдаемых скоростей аккреции в массивных двойных системах достигается за счет звездного ветра близкого донора, не заполняющего свою полость Роша. Темп аккреции в этом случае регулируется разделением компонент, а время жизни рентгеновской системы — временем жизни донора на ГП. *Cygnus X-1* — пример такой системы. Другая возможность уменьшить скорость обмена массы в системе с компактным компонентом — привлечение маломассивного компонента ГП с массой $\sim 1M_{\odot}$. Для поддержания потери углового момента таких систем, необходимого для сближения вначале разделенных компонент и поддержания наблюдаемого темпа обмена между ними, привлекаются два наблюдаемых физических эффекта: магнитный звездный ветер донора и излучение гравитационных волн системой. Детальное исследование катаклизмических систем в свое время позволило надежно установить эволюционную роль этих эффектов. Звезды с массами $0.3\text{--}1.5M_{\odot}$ имеют магнитный звездный ветер, тормозящий их вращение со временем по хорошо установленному эмпирическому закону. Приняв его за основу, удалось установить, что в предположении синхронного осевого и орбитального вращений звезды системы с начальными разделениями компонент $< 10R_{\odot}$ и указанными выше массами компонент становятся полуразделенными под влиянием потери орбитального углового момента с магнитным звездным ветром донора. Последний способен поддерживать наблюдаемую скорость обмена при массах донора $0.3\text{--}1.5M_{\odot}$ и орбитальных периодах 3–12 ч. Прекращение звездного ветра при массе донора $0.3M_{\odot}$ делает систему полуразделенной на некоторое время, но излучение гравитационных волн системой вновь сближает компоненты, возобновляя обмен между ними при орбитальном периоде в два часа. Интервал орбитальных периодов 2–3 ч система проходит разделенной, и, действительно, полуразделенные катаклизмические системы с такими периодами отсутствуют. Для систем с *NS* и *BH* в качестве аккректоров важно, что магнитный звездный ветер доноров и излучение гравитационных волн подобными системами обеспечивают допустимые скорости аккреции для компактных аккректоров рентгеновских двойных с донорами малой массы.

Сценарный подход к эволюции ТДЗ

Времена жизни звезд и астрономов несопоставимы, что исключает чисто наблюдательное отслеживание эволюции звезд. Но наблюдательная всеволновая астрономия к началу 70-х гг. прошлого века собрала богатую информацию о свойствах ТДЗ различных масс и типов, представляющих все ключевые стадии их эволюции. А теоретическая астрономия, опираясь на существующие представления о физике вещества в широком интервале плотностей и температур, развила численные модели эволюции компонент различных классов. Вся эта информация послужила надежной основой для развития сценарного подхода к эволюции ТДЗ. Эволюционный сценарий воспроизводит полную картину эволюции объекта или

системы, опираясь на доступную наблюдательную, экспериментальную и теоретическую информацию. Подобная ситуация сложилась в биологии XIX в., что позволило Ч. Дарвину, представителю замечательной астробиологической семьи, использовать сценарный подход для восстановления эволюционного древа жизни земной биосферы.

В ходе исследования эволюции ДЗ в начале 70-х гг. XX в. в Астросовете АН СССР был предложен первый сценарий для эволюции массивных ТДЗ с начальными массами компонент $> 8M_{\odot}$. Он был призван объяснить эволюцию этих систем от стадии двух близких и сопоставимых по массе звезд на ГП до распада систем в ходе взрыва вторичных компонент в качестве сверхновых звезд типа *SN Ib*, с. Попутно этот сценарий объяснял причины появления массивных гелиевых звезд Вольфа — Райе, рентгеновских двойных, массивных звезд с высокими пространственными скоростями. Последние являются продуктами взрыва сверхновых звезд в наиболее тесных двойных системах. Причина одиночности радиопульсаров, их периодов вращения порядка секунды и их, как правило, высоких пространственных скоростей заключена, вероятно, в том, что их предшественники были компонентами ТДЗ. Спутник поддерживает высокую скорость вращения предсверхновой, необходимую для обеспечения наблюдаемой скорости вращения молодых нейтронных звезд-радиопульсаров, возникающих в результате коллапса ядер предсверхновых. Коллапс ядер медленно вращающихся одиночных красных гигантов — предсверхновых типа SN II — приводит к появлению слишком медленно для радиопульсаров вращающихся NS. В придании пульсарам высокой скорости и, как правило, разрушении массивных ДЗ при взрывах сверхновых, вероятно, участвует некий «толчок», придающий продукту коллапса скорость ~ 100 км/с. Природа этого толчка остается неясной. Здесь можно обратить внимание на потенциально большие возможности получения высокой пространственной скорости молодой NS или ВН при сбросе энергии в ходе взрыва сверхновой за счет нейтрино. При дефекте массы в 10 % массы остатка и скорости нейтрино, равной скорости света, «хорошо организованный» сброс способен ускорить остаток до скорости в 10 % скорости света. Этого, очевидно, нет. Причина пока не ясна, вероятно, она в отсутствии строгой организации направления ухода нейтрино при взрыве сверхновой звезды.

Сценарный подход был найден эффективным и позднее, в 80-х гг. XX в., он был применен к восстановлению эволюции ТДЗ меньших масс. В этом случае сценарий был призван объяснить формирование «алголей», сверхновых звезд с гелиевыми оболочками (*SN Ib*), симбиотических и катаклизмических ДЗ, гелиевых звезд типа *R CrB*, звезд типа *W UMa*, появление очень тесных двойных вырожденных He, CO и ONe карликов, слияние которых под влиянием излучения гравитационных волн системой завершается при соблюдении определенных условий врывающимися SN Ia. Последние были давно признаны основными генераторами элементов железного пика во Вселенной, причиной поддержания галактического ветра *E*-галактик, что делало установление их природы предметом широкого интереса. Как обычно, этот сценарий опирался на детальное численное моделирование различных фаз эволюции компонент соответствующих масс и широкую картину наблюдаемых явлений, сопровождающих эволюцию ТДЗ данных масс. Помимо общепризнанной роли излучения гравитационных волн в слиянии вырожденных карликов, в этом процессе может играть заметную роль влияние достаточно близкого третьего компонента системы. Если он после образования системы двух вырожденных карликов заполнит свою полость Роша, то поток его вещества на двойную систему карликов приведет к ускорению этого вещества двойной системой и к эффективному, как показывают простые оценки, сближению карликов друг с другом. Это обстоятельство пополняет банк тесных двойных кандидатов на слияние со временем их компонент под влиянием излучения гравитационных волн.

Успех сценарного подхода на качественном уровне к эволюции ТДЗ вдохновил несколько групп теоретиков в начале 90-х гг. XX в. на создание количественной сценарной численной программы для изучения их эволюции. В основе этих программ лежит информация

о выше обсуждаемых начальных параметрах ДЗ Галактики и развитие представления об основах сценарного подхода к эволюции ТДЗ разных масс и начальных больших полуосей. История звездообразования опирается на существующие модели, ее описывающие. Обычно для объектов со временем жизни, меньшем хаббловского, скорость звездообразования для Галактики принимается постоянной, равной современной. Конечным продуктом сценарной программы является матрица, представляющая число объектов разного рода и частоты их формирования. Зависимость этих чисел и частот от времени позволяет изучить эволюцию семейства ТДЗ со временем. Несмотря на большое количество неопределенностей, вовлекаемых в построение сценарных моделей эволюции тесных двойных, результаты моделирования, полученные разными авторами, в основном хорошо согласуются. Постоянный контроль модельных результатов сравнением чисел звезд и частот явлений с наблюдениями показывает также достойное согласие, что позволяет считать сценарные численные программы для изучения эволюции ДЗ надежными.

Поздние стадии эволюции ТДЗ

Эволюция компонент тесных двойных с массами $> 0.8M_{\odot}$ за хаббловское время заканчивается образованием компактного и инертного объекта с массой: He-карлика с $0.1-0.5M_{\odot}$, CO-карлика с $0.55-1.2M_{\odot}$, ONe-карлика с $1.2-1.4M_{\odot}$, NS с $1.0-2.1M_{\odot}$, звездной ВН с $3-50M_{\odot}$. Наблюдаемые представители всех названных объектов известны и хорошо изучены. Сценарное моделирование демонстрирует, что конечные двойные системы могут содержать любую комбинацию названных компактных объектов. Простые оценки давно продемонстрировали, что при больших полуосях конечных систем $> 3R_{\odot}$, их компоненты останутся в течение хаббловского времени разделенными, ограничиваясь взаимодействием с межзвездным газом, что при попадании таких систем в плотные молекулярные облака приводит к целому ряду пока недостаточно изученных явлений. А компоненты более тесных конечных систем, теряя орбитальный угловой момент за счет излучения гравитационных волн, сближаются и заполняют свои полости Роша.

На примере краткой истории изучения слияния вырожденных карликов из-за излучения гравитационных волн тесными системами с целью объяснения взрывов «стандартных» сверхновых звезд первого типа (SN Ia), обеспечивающих производство большей части элементов железного пика таблицы Менделеева (Fe, Ni), можно продемонстрировать успехи и проблемы на пути изучения судьбы сливающихся вырожденных карликов. Суть исходной еще с конца 70-х гг. XX в. идеи была заключена в предположении, что при общей массе сливающихся CO карликов выше чандрасекаровской массы продукт слияния при его неизбежном сжатии в ходе слияния разогреется и взорвется с энергией, ограниченной суммарной массой карликов и энергетикой горения CO-смеси. Идея была проста, и много групп начали изучать возможные проявления такого слияния, несмотря на полное отсутствие в те годы наблюдаемых примеров тесных двойных такого рода. Наблюдаемая частота событий SN Ia была получена сразу с помощью известных начальных распределений ДЗ: раз в триста лет для нашей Галактики. Со временем и повышением точности фотометрии SN Ia и шкалы расстояний выяснилось, что эти сверхновые обладают значительной, до половины звездной величины, дисперсией максимальной яркости и, соответственно, энергии. Систематическое ослабление яркости с космологическим расстоянием было быстро приписано ускоренному расширению Вселенной, движимому некоей темной энергией. А наблюдаемая дисперсия энергетикой близких SN Ia была объяснена возможностью взрывов вырожденных CO карликов дочандрасекаровской массы.

Для объяснения примерно полуторкратной наблюдаемой дисперсии энергетикой пока недостаточно изученной возможности неполноты сгорания ядерного топлива быстро вращающегося карлика — продукта слияния компонент, а для понимания причин наблюдае-

мого систематического роста энергетики SN Ia с возрастом звездного населения — переход от слияния более массивных ONe карликов к слиянию и взрывам менее массивных CO карликов. При этом важно, что этот переход уменьшает массу карликов на 10–20 % при увеличении энергетики ядерного топлива на 70 %. Это, возможно, и объясняет наблюдаемое увеличение энергетики SN Ia с возрастом. Преимущество более массивных ONe карликов среди молодых сливающихся систем обеспечивается физикой излучения гравитационных волн. А возможность взрыва вырожденных CO и ONe карликов дочандрасекарской массы приписано приливному нагреву мантии карлика в ходе сближения под действием излучения гравитационных волн либо взрыву гелиевой оболочки карлика, поджигающему углеродно-кислородную смесь мантии. Все указанные возможности активно исследуются в настоящее время путем моделирования в рамках трехмерной газодинамики с учетом по возможности полной ядерной кинетики для изучения картины взрыва и итоговой изотопной химии продуктов. На примере опыта последних десятилетий активного исследования слияний CO карликов с целью установления причин взрывов SN Ia выясняются причины существующих затруднений на пути быстрого прогресса в изучении слияний компактных объектов — продуктов эволюции ТДЗ. Это в первую очередь видимая слабость и редкость этих явлений для земного наблюдателя и обусловленная этим обстоятельством сложность получения достаточно детальной наблюдательной информации. Как отчасти следствие этого обстоятельства являются сложности, возникающие при физически обусловленной постановке задач трехмерной газодинамики, необходимых для численного моделирования и анализа событий слияния вырожденных компонент разного рода.

Теперь обсудим вкратце доступную информацию о возможных проявлениях слияния компактных компонент ТДЗ разного рода. Перечислим пять возможных компактных компонент этих систем: He, CO, ON екарлики, NS, BH. С разной частотой они входят в состав конечных тесных двойных пятнадцати различных типов, сливающихся под влиянием излучения гравитационных волн ими. Перечислим краткий анализ возможных итогов слияния всех обозначенных тесных двойных систем. Слияния вырожденных He карликов ведет к вероятному появлению невырожденных He звезд при суммарной массе карликов, превышающей $0.5M_{\odot}$, что необходимо для начала горения He. Возможность взрывного загорания He кажется исключенной примером в ядрах красных гигантов. Загорание He при суммарной массе He карликов меньшей $0.5M_{\odot}$ исключено, ибо одиночные CO карлики таких масс неизвестны. Слияние He карлика с CO или ONe карликом ведет к загоранию гелия в оболочке аккрецирующего карлика и к вероятному появлению короткоживущих He сверхгигантов типа звезд *R CrB*. Время жизни таких звезд ограничено в основном звездным ветром, в ходе которого оболочка теряется, обнажая вырожденное ядро. Не исключена и редкая возможность при массе CO или ONe ядра близкой к чандрасекарской массе роста массы ядра до предельной с последующим взрывом сверхновой звезды типа SN Ib с гелиевой оболочкой. Итогом такого взрыва будет полный разлет продукта слияния при CO ядре и, возможно, даже нейтронная звезда при ONe ядре. Интересная, но пока слабо изученная ситуация возникает при слиянии He карлика с NS или BH. Приливное разрушение гелиевой оболочки карлика приведет к возникновению массивного диска. Последний может быть частично аккрецирован релятивистским объектом, а частично потерян в виде интенсивного ветра диска. Более вероятным сейчас кажется возникновение объекта типа Торн — Житков — красного сверхгиганта с релятивистским ядром, интенсивный ветер которого сильно сократит время жизни последнего.

Обратимся теперь к слиянию компонент систем по крайней мере одной из компонент которых является CO или ONe карлик. Как показало приведенное выше обсуждение, пара CO+CO — перспективный предшественник SN Ia. Наличие ONe карлика в такой системе, вероятно, также ведет к взрыву сверхновой этого типа с возможным образованием в итоге NS. Слияние CO или ONe карлика с NS или BH ведет сначала к разрушению вырожденной

звезды в ее динамической шкале времени, что составляет несколько секунд. Потенциал релятивистского объекта NS или BH велик, поэтому часть энергии процесса динамического разрушения карлика в сильном поле компактного релятивистского объекта будет излучена в гамма-диапазоне. Такова возможная модель для понимания причин появления «длинных» гамма-барстеров с продолжительностью в несколько секунд. Слияние NS с NS или BH — возможная модель для понимания причины появления «коротких» гамма-барстеров с характерным временем короче одной секунды. Интересно, что слияние двух NS не обязательно ведет к быстрому появлению молодой BH, как показал наблюдаемый акт их слияния в 2019 г. Диапазон масс наблюдаемых NS — $1-2M_{\odot}$. Это оставляет возможность для продукта слияния двух NS оставаться NS, что, вероятно, и произошло в событии 2019 г. Важно, что приливное разрушение NS сопровождается выбросом в межзвездную среду некоторого количества вещества, представляющего вторую половину таблицы Менделеева за железом. Слияние релятивистских компактных звезд сопровождается вспышками излучения гравитационных волн, уносящих в виде энергии до 10 % их массы. Это явление особенно интенсивно при слиянии BH. Около сотни подобных событий было зарегистрировано в последние годы в рамках международного эксперимента LIGO, что позволило оценить массы наиболее массивных BH звездной массы во много десятков солнечных масс.

Таким образом, изучение поздних стадий эволюции ДЗ позволило открыть путь к пониманию целого ряда коротких высокоэнергичных событий в звездном мире, наблюдаемых как короткие, продолжительность порядка $1-0.001$ с, вспышки излучения в рентгеновском и гамма-диапазоне спектра. В эксперименте LIGO обнаружены давно искомые короткие вспышки излучения гравитационных волн, отмечающие события слияния компактных релятивистских звезд: NS и BH, подтверждающие давние представления об окончании эволюции наиболее массивных ТДЗ. Закрывая, можно сказать, что современная теория эволюции ТДЗ дает полную наблюдаемую картину объектов и явлений ее представляющую. Развитие всеволновой астрономии последних пятидесяти лет, численных моделей эволюции компонент и сопровождающих ее явлений позволило построить первый набросок полной картины эволюции двойных систем различных начальных масс и разделений компонент. Современные представления о эволюции ДЗ стали надежной опорой для анализа новых, порой парадоксальных объектов и явлений в мире наблюдаемых звезд.

Кратные астрономические объекты

Богатый и успешный опыт исследования эволюции ДЗ с помощью наблюдательного и теоретического инструментария, разработанного за последние десятилетия, стимулирует поиск и изучение кратных представителей и других астрономических объектов. Целью этого поиска является изучение взаимодействия компонент и эволюции самих систем с целью получения информации о их свойствах и условиях их существования. Рассмотрим кратко некоторые итоги и перспективы этой работы. Найдены двойные астероиды и кометы, появление которых является результатом столкновительного взаимодействия этих объектов между собой и испарения их неоднородных тел в поле излучения Солнца. Сложнее оказался вопрос о двойных планетах, хотя очевидный кандидат на эту роль рядом — система Земля — Луна. Сейчас очевидно, что двойные планеты редки, причиной чего является, вероятно, отсутствие глубокого коллапса при их образовании в ходе в основном аккумуляционного процесса в плоском газопылевом диске. Последний исключает образование двойных планет со сравнимыми массами, но предполагает возникновение планет, окруженных плоскими системами своих спутников малой массы. Поиск двойных звездных скоплений показал, что таковые, если они и есть, крайне редки. Причина этого проста. Размер полости Роша обычного скопления, ограничивающий зону гравитационного влияния скопления в поле гравитации Галактики, лишь в несколько раз превосходит размер скопле-

ния. В отсутствие эффективной диссипации движения газовых протоскоплений орбиты их потенциальных пар эллиптичны. В итоге эти требования на стабильность орбит компонент не оставляют места даже для близких спутников, что делают двойные скопления очень редким.

Взаимодействующие галактики со времен первых работ в этом направлении Б. Воронцова-Вельяминова привлекают всестороннее внимание астрономов. Столкновения, слияния, пролеты галактик приводят к появлению интересных визуальных наблюдаемых картин и многочисленных физических явлений, остающихся в центре внимания галактической астрофизики. Рассмотрение, в частности, слияния двух галактик, обладающих сверхмассивными черными дырами (СМЧД) в их ядрах, позволило использовать опыт изучения эволюции ТДЗ на стадии общих оболочек. Это помогло оценить судьбу сливающихся галактик и их СМЧД на основе траты энергии гравитационного взаимодействия СМЧД на рассеяние звездной и темной компонент галактик. В итоге удалось численно оценить отношение масс СМЧД к массам звездных компонент в балджах галактик, переживших процесс слияния. Оно в первом приближении совпадает с наблюдаемым, что свидетельствует об определяющей роли столкновений и слияний галактик в скоплениях в их эволюции. Поиск двойных гравитационно связанных галактик показывает их редкость, если не отсутствие. Причина этого снова заключена в малых размерах полостей Роша галактик в поле гравитации их скоплений, лишь немного превосходящих размеры самих галактик. В результате оценки показывают, что галактики скоплений могут иметь только плотные, близкие галактики-спутники с массой, меньшей 10^{-4} от массы центральной галактики. Такие спутники известны практически около всех достаточно массивных галактик. Стоит здесь отметить, что изолированные галактики могут образовывать пары, возможный пример — Андромеда, далекий спутник нашей Галактики. Двойные скопления галактик лишь недавно обратили на себя внимание. Конечно, ввиду размеров этих скоплений сложно надеяться обнаружить здесь пары с кеплеровскими периодами, меньшими хаббловского времени. Но важно, что наблюдаемые столкновения скоплений галактик рождают ударные волны в области их взаимодействия и создают благоприятные условия для столкновения составляющих эти скопления галактик с предельно высокими скоростями. Нет сомнения, всестороннее изучение кратных астрономических объектов различного рода позволит нам глубже понять их природу и обнаружить много замечательных примеров их взаимодействия и проявлений их эволюции.

Одной из нерешенных проблем является роль двойственности звезд в образовании планетных систем около них и их компонент. Выше было отмечено, что компоненты широких двойных с большими полуосями большими $1\,000R_{\odot}$, судя по распределению их по отношению масс, образуются как одиночные звезды. В силу этого можно ожидать, что каждая третья из них как обычная одиночная звезда может иметь около себя планетную систему. Ясно, что образование планет около компонент тесных двойных может быть подавлено приливными эффектами со стороны этих компонент. Роль приливных эффектов в образовании планет около самих тесных систем остается пока неясной. Наблюдения демонстрируют, что некоторая часть из пяти тысяч известных на сегодня планет является спутниками как двойных звездных систем, так и их компонент. Получение надежной статистики пока осложнено, как обычно, трудностями учета эффектов наблюдательной селекции. Здесь стоит отметить, что затменные двойные звезды могут оказаться перспективными целями для поиска планет как около их компонент, так и около этих двойных систем. Наличие затмений «гарантирует» попадание наблюдателя в орбитальную плоскость системы, что повышает вероятность обнаружения планет как затменным методом, так и методом поиска вариации орбитального периода системы.

Изучение эволюции ТДЗ позволило в свое время обнаружить еще один сценарий образования планетных систем уже в ходе эволюции ДЗ. Эволюция систем, в которых спутник — звезда ГП малой массы — заполняет свою полость Роша, заканчивается ее разрушением при уменьшении массы этой звезды ниже $0.1M_{\odot}$. В результате около второй компоненты, ставшей одиночной, возникает газовый диск, готовый для планетообразования. В зависимости от предшествующей эволюционной стадии системы этой компонентой может быть звезда ГП солнечной массы (*W UMa*), вырожденный карлик (катаклизмическая система), NS или BH (рентгеновская двойная с донором малой массы). Наблюдаемые примеры планет около вырожденных карликов и NS известны. Но проблема взаимосвязи эволюции ДЗ и планетных систем остается пока недостаточно изученной.

Крайне интересным оказалось изучение гравитационного взаимодействия двойных объектов с третьим телом малой массы. В рамках решения этой задачи было исследовано ускорение комет и астероидов в системе «Солнце — Юпитер». Юпитер создает не только объекты облака Оорта, но и поле межзвездных астероидов, принимающего со временем форму «копья». Очевидно, что такими «копьями» вооружены все звезды, обладающие планетными системами. Численное изучение взаимодействия двойных СМЧД сливающихся галактик со звездами и ДЗ открыло дорогу к получению звезд с очень большими скоростями, достигающими до релятивистских скоростей.

Заключение

Завершая краткий обзор результатов всестороннего изучения физики и эволюции ТДЗ и некоторых других астрономических объектов, можно заключить, что исходные надежды на то, что наблюдательное и теоретическое изучение эволюции взаимодействующих компонент кратных систем позволит выяснить основные черты полной картины их эволюции, оправдались. В результате сравнения теоретических моделей звездной эволюции и явлений, ее сопровождающих, с наблюдениями становится ясно, что, несмотря на целый ряд явных и неявных упрощений, неизбежно принимаемых в ходе численного моделирования, существующие модели и сценарии достаточно надежно представляют основные черты эволюции компонент различных масс и химического состава от их возникновения до конечных стадий. Опыт современной астрофизики по изучению эволюции ДЗ используется при изучении других двойных астрономических объектов. Ряд явлений, сопровождающих поздние стадии эволюции тесных двойных, связанных со слиянием компактных объектов, продолжает активно и всесторонне исследоваться. Можно надеяться, что эта работа приведет к получению новых интересных результатов, которые позволят уточнить существующую картину эволюции этих во многих отношениях принципиально важных астрономических объектов для понимания эволюции звездной компоненты галактик.

Библиографические ссылки

- [1] *Masevich A. H., Tutukov A. V.* Evolution of stars: theory and observations, second edition. — М. : URSS, 2019. — 280 p.
- [2] *Cherepaschuk A. M.* Close binary stars. — М. : Fizmatlit, 2013. — 1132 p.
- [3] *Tutukov A. V., Cherepaschuk A. M.* Evolution of close binary stars: theory and observations // Phys. Usp. — 2020. — Vol. 63, iss. 3. — P. 209–244.

СТРУКТУРА АККРЕЦИОННЫХ И ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКОВ МОЛОДЫХ ОДИНОЧНЫХ И ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

С. А. Хайбрахманов

Уральский федеральный университет

В работе рассматриваются основные представления об аккреционных и протопланетных дисках молодых одиночных и двойных звезд. Описываются основные физические эффекты, определяющие структуру дисков. Отдельное внимание уделяется роли магнитных полей в динамике дисков. Представляется авторская МГД-модель аккреционных дисков молодых звезд с остаточным магнитным полем. Описывается структура аккреционного диска типичной звезды типа Т Тельца солнечной массы. Обсуждаются особенности структуры аккреционных и протопланетных дисков двойных звезд.

STRUCTURE OF ACCRETION AND PROTOPLANETARY DISKS OF YOUNG SINGLE AND BINARY STARS

S. A. Khaibrakhmanov

Ural Federal University

The paper discusses the basic ideas about the accretion and protoplanetary disks of young single and binary stars. We describe the main physical effects that determine the structure of disks. Special attention is paid to the role of magnetic fields in disk dynamics. The author's MHD model of accretion disks of young stars with fossil magnetic field is presented. The structure of the accretion disk of a typical solar-mass T Tauri star is described. We discuss the features of the structure of accretion and protoplanetary disks of binary stars.

Введение

Образование околозвездных аккреционных дисков является неизбежным следствием процесса звездообразования в магнитных вращающихся ядрах молекулярных облаков. Современные наблюдения позволяют утверждать, что в аккреционных дисках молодых звезд присутствует остаточное крупномасштабное магнитное поле [1, 2]. Интенсивность и геометрия магнитного поля определяют эффективность переноса углового момента в диске. Со временем аккреционные диски молодых звезд эволюционируют в протопланетные диски. Физические и химические условия, а также свойства молодой звезды определяют структуру дисков, условия образования планет и особенности их динамики [3].

Скорость аккреции и эффективность накопления вещества в протопланетных дисках зависит от эффективности перераспределения углового момента на различных расстояниях от звезды. В случае турбулентного переноса углового момента накопление вещества возможно внутри «мертвых» зон, в которых магнитогазодинамическая (МГД) турбулентность ослаблена диффузией магнитного поля и скорость аккреции замедлена. Эти области являются наиболее благоприятными для образования планет за счет гравитационной неустойчивости, поскольку вне мертвой зоны магнитное поле стабилизирует неустойчивость [4].

Для исследования условий образования планет в протопланетных дисках необходима разработка моделей их структуры с учетом основных МГД-, ионизационно-рекомбинационных и тепловых эффектов. Согласно наблюдательным данным, значительная доля молодых звезд входят в состав двойных и кратных систем, что обуславливает необходимость разработки соответствующих моделей аккреционных и протопланетных дисков.

МГД-модель аккреционных дисков молодых звезд

Газопылевые аккреционные диски классических звезд типа Т Тельца могут считаться геометрически тонкими, а их масса мала по сравнению с массой звезды. Характерное время эволюции диска существенно превышает динамические времена, что обуславливает возможность использования стационарного приближения.

В указанных приближениях Дудоров и Хайбрахманов разработали МГД-модель аккреционных дисков [5, 6]. Модель основана на приближениях Шакуры и Сюняева [7]. Полагается, что основным механизмом переноса углового момента является турбулентность. Магнитное поле диска определяется из решения уравнения индукции с учетом омической и магнитной амбиполярной диффузии, магнитной плавучести [8] и эффекта Холла [9]. Степень ионизации рассчитывается с учетом тепловой ионизации металлов и водорода, ударной ионизации космическими лучами, рентгеновским излучением звезды, радиоактивными элементами. Учитываются лучистые рекомбинации, рекомбинации на пылинках, диссоциативные рекомбинации, реакции перезарядки и заряды пылинок. В случае степенной зависимости степени ионизации от плотности газа, $x \propto \rho^{-q}$, уравнения модели имеют аналитическое решение. Показатели степенных радиальных профилей характеристик диска определяются параметрами коэффициента поглощения и величиной q .

В модели полагается, что внутренняя граница диска определяется радиусом магнитосферы, внешняя граница является контактной с межзвездной средой.

Особенностью модели является рассмотрение влияния МГД-эффектов на структуру диска: омического и амбиполярного нагрева на тепловую структуру диска [10], градиента магнитного давления на вертикальную структуру диска [11], магнитных натяжений на скорость вращения газа [12].

Модель разработана для исследования аккреционных дисков одиночных звезд. В первом приближении для применения модели к аккреционным и протопланетным дискам двойных молодых звезд необходимо использовать соответствующий гравитационный потенциал в уравнениях модели.

Структура аккреционных дисков одиночных звезд

Обсудим кратко структуру аккреционного диска типичной звезды Т Тельца солнечной массы, рассчитанную с помощью модели Дудорова и Хайбрахманова.

Распределения плотности, температуры и шкалы высоты являются степенными функциями радиального расстояния r , причем показатели степени меняются расстоянием в соответствии с коэффициентом показателя поглощения с температурой. При характерных параметрах в области формирования планет $\Sigma \propto r^{-3/8}$, $T \propto r^{-9/8}$. Вблизи звезды температура диска определяется нагревом за счет диссипации турбулентности, во внешней области — нагревом за счет поглощения излучения звезды и космических лучей.

Радиальные профили степени ионизации и компонент магнитного поля немонотонны. В области $r < 0.5$ а. е., где температура $T > 500$ К достаточна для тепловой ионизации металлов, степень ионизации не опускается ниже 10^{-6} и растет при приближении к звезде. В этой области магнитное поле заморожено в газ и происходит его интенсивная генерация. Вблизи $r = 0.5 - 0.8$ а. е. степень ионизации опускается до экстремально низких значений $x = 10^{-15} - 10^{-18}$. В области $r = 0.5 - 20$ а. е. располагается «мертвая» зона, в которой степень ионизации не превышает 10^{-12} и омическая диффузия ограничивает генерацию магнитного поля так, что оно сохраняет свою первоначальную полоидальную геометрию. На периферии диска, $r > 20 - 30$ а. е., растут степень ионизации и интенсивность магнитного поля при удалении от звезды. Здесь магнитная амбиполярная диффузия является доминирующим МГД-эффектом и магнитное поле имеет квазиазимутальную геометрию.

Особенности дисков в двойных системах

Кратность звездных систем широко распространена как среды молодых звезд, так и звезд главной последовательности. Доля кратных систем растет от 20 % для коричневых карликов, до 50 % для солнцеподобных звезд и более 90 % для ОВ-звезд [13].

Наблюдения молодых звездных объектов показывают, что можно выделить две категории двойных молодых звезд с протопланетными дисками.

Двойные с большим расстоянием между компонентами, $A > 30$ а. е., характеризуются наличием протопланетного диска вокруг каждой звезды. Размеры дисков в этом случае определяются приливным действием со стороны второго компонента и оказываются меньше, чем в случае одиночных звезд.

В тесных двойных системах, $A < 10\text{--}20$ а. е., формируется общий диск (*circumbinary disk* в англоязычной литературе). Внутренняя граница такого диска лежит на расстоянии $2\text{--}3 A$ от центра масс системы и определяется Линдбладовскими резонансами [14]. Двумерные и трехмерные газодинамические расчеты показывают, что в таких системах возможно формирование небольших дисков вокруг каждой звезды [15]. Сверхзвуковое орбитальное движение компонент обуславливает появление отошедших ударных волн вблизи каждого диска. Ударные волны «расталкивают» вещество общего диска и увеличивают размер внутренней полости. Аккреция в подобных системах может иметь нестационарный характер и приводить к вариациям аккреционной светимости молодых звездных объектов [16].

Особенности динамики протопланетных дисков двойных звезд указывают на то, что условия образования планет в них будут отличаться от условий в дисках одиночных звезд. Меньшие размеры дисков в широких двойных соответствуют меньшему количеству «строительного материала» для планет. Несимметричность гравитационного потенциала двойных ведет к отклонению скорости вращения газа в диске от кеплеровской. Отклонение от кеплеровского вращения обуславливает увеличение скорости дрейфа пылинок в таких дисках [17], а также повышение эффективности фрагментации гальки и планетезималей в процессе взаимных столкновений. Эти процессы приведут к ограничению условий образованию зародышей планет.

Заключение

Разработка моделей аккреционных и протопланетных дисков молодых звезд имеет важнейшее значение для исследования условий образования планет. Структура дисков и условия образования планет определяются эффективностью переноса углового момента, которая в свою очередь зависит от интенсивности и геометрии магнитного поля в диске. В настоящее время разрабатываются детальные МГД-модели аккреционных дисков одиночных молодых звезд с учетом переноса углового момента за счет турбулентности и магнитных напряжений. Согласно современным наблюдениям и теории звездообразования, значительная часть звезд рождается в составе двойных и кратных систем. Особенности гравитационного потенциала и характеристик двойных систем обуславливают возможность существования как общего диска вокруг двойной звезды, так и небольших дисков вокруг каждой ее компоненты. Размеры, массы и скорости вращения дисков одиночных и двойных звезд различны. Это означает, что условия образования планет и, как следствие, распределения по массам и большим полуосям образующихся планет также будут различаться.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема FEUZ-2023-0019. Автор благодарит рецензента за полезные комментарии.

Библиографические ссылки

- [1] *Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A.* Theory of fossil magnetic field // *Advances in Space Research*. — 2015. — Vol. 55. — P. 843–850. 1406.4663.
- [2] *Хайбрахманов С. А.* Космическое магнитное поле // *Физика космоса : тр. 48-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 29 янв.–1 февр. 2019 г.* — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2019. — С. 92.
- [3] *Тутуков А. В., Федорова А. В.* Образование планет в ходе эволюции одиночных и двойных звезд. // *Астрон. журнал*. — 2012. — Т. 89. — С. 343–353.
- [4] *Дудоров А. Е., Ситатов Д. И., Хайбрахманов С. А.* О формировании протопланет в аккреционных дисках молодых звезд с остаточным магнитным полем // *Вестн. Челяб. гос. ун-та. Физика*. — 2015. — № 7 (362). — С. 11–21.
- [5] *Дудоров А. Е., Хайбрахманов С. А.* Кинематическая МГД модель аккреционных дисков молодых звезд. Аналитическое решение // *Вестн. Челяб. гос. ун-та. Физика*. — 2013. — № 9 (300). — С. 27–39.
- [6] *Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A.* Fossil magnetic field of accretion disks of young stars // *Ap&SS*. — 2014. — Vol. 352. — P. 103–121. 1403.5513.
- [7] *Шакура Н. И.* Дисковая модель аккреции газа на релятивистскую звезду в тесной двойной системе // *Астрон. журнал*. — 1972. — Т. 49. — С. 921.
- [8] *Khaibrakhmanov S. A., Dudorov A. E.* Magnetic field buoyancy in accretion disks of young stars // *PEPAN Letters*. — 2017. — Vol. 14, № 6. — P. 882–885.
- [9] *Khaibrakhmanov S. A., Dudorov A. E., Parfenov S. Y., Sobolev A. M.* Large-scale magnetic field in the accretion discs of young stars: the influence of magnetic diffusion, buoyancy and Hall effect // *MNRAS*. — 2017. — Vol. 464. — P. 586–598. 1609.03969.
- [10] *Khaibrakhmanov S. A., Dudorov A. E.* Influence of ohmic and ambipolar heating on the thermal structure of accretion discs // *Magnetohydrodynamics*. — 2019. — Vol. 55. — P. 65–72. 1812.10634.
- [11] *Хайбрахманов С. А., Дудоров А. Е.* Магнитостатическое равновесие аккреционных дисков звезд типа Т Тельца // *Челяб. физ.-мат. журнал*. — 2021. — Т. 6, № 1. — С. 53–78.
- [12] *Хайбрахманов С. А., Дудоров А. Е.* Динамика замагниченных аккреционных дисков молодых звезд // *Астрон. журнал*. — 2022. — Т. 99, № 10. — С. 832–846.
- [13] *Offner S. S. R., Moe M., Kratter K. M. et al.* The Origin and Evolution of Multiple Star Systems // *arXiv e-prints*. — 2022. — P. arXiv:2203.10066. 2203.10066.
- [14] *Artymowicz Pawel, Lubow Stephen H.* Dynamics of Binary-Disk Interaction. I. Resonances and Disk Gap Sizes // *Astrophys. J.* — 1994. — Vol. 421. — P. 651.
- [15] *Сытов А. Ю., Кайгородов П. В., Фатеева А. М., Бисикало Д. В.* Структура околзвездной оболочки молодых двойных систем с эллиптическими орбитами // *Астрон. журнал*. — 2011. — Т. 8. — С. 862–870.
- [16] *Сытов А. Ю., Фатеева А. М.* Периодическая аккреция в двойной звезде типа Т Тельца UZ Tau E // *Астрон. журнал*. — 2019. — Т. 96. — С. 1020–1030.
- [17] *Zagarra F., Rosotti G. P., Lodato G.* On dust evolution in planet-forming discs in binary systems — I. Theoretical and numerical modelling: radial drift is faster in binary discs // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 504, № 2. — P. 2235–2252. 2104.03022.

60 ЛЕТ РЕНТГЕНОВСКОЙ АСТРОНОМИИ: «ЗОЛОТАЯ ЭРА» ДЛЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

А. М. Черепашук

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга МГУ

Открытие в 1962 г. компактного объекта Sco X-1 — первого рентгеновского источника, расположенного за пределами Солнечной системы, ознаменовало новую («золотую») эру в исследованиях тесных двойных систем (ТДС). Были открыты аккрецирующие нейтронные звезды и первые кандидаты в черные дыры в ТДС. Возможность «взвешивать» нейтронные звезды и черные дыры в ТДС позволила отличать аккрецирующие черные дыры от нейтронных звезд. Развилась теория аккреции вещества на релятивистские объекты в ТДС, а также теория эволюции ТДС с обменом масс вплоть до самых поздних стадий, включая двойные черные дыры и нейтронные звезды. Тесные двойные системы стали передним фронтом астрофизики. Последующие гравитационно-волновые наблюдения и наблюдения на межконтинентальном радиointерферометре ЕНТ с угловым разрешением $\sim 10^{-5}$ с позволили окончательно доказать существование черных дыр во Вселенной. Таким образом, современный триумф черных дыр в значительной степени был обеспечен развитием науки о тесных двойных системах.

60 YEARS OF X-RAY ASTRONOMY: A GOLDEN ERA FOR CLOSE BINARY SYSTEMS

A. M. Cherepashchuk

Sternberg State Astronomical Institute MSU

The discovery in 1962 of the Sco X-1 compact object, the first X-ray source located outside the Solar System, marked a new (“golden”) era in the study of close binary systems (CBS). Accreting neutron stars and the first candidates for black holes were discovered in the CBS. The ability to “weigh” neutron stars and black holes in the CBS made it possible to distinguish accreting black holes from neutron stars. The theory of accretion of matter to relativistic objects in CBS has developed, as well as the theory of the evolution of CBS with mass exchange up to the latest stages, including binary black holes and neutron stars. Close binary systems have become the forefront of the astrophysics. Subsequent gravitational-wave observations and observations on the intercontinental radio interferometer of the EHT with a resolution of $\sim 10^{-5}$ of an angular second allowed us to definitively prove the existence of black holes in the Universe. Thus, the modern triumph of black holes was largely ensured by the development of the science of close binary systems.

Введение

В 1962 г. с борта американской ракеты «Аэробы» (образа немецкой ФАУ-2) под руководством профессора Рикардо Джиаккони (в будущем Нобелевского лауреата) был открыт первый рентгеновский источник, расположенный за пределами Солнечной системы [1]. Этот источник был отождествлен с переменной голубой звездой $\sim 12.7^m$ в созвездии Скорпиона и получил название Sco X-1. Тем самым было положено начало рентгеновской астрономии. Объект Sco X-1 оказался маломассивной рентгеновской двойной системой, состоящей из маломассивной оптической звезды с массой $\sim 0.4M_{\odot}$, которая является донором вещества и аккрецирующей нейтронной звезды — мощного рентгеновского источника со

светимостью $\sim 10^{37}$ эрг/с (см., например, [2]). Таким образом, открытие первого рентгеновского источника Sco X-1 положило начало исследованиям ТДС на качественно новом уровне.

В случае рентгеновских двойных систем рентгеновские и оптические наблюдения прекрасно дополняют друг друга: рентгеновские наблюдения позволяют обнаружить аккрецирующий релятивистский объект (нейтронную звезду или черную дыру), а оптические наблюдения по движению оптической звезды-донора дают возможность оценить массу релятивистского объекта. Известно, с учетом эффектов ОТО, что если в конце эволюции массивной звезды масса ее коллапсирующего ядра превышает $3M_{\odot}$, то образуется черная дыра; если же масса этого ядра менее $3M_{\odot}$, то образуется нейтронная звезда или белый карлик. Поэтому возможность «взвешивать» релятивистские объекты делает ТДС мощным инструментом для отождествления компактных рентгеновских источников с нейтронными звездами и черными дырами. Таким образом, с началом эры рентгеновской астрономии ТДС стали передним фронтом современной астрофизики [3].

Четыре эпохи исследований ТДС

ТДС всегда привлекали внимание ученых, поскольку, в частности, по движению и взаимодействию компонент системы можно определять массы, радиусы и температуры звезд независимо от расстояния до системы (система может находиться даже в другой галактике). Можно выделить следующие эпохи исследований ТДС. Отметим, что это выделение условно, поскольку разные эпохи взаимно проникают друг в друга. Наиболее определенно можно указать лишь начало соответствующих эпох.

Эпоха визуальных и фотографических наблюдений ТДС (1782—1950)

Первые визуальные наблюдения затменных двойных систем проводились еще в XVIII в. В ноябре 1782 г. — мае 1783 г. Эдвардом Пиготтом и Джоном Гудрайком была открыта строгая периодичность изменения блеска Алголя (*β Per*). Гудрайк же высказал смелую по тем временам гипотезу о том, что периодические уменьшения блеска Алголя вызваны наличием спутника у звезды и затмениями. Эта идея Гудрайка опередила время на целое столетие! Окончательно двойственность Алголя была доказана в 1889 г., когда Фогель обнаружил периодические доплеровские смещения линий в спектре этой звезды, обусловленные орбитальным движением компонент. Сейчас известно, что Алголь — тройная система. Подчеркнем, что Гудрайк также открыл периодическую переменность блеска звезды *β Lyr* в сентябре 1784 г. Это была вторая открытая затменная двойная система. В дальнейшем шло накопление визуальных и фотографических наблюдений ТДС разных типов. В 1948 г. Рассел [4] развил метод интерпретации кривых блеска затменных двойных систем, который позволил определять параметры для многих систем. Началось накопление данных о массах, радиусах и температурах звезд разных типов, что важно для понимания их внутреннего строения и эволюции.

Эпоха фотоэлектрических наблюдений ТДС (1950—1970)

Использование фотоэлектрических методов наблюдений ТДС многократно увеличило точность их кривых блеска, что позволило значительно улучшить качество определения параметров звезд. Развилась статистическая обработка исследований ТДС и их компонент [5–7]. На базе накопленных сведений о массах, радиусах и температурах звезд-компонент ТДС осуществлялась проверка теории внутреннего строения звезд, которая начала развиваться в 1950-х гг. ([7] и ссылки в этом источнике). Был открыт парадокс Алголей [8] и дана

его эволюционная интерпретация [9–13]. Были опубликованы основополагающие работы по несферической аккреции вещества на черные дыры [14, 15]. Предсказание рентгеновского излучения при аккреции вещества нормальной звезды на релятивистский объект в двойной системе было сделано в работе [16]. Был открыт рентгеновский источник Sco X-1 [1], природа которого длительное время была непонятна. Из-за сильной нерегулярной оптической переменности Sco X-1 долго (в течение 13 лет) не удавалось выявить следы периодичности в изменениях его блеска, которые являются признаком двойственности объекта [17, 18].

Эра систематических рентгеновских наблюдений (1970–2015)

В 1971 г. был запущен на орбиту вокруг Земли первый специализированный американский рентгеновский спутник Uhuru, который открыл свыше 300 рентгеновских источников, большинство из которых оказались рентгеновскими двойными системами, содержащими аккрецирующие нейтронные звезды и черные дыры. Началась эра систематических рентгеновских исследований Вселенной. Одновременно с началом этих исследований развивалась теория дисковой аккреции вещества на релятивистские объекты в двойных системах [19–22], а также теория эволюции ТДС с обменом масс вплоть до самых поздних стадий [23, 24]. Осуществлялось развитие методов синтеза кривых блеска ТДС [25], а также методов интерпретации кривых блеска затменных систем звезд с протяженными атмосферами [26]. Родилась новая наука — релятивистская астрофизика.

Были выполнены первые оптические отождествления рентгеновских двойных систем и исследования их оптических проявлений [27–29]. Была получена первая оценка функции масс Cyg X-1 $f_v(m) = 0.2M_\odot$ на основе спектроскопических наблюдений этой системы [30]. Затем — первая оценка массы черной дыры в системе Cyg X-1 [29] на базе фотометрических наблюдений этой системы. Кратко укажем основные открытия и этапы в изучении рентгеновских двойных систем:

- Установление природы источника Sco X-1 как рентгеновской двойной системы [17, 18].
- Установление природы звезд WR в ТДС как гелиевых остатков первоначально массивных звезд — производителей релятивистских объектов [26].
- Развитие методов определения масс черных дыр и нейтронных звезд в рентгеновских двойных системах (см. главу VIII в [31] и ссылки в этом источнике).
- Накопление сведений о массах нейтронных звезд и черных дыр, статистические исследования (см., например, [32] и главу VIII в [31]).
- Открытие радиопульсара в двойной системе PSR 1913+16 [33]. Обнаружение векового укорочения орбитального периода этой ТДС, вызванного излучением системой гравитационных волн. Массовые определения параметров двойных систем с радиопульсарами, накопление сведений о массах радиопульсаров, тестирование ОТО в рамках «пульсарной астрономии».
- Исследования рентгеновских двойных систем с бортов многих рентгеновских обсерваторий (Эйнштейн, Мир-Квант, Гранат, Росат, Чандра, Нустар и др., в последние годы — Спектр РГ и ISPE).
- Открытие объекта SS433 — первого примера сверхкритической аккреции на релятивистский объект [34, 35].
- Развитие методов трехмерных газодинамических расчетов течения газа во взаимодействующих двойных системах [36].

- Развитие методов популяционного синтеза для изучения эволюции ТДС вплоть до самых поздних стадий [37]. Предсказание, что первыми в американском эксперименте LIGO будут открыты гравитационные волны от слияния черных дыр в двойных системах [38].

Эра гравитационно-волновой астрономии (2015 г. по н. в.)

14 сентября 2015 г. улучшенная версия двух лазерных интерферометров американской гравитационно-волновой обсерватории LIGO впервые открыла гравитационно-волновой сигнал, возникший в результате слияния двух черных дыр в двойной системе, удаленной от Земли на расстояние более миллиарда световых лет [39]. Началась эра гравитационно-волновой астрономии. Замечательно то, что сигналы, регистрируемые гравитационно-волновыми детекторами, идут от ТДС, состоящих из черных дыр и нейтронных звезд, которые сливаются за время меньше возраста Вселенной из-за потери энергии их орбитального движения в виде гравитационных волн. Наступила качественно новая эра исследований ТДС с релятивистскими компонентами (см., например, [40, 41]). Если ранее, во время эры рентгеновской астрономии, ученые лишь пассивно наблюдали рентгеновские ореолы вокруг аккрецирующих релятивистских объектов в ТДС, то с открытием гравитационных волн у ученых появилась возможность как бы экспериментировать с двойными черными дырами и нейтронными звездами — непосредственно наблюдать их слияние, формирование общего горизонта событий у черных дыр и исследовать квазинормальные моды колебаний этого горизонта. Замечательно то, что накопленный большой объем наблюдательных данных по гравитационно-волновым сигналам от слияния черных дыр во многих ТДС прекрасно согласуется с предсказаниями ОТО Эйнштейна. Это дает основание утверждать, что черные дыры звездных масс открыты и реально существуют во Вселенной. Таким образом, ТДС сослужили принципиально важную службу фундаментальной физике.

Эра рентгеновской астрономии позволила ученым совершить первый прорыв в поисках и исследованиях черных дыр в ТДС. А эра гравитационно-волновой астрономии дала возможность ученым окончательно доказать существование черных дыр во Вселенной. Не менее выдающиеся результаты были получены при изучении гравитационно-волновых всплесков от слияния нейтронных звезд в ТДС [42]. Слияние нейтронных звезд, в отличие от слияния черных дыр, сопровождается как гравитационно-волновым всплеском, так и всплеском электромагнитного излучения [43]. Из сопоставления времен прихода гравитационно-волнового и электромагнитного всплесков ученым удалось провести измерение скорости распространения гравитационных волн в пространстве, которая оказалась с точностью $\sim 10^{-15}$ совпадающей со скоростью света (!). Этот замечательный результат очень важен для проверки ряда теорий гравитации, альтернативных ОТО. В спектре оптического излучения были обнаружены линии тяжелых химических элементов с большими атомными весами вплоть до элементов группы урана-238. Эти тяжелые химические элементы (включая золото) сформировались в ядерных реакциях, сопровождающих процесс слияния нейтронных звезд. На основе этих результатов удалось сделать вывод о том, что основным источником поступления золота во Вселенную являются, наряду со вспышками сверхновых, процессы слияния нейтронных звезд в ТДС.

Исследования рентгеновских двойных систем

Рассмотрим более подробно исследования рентгеновских двойных систем. Эра рентгеновской астрономии позволила ученым открыть первых кандидатов в черные дыры, изучить газодинамику ТДС и их эволюцию и исследовать процессы аккреции вещества на нейтронные звезды и черные дыры в ТДС. Были измерены массы десятков нейтронных

звезд и кандидатов в черные дыры в рентгеновских двойных системах, что составило надежный наблюдательный базис для релятивистской астрофизики.

Первые открытия рентгеновских двойных систем в «золотую эру» исследований ТДС

В начале 1970-х гг. с борта спутника UHURU были открыты первые затменные рентгеновские двойные системы с рентгеновскими пульсарами — быстро вращающимися сильно намагниченными аккрецирующими нейтронными звездами. Cen X-3 (V779 Cen), $P_{orb} \cong 2.1^d$, $P_{puls} \cong 4.8^s$, O8III+NS (здесь NS — нейтронная звезда), $V \cong 13.4^m$ [44] на рис. 1. Her X-1 (HZ Her), $P_{orb} \cong 1.7^d$, $P_{puls} \cong 1.2^s$, B0–F5V+NS, $B \cong 12.8^m$ – 15.2^m [45] на рис. 2.

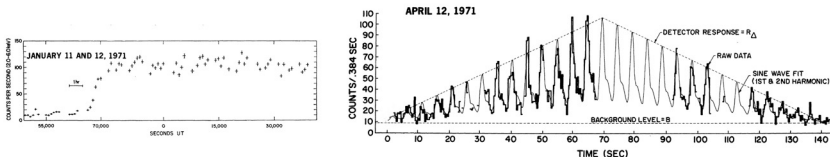


Рис. 1. Кривая рентгеновского затмения (слева) и кривая рентгеновских пульсаций (справа) для системы Cen X-3 [44]

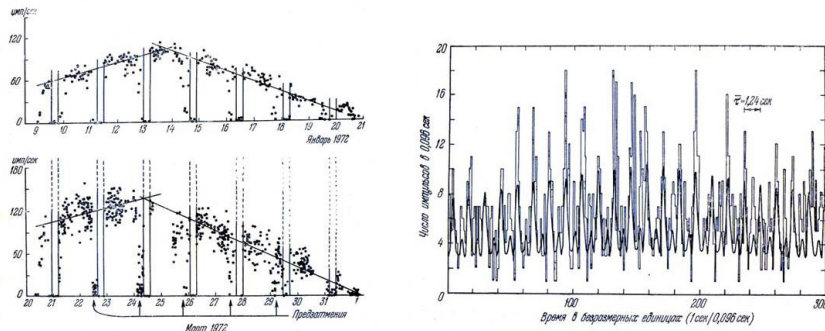


Рис. 2. Кривые рентгеновских затмений (слева) и кривая рентгеновских пульсаций (справа) для системы Her X-1. Помимо затменной переменности с периодом $\sim 1.7^d$, видна также прецессионная переменность с периодом $\sim 35^d$, вызванная прецессией аккреционного диска вокруг нейтронной звезды [45]

Был открыт первый кандидат в черные дыры в рентгеновской двойной системе Cyg X-1 (V1357 Cyg), $P_{orb} \cong 5.6^d$, O9.7Iab+BH (здесь BH — черная дыра), $B \cong 9.3^m$. Объект был открыт с ракет и подтвержден наблюдениями на спутнике UHURU [46]. Рентгеновские затмения в системе отсутствуют, признаков рентгеновского пульсара не найдено, наблюдается быстрая иррегулярная рентгеновская переменность на временах вплоть до 10^{-3} с. Для определения масс релятивистских объектов в рентгеновских двойных системах необходимо было выполнить их оптические отождествления и исследовать различные типы оптических проявлений.

Первое оптическое отождествление было выполнено для системы Her X-1 Н. Е. Курочкиным [47]. Оптической компонентой этой системы оказалась сильно переменная звезда HZ Her. В работе [27] эта переменность была интерпретирована как эффект рентгенового прогрева оптической звезды мощным рентгеновским излучением ($L_x \cong 10^{37}$ эрг/с) аккрецирующей нейтронной звезды («эффект отражения»), см. левый график рис. 3.

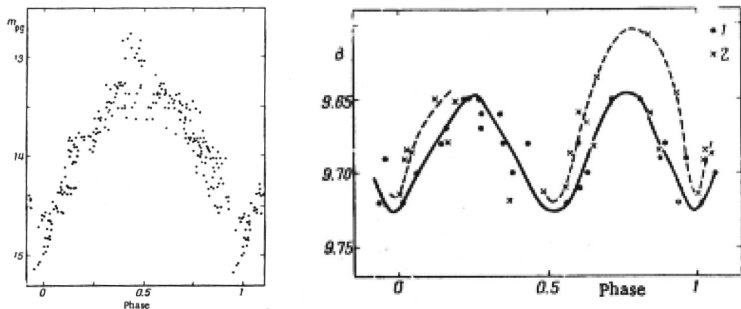


Рис. 3. Слева: оптическая кривая блеска рентгеновской двойной системы Her X-1, обусловленная эффектом рентгенового прогрева оптической звезды [27]); справа: оптическая кривая блеска рентгеновской двойной системы Cyg X-1, обусловленная эффектом эллипсоидальности оптической звезды [29]

Оптическая переменность кандидата №1 в черные дыры Cyg X-1 была интерпретирована в работе [29] как проявление эффекта эллипсоидальности оптической звезды (см. правый график рис. 3). В этой же работе была дана одна из первых оценок массы черной дыры в системе Cyg X-1 $m_{BH} > 5.6M_{\odot}$.

Наблюдения оптической переменности блеска рентгеновских двойных систем, обусловленной эффектами «отражения» и эллипсоидальности, позволяют идентифицировать рентгеновский источник с оптической звездой и определять наклонение орбиты системы и массу релятивистского объекта.

К настоящему времени открыты тысячи рентгеновских двойных систем разных типов (включая сверхкритический микроквазар SS433 и ультраяркие рентгеновские источники в разных галактиках). Измерены массы многих десятков нейтронных звезд и звездных черных дыр (см., например, [32]).

Исследования рентгеновских двойных систем стали отдельной очень важной областью релятивистской астрофизики.

Типы рентгеновских двойных систем

Рентгеновские двойные принадлежат к классу ТДС на поздних стадиях эволюции, то есть систем, в которых завершился первичный обмен масс. Они делятся на два больших класса: массивные рентгеновские двойные со спутниками — массивными звездами ранних спектральных классов F-A-O-B и WR, а также маломассивные рентгеновские двойные со спутниками — маломассивными звездами поздних спектральных классов K—M. Различие в массах звезд-доноров обуславливает различия в эволюционных путях этих ТДС.

Массивные рентгеновские двойные

а) Массивные транзитные рентгеновские двойные с Ве-звездами

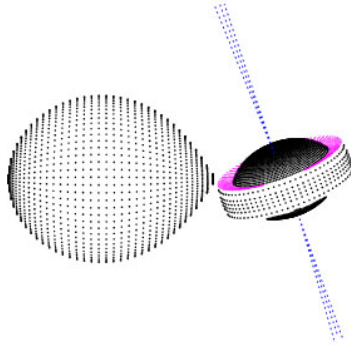


Рис. 4. Компьютерная модель системы SS433 с прецессирующим сверхкритическим аккреционным диском и релятивистскими джетами [48]

$P_{orb} = 10^d - 1000^d$, $e = 0.2 - 0.8$, релятивистские компоненты — нейтронные звезды и черные дыры. В этих системах оптическая звезда не заполняет свою полость Роша и быстро вращается. Рентгеновское излучение в виде вспышки ($L_x = 10^{38}$ эрг/с) генерируется при прохождении релятивистского объекта через периастр эллиптической орбиты, когда релятивистский объект погружается в экваториальный ветер Ве-звезды.

б) Квазистационарные массивные рентгеновские двойные

Оптическая звезда близка к заполнению своей полости Роша. Аккреция из аккреционного диска вокруг релятивистского объекта. О-В сверхгигант плюс нейтронная звезда или черная дыра. $P_{orb} = 1.4^d - 9^d$, $e = 0$, $L_x = 10^{36} - 10^{39}$ эрг/с. Примеры: Суг X-1, LMC X-3, LMC X-1, M33X-7 и др.

в) Объект SS433

A7I+c, c — релятивистский объект, $L_x \cong 10^{36}$ эрг/с, $L_{opt} \cong 10^{39}$ эрг/с и ультраяркие рентгеновские источники (ULX, $L_x = 10^{39} - 10^{42}$ эрг/с). Стадия вторичного обмена масс. Оптическая звезда переполняет свою полость Роша. Сверхкритическая аккреция на черную дыру (SS433) или на сильно намагниченную нейтронную звезду. Рентгеновские пульсары при $L_x \cong 10^{39}$ эрг/с.

г) Рентгеновские двойные WR+c системы

c — релятивистский объект, аккрецирующий из звездного ветра звезды WR. Это стадия после завершения вторичного обмена масс, когда оптическая звезда потеряла свою водородную оболочку. Суг X-3(WN4-8+c, $P_{orb} = 4.8$ ч), IC10 X-1(WNE+c, $P_{orb} = 1.5^d$), NGC300 X-1(WN5+c, $P_{orb} = 1.3^d$). Звезда WR в паре с нейтронной звездой или черной дырой, $L_x = 10^{38} - 10^{39}$ эрг/с.

Маломассивные рентгеновские двойные

д) Рентгеновские новые

Маломассивная К-М звезда ($M = 0.1 - 1M_{\odot}$) заполняет свою полость Роша. Релятивистские компоненты — нейтронные звезды или черные дыры. $P_{orb} = 0.2^d - 33.5^d$, $e = 0$, $L_x^{max} = 10^{38}$ эрг/с, $L_x^{min} \cong 10^{31} - 10^{32}$ эрг/с. Рентгеновские вспышки — из-за нестабильности в адвекционно-доминированном диске вокруг релятивистского объекта.

е) Яркие квазистационарные рентгеновские двойные галактического балджа

G-M-звезды заполняют свою полость Роша. Релятивистские компоненты — нейтронные звезды. $P_{orb} < 10^d$, $e = 0$, $L_x = 10^{36} - 10^{38}$ эрг/с. Пример — система Sco X-1. Квазипериодические осцилляции рентгенового излучения (QPO), частоты $\nu = 5.9 - 6.4$ Гц. Наблюдаются также высокочастотные QPO с $\nu \sim 1$ кГц.

ж) Рентгеновские барстеры

Звезды поздних спектральных классов в паре с нейтронными звездами. Рентгеновские вспышки, длительность вспышек 1–40 сек, во время вспышки $L_x = 10^{37}$ эрг/с. Рентгеновские вспышки 1-го и 2-го типа: первый тип — термоядерный взрыв накопленного на поверхности нейтронной звезды вещества; второй тип — неустойчивость в аккреционном диске.

и) Ультрамягкие рентгеновские источники

Маломассивная звезда в паре с белым карликом. Огромная рентгеновская светимость ($L_x = 10^{37} - 10^{38}$ эрг/с) и очень мягкий спектр ($kT = 20 - 50$ кэВ). Стационарное термоядерное горение вещества, накопленного на поверхности белого карлика.

Некоторые новые результаты по исследованиям рентгеновских двойных систем

Рассмотрим вначале три случая массивных рентгеновских двойных систем, которые рассматриваются в виде эволюционной последовательности.

а) Система Cyg X-1 — первый кандидат в черные дыры. Оптическая звезда близка к заполнению полости Роша. В работе [49] из одной высокоточной кривой лучевых скоростей оптической приливно деформированной звезды дана оценка наклона орбиты системы $i < 44^\circ$ и на этой основе дана независимая оценка массы черной дыры $M_x > 8.5 M_\odot$. В классических ТДС, описываемых моделью двух точечных масс, как известно, оценить наклон орбиты системы i из кривой лучевых скоростей не представляется возможным. Однако поскольку в системе Cyg X-1 оптическая звезда имеет значительные размеры и грушевидную форму, форма кривой лучевых скоростей в данном случае зависит от i , что позволяет оценить i по кривой лучевых скоростей.

В недавней работе [50] с помощью данных VLBA интерферометрии с угловым разрешением $\sim 10^{-3''}$ уточнены параллакс, собственное движение и параметры орбиты рентгеновского источника, а также дана надежная оценка расстояния до системы Cyg X-1 $d = 2.22_{-0.17}^{+0.18}$ кпк. С использованием спектроскопических данных получены новые оценки параметров системы: $i = 27.51^\circ$, $M_{opt} = 40 M_\odot$, $M_{BH} = 21.2 \pm 2.2 M_\odot$. Столь большая масса черной дыры при высокой (солнечной) металличности вещества исходной звезды — ее предшественника требует эволюционного объяснения.

б) Система SS433 (A7I+c, $P_{orb} \cong 13.1^d$, $P_{prec} \cong 162.3^d$, $V \cong 14^m$). Оптическая звезда переполняет свою полость Роша. В работе [48] проведено моделирование рентгеновских кривых блеска SS433 в жестком диапазоне ($kT = 20 - 60$ кэВ) в случае, когда оптическая звезда переполняет свою полость Роша. Анализ затменной и прецессионной переменности SS433 показал, что отношение масс компонент в этой системе $q = M_x/M_{opt} > 0.4 - 0.8$, а релятивистский объект является черной дырой (см. рис. 4).

В работе [51] открыто вековое удлинение орбитального периода SS433 с темпом $\dot{P} = (1.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-7}$ с за с; на этой основе дана независимая оценка отношения масс компонент $q > 0.8$ и массы черной дыры $M_{BH} > 8 M_\odot$. Нейтронная звезда отвергается, поскольку в этом случае орбитальный период SS433 должен не возрастать, а укорачиваться, что противоречит наблюдениям. Также в этой работе из анализа многолетних фотометрических наблюдений SS433 сделан вывод о том, что орбита SS433 является эллиптической с эксцентриситетом $e \cong 0.05 \pm 0.01$. Это является сильной поддержкой модели «плавающего» сверхкритического аккреционного диска, отслеживающего прецессию оси вращения

оптической А7I звезды. Неперпендикулярность оси вращения оптической звезды к плоскости орбиты могла возникнуть при асимметричном взрыве сверхновой, который повернул плоскость орбиты двойной системы относительно оси вращения оптической звезды [52, 53].

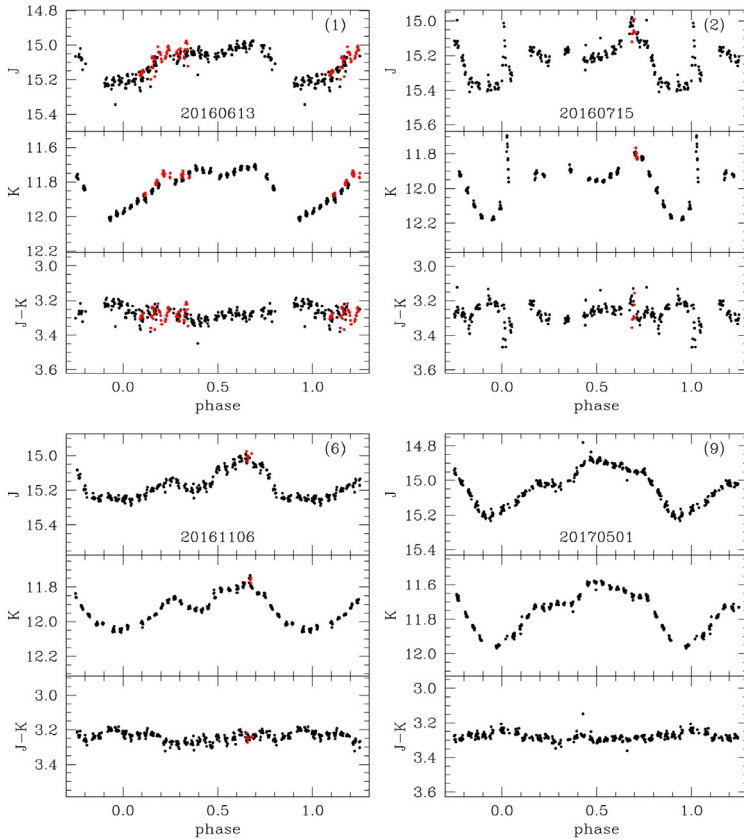


Рис. 5. Инфракрасные орбитальные кривые блеска микроквзара Cyg X-3, полученные на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ (из статьи [54]). Кривые получены для разных эпох

в) Система Cyg X-3 WN4-8+c, $P_{orb} = 4.8$ ч, $V > 23^m$, $K = 12^m$. Оптическая звезда потеряла свою водородную оболочку после завершения вторичного обмена масс.

В работе [54] впервые получены детальные ИК кривые блеска (фильтры J, H, K) системы Cyg X-3 (рис. 5) на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ. Анализ ИК и архивных рентгеновских наблюдений Cyg X-3 в модели релятивистского объекта, аккрецирующего из звездного ветра звезды WR (см. рис. 6), позволил определить параметры этой системы: $i = 29.5 \pm 1.2^\circ$, $M_c \cong 7.2M_\odot$, что соответствует черной дыре. Учет клочковатости звездного ветра звезды WR может понизить эту оценку до значения 2–3 M_\odot .

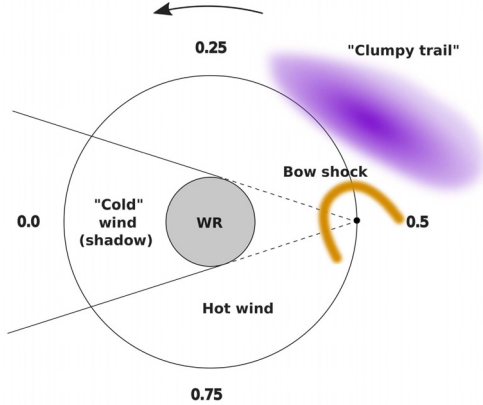


Рис. 6. Схематичная модель системы Cyg X-3, используемая для интерпретации ее орбитальных ИК- и рентгеновских кривых блеска (из статьи [54])

Рассмотрим теперь две маломассивные рентгеновские двойные системы — квазистационарную и транзитную.

г) Система **Sco X-1** (M2+NS, $P_{orb} \cong 0.79^d$, $V \cong 12.7^m$). Это маломассивная рентгеновская двойная система, принадлежащая галактическому балджу. Как уже упоминалось, долгое время не удавалось установить двойственность этого первого открытого рентгеновского источника, расположенного за пределами Солнечной системы.

В работах [2, 55]) проведено моделирование оптических кривых блеска Sco X-1, полученных с борта орбитальной обсерватории Kepler во время миссии K2. Удалось непротиворечиво описать наблюдаемые кривые блеска в рамках двух моделей, когда оптическая спектрального типа M2 звезда полностью и частично заполняет свою полость Роша (см. рис. 7). Найдены фундаментальные параметры системы: $i \cong 30^\circ$, $M_v = 0.4M_\odot$, $M_x = 1.4M_\odot$. В модели с полным заполнением полости Роша оптическая звезда имеет избыток радиуса $R_v \cong 1.4R_\odot$, то есть звезда отклонилась от теплового равновесия.

д) Система **A0620-00** (K5V+BH, $P_{orb} = 0.32^d$, $V \cong 18^m$). Это рентгеновская новая с черной дырой. Оптическая звезда спектрального класса K5V заполняет свою полость Роша и истекает на черную дыру. В спокойном состоянии (между вспышками) в спектре системы видны линии оптической звезды, что позволяет определить функцию масс оптической звезды [56]:

$$f_v(m) = \frac{m_x^3 \sin^3 i}{(m_x + m_v)^2} \cong 3.2M_\odot,$$

то есть релятивистский объект здесь является черной дырой. Кривая блеска системы в спокойном состоянии обнаруживает эффект эллипсоидальности оптической звезды и вклад адвекционно-доминированного диска вокруг черной дыры с областью взаимодействия газовой струи и диска.

В работе [57] на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ получены орбитальные кривые блеска системы A0620-00 в оптическом и ИК (фильтры J, H, K) диапазонах (см. рис. 8). Обнаружены переходы системы из пассивной в активную стадию. В активной стадии наблюдался сильный фликеринг на кривых блеска, с амплитудой порядка амплитуды орбитальной переменности ($\Delta I \cong 0.25^m$). Проведено моделирование кривых блеска

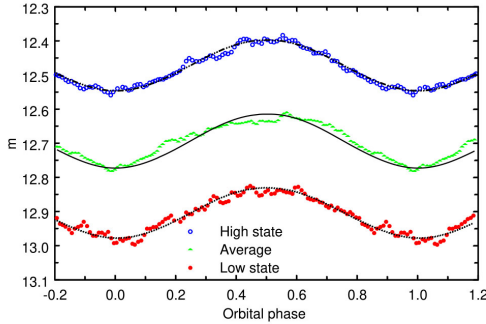
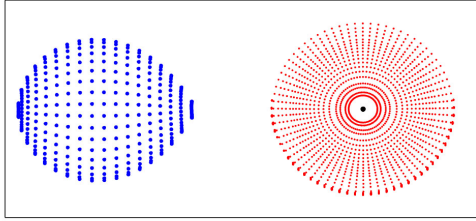


Рис. 7. Компьютерная модель рентгеновской двойной системы Sco X-1 (из статьи [51]). Модель с полным заполнением оптической звездой своей полости Роша. Внизу приведены орбитальные кривые блеска Sco X-1 в разных стадиях активности с наложенными на них теоретическими кривыми

в рамках модели, учитывающей результаты трехмерных газодинамических расчетов течения газа во взаимодействующих ТДС (см. рис. 9 [36]). Определены параметры системы, а также получен спектр адвекционно-доминированного диска вокруг черной дыры: $F_{\lambda} \sim \lambda^{\alpha}$, где $\alpha = -(2.13 \pm 0.1)$ в пассивной стадии системы и $\alpha = -(1.85 \pm 0.1)$ в активной стадии.

Рассмотрим также недавно появившуюся новую возможность поиска релятивистских объектов в двойных системах.

е) «Спящие» рентгеновские двойные системы с релятивистскими спутниками

Рентгеновое излучение от таких систем не наблюдается ввиду того, что оптические звезды здесь далеки от заполнения своих полостей Роша и не являются быстровращающимися Ве-звездами. В последнее время, изучая астрометрическое движение оптической звезды на небе с высоким угловым разрешением ($\sim 10^{-5}''$) с помощью космической обсерватории «ГАЙЯ», удается построить астрометрическую орбиту звезды, вращающейся вокруг темного спутника и, привлекая данные спектральных наблюдений звезды, оценить массу темного спутника. Например, недавно в работе [58] таким методом открыта черная дыра с массой $M_{BH} = 9.8 \pm 0.2 M_{\odot}$, которая обращается вокруг звезды G-карлика с $T_{eff} = 5850 K$ по эллиптической орбите ($e = 0.45$) с орбитальным периодом 185.6^d . Расстояние до системы 480 пк, звездная величина $G = 13.8^m$. Результаты получены из совместного использования данных высокоточной астрометрии и спектроскопии. В перспективе таким методом, используя данные астрометрического каталога «ГАЙЯ», можно надеяться открыть десятки и сотни «спящих» релятивистских объектов в двойных системах. Такие исследования включены в программу наблюдений на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ.

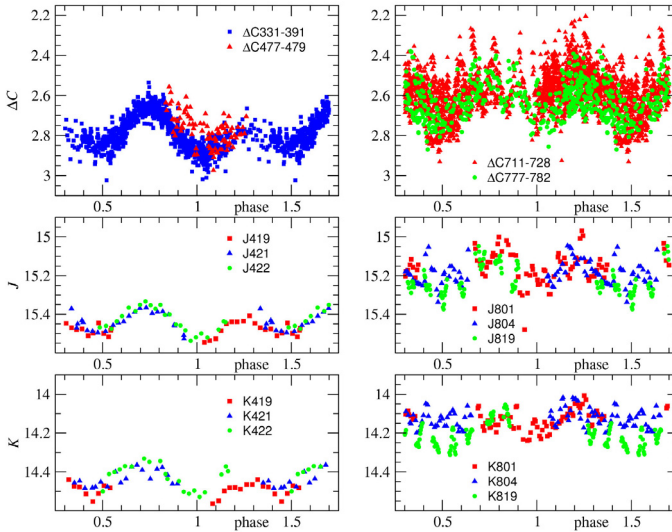


Рис. 8. Оптическая (вверху) и ИК (внизу) орбитальные кривые блеска рентгеновой новой A0620-00, полученные на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ (из статьи [57]). Показаны пассивное (слева) и активное (справа) состояния системы

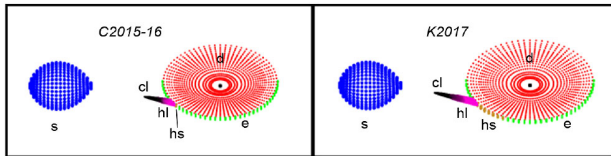


Рис. 9. Компьютерная модель рентгеновой новой A0620-00, используемая для интерпретации ее орбитальных оптических и ИК-кривых блеска (из статьи [57]). Слева: модель в оптическом диапазоне, справа: модель для ИК-диапазона (фильтр К)

Важнейшие результаты по рентгеновским двойным системам

1. Открыто несколько тяжелых нейтронных звезд с массами, близкими или превосходящими $2M_{\odot}$. Это важно для уточнения уравнения состояния нейтронного вещества.
2. Средняя масса ~ 80 измеренных нейтронных звезд (рентгеновских пульсаров, рентгеновских барстеров 1-го типа и радиопулсаров) составляет $1.45M_{\odot}$.
3. Миллисекундные пульсары в среднем на $0.13M_{\odot}$ массивнее, чем секундные (в основном по радиоданным). Это отражает эффект накопления вещества на нейтронной звезде при «раскрутке» пульсара во время обмена масс [59].

4. Не обнаружено корреляции между массами черных дыр и массами оптических звезд в рентгеновских двойных системах.
5. Количество открытых черных дыр в рентгеновских двойных системах не возрастает при уменьшении массы черной дыры (см. рис. 10). Это удивительно, поскольку наличное число звезд в Галактике очень сильно возрастает с уменьшением массы звезды. Скорее всего, масса черной дыры определяется не только массой родительской массивной звезды, но и другими факторами (магнитное поле ядра звезды, его вращение, различные неустойчивости, возникающие при коллапсе ядра и тому подобное).
6. Распределение масс черных дыр в массивных и маломассивных рентгеновских двойных различаются (см. рис. 10). В маломассивных рентгеновских двойных массы черных дыр концентрируются к среднему значению $M_{BH} \cong 8M_{\odot}$, тогда как в массивных — это распределение имеет широкий диапазон $M_{BH} = 4-20M_{\odot}$. Это различие отражает различие эволюционных путей массивных и маломассивных рентгеновских двойных (стадия полуразделенной двойной системы и стадия эволюции с общей оболочкой). Кроме того, намечается провал в распределении масс релятивистских объектов (см. рис. 10). В интервале масс $2-4M_{\odot}$ в рентгеновских двойных системах не наблюдается ни нейтронных звезд, ни черных дыр. Этот наблюдательный факт накладывает ограничения на механизмы образования черных дыр в конце эволюции массивных звезд [60, 61].
7. Черные дыры и нейтронные звезды в рентгеновских двойных различаются не только по массам, но и по наблюдательным проявлениям в полном согласии с предсказаниями ОТО (см. рис. 11).

Во всех 80 случаях, когда компактный объект показывает признаки наблюдаемой поверхности (рентгеновский пульсар, рентгеновский барстер 1-го типа, радиопулсар), его масса не превышает $3M_{\odot}$ — абсолютного верхнего предела массы нейтронной звезды, предсказываемого ОТО.

В то же время ни один из ~ 30 «взвешенных» массивных ($M > 3M_{\odot}$) рентгеновских источников — кандидатов в черные дыры не показывает признаков наблюдаемой поверхности (не является ни рентгеновским пульсаром, ни рентгеновским барстером 1-го типа, ни радиопулсаром).

Это фундаментальный и очень красивый результат, полученный в результате многолетних исследований рентгеновских двойных систем. Он является косвенным свидетельством отсутствия наблюдаемых поверхностей у кандидатов в звездные черные дыры и аргументом в пользу наличия у них горизонтов событий, предсказываемых ОТО.

К сожалению, этот замечательный результат не может служить окончательным доказательством существования черных дыр звездных масс, поскольку и некоторые нейтронные звезды могут не показывать признаков наблюдаемой поверхности. Кроме того, очевидно, что нельзя окончательно судить о природе объекта по отсутствию у него каких-либо признаков.

Как уже упоминалось выше, окончательные доказательства существования звездных черных дыр пришли из гравитационно-волновых исследований. Недавнее построение теней от сверхмассивных черных дыр в ядрах нашей Галактики и галактики M87 окончательно доказало существование сверхмассивных черных дыр во Вселенной.

Заключение: триумф черных дыр

Эра рентгеновской астрономии обеспечила первый прорыв в исследованиях черных дыр. Были накоплены данные о наблюдательных проявлениях большого числа аккрецирующих

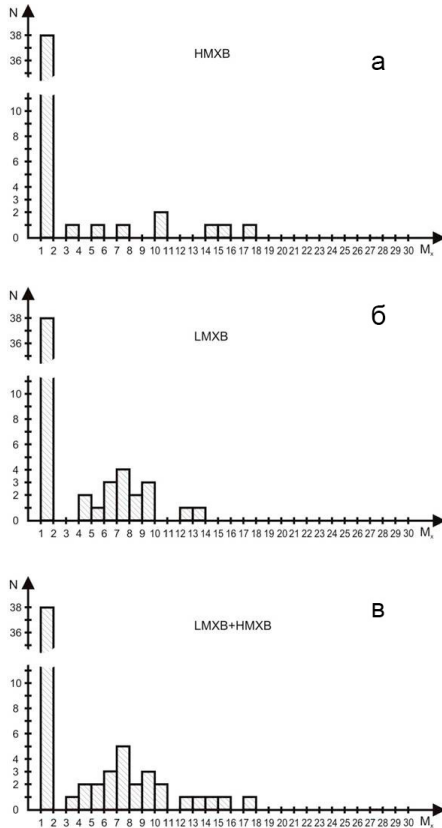


Рис. 10. Распределение масс нейтронных звезд и черных дыр в рентгеновских двойных системах. По оси абсцисс отложена масса релятивистского объекта, по оси ординат — число релятивистских объектов в заданном интервале масс ($1M_{\odot}$). Показаны распределения черных дыр по массам в *a* — массивных рентгеновских двойных системах; *б* — маломассивных рентгеновских двойных; *в* — суммарное распределение. Высокий пик слева соответствует нейтронным звездам

черных дыр и нейтронных звезд, которые оказались прекрасно согласующимися с предсказаниями ОТО. Развилась новая наука — релятивистская астрофизика, которая обогатила наши знания о высокоэнергетичных процессах во Вселенной.

В дальнейшем последующая эра гравитационно-волновой астрономии путем наблюдения процессов слияния черных дыр и нейтронных звезд в двойных системах, которые прекрасно описываются с помощью ОТО, позволила получить окончательные доказательства существования черных дыр звездных масс во Вселенной и изучить процессы нуклеосинтеза при слиянии нейтронных звезд. Получение изображения теней от сверхмассивных черных дыр с помощью VLBA-наблюдений (программа Event Horizon Telescope) с угловым разрешением $\sim 10^{-5}$ с окончательно решило проблему существования сверхмассивных черных дыр во Вселенной. Можно с удовлетворением заключить, что 60 лет рентгеновских исследований обеспечили «золотую эру» ТДС и привели к получению фундаментальных научных

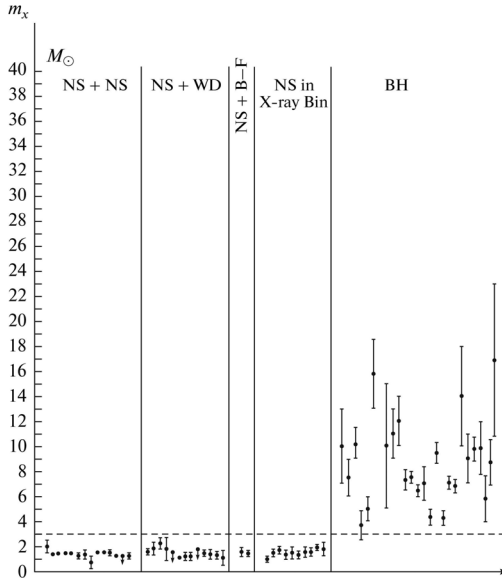


Рис. 11. Измеренные массы нейтронных звезд (NS) и черных дыр (BH) в двойных системах.

Здесь NS + NS обозначает радиопульсар в паре с неактивной нейтронной звездой или с радиопульсаром, NS+WD радиопульсар в паре с белым карликом, NS + B-F — радиопульсар в паре с невырожденной звездой спектрального класса B-F, NS in X-ray Bin — рентгеновский пульсар в двойной системе. Штриховая горизонтальная прямая отсекает значение массы $3M_{\odot}$ — абсолютный верхний предел массы нейтронной звезды, предсказываемый ОТО

результатов первостепенного значения.

Библиографические ссылки

- [1] *Giaccconi R., Gursky H., Paolini F. R., Rossi B. B.* Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System // *Phys. Rev. Lett.* — 1962. — Vol. 9. — P. 439.
- [2] *Cherepashchuk A. M., Khruzina T. S., Bogomazov A. I.* Parameters of the X-ray binary system Scorpius X-1 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 508. — P. 1389.
- [3] *Tutukov A. V., Cherepashchuk A. M.* Evolution of close binary stars: theory and observations // *Phys.-Uspekhi.* — 2020. — Vol. 63. — P. 209.
- [4] *Russell H. N.* Idealized Models and Rectified Light-Curves for Eclipsing Variables // *Astro-phys. J.* — 1948. — Vol. 108. — P. 388.
- [5] *Свечников М. А.* Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей затменных двойных звезд. Сер. Астрономия. Вып. 5, № 88. — Свердловск : Изд-во УрГУ, 1969. — 177 с.
- [6] *Дремова Г. Н., Свечников М. А.* Эффект приливной эволюции в определении возрастов затменно-переменных тесных двойных систем типа РГП // *Астрофизика.* — 2007. — Т. 50. — С. 299.

- [7] *Масевич А. Г., Тутуков А. В.* Эволюция звезд: теория и наблюдения. — М. : Наука, 1988. — 280 с.
- [8] *Паренago П. П., Масевич А. Г.* // Труды ГАИШ. — 1950. — Т. 20. — С. 81.
- [9] *Crawford J. A.* On the Subgiant Components of Eclipsing Binary Systems // *Astrophys. J.* — 1955. — Vol. 121. — P. 71.
- [10] *Morton Donald C.* Evolutionary Mass Exchange in Close Binary Systems // *Astrophys. J.* — 1960. — Vol. 132. — P. 146.
- [11] *Paczynski B.* Evolution of Close Binaries. I // *Acta Astronomica.* — 1966. — Vol. 16. — P. 231.
- [12] *Снежко Л. И.* Об эволюции тесных двойных систем // *Переменные звезды.* — 1967. — Т. 16. — С. 253.
- [13] *Kippenhahn R., Weigert A.* Entwicklung in engen Doppelsternsystemen I. Massenaustausch vor und nach Beendigung des zentralen Wasserstoff-Brennens // *Zeitschrift für Astrophysik.* — 1967. — Vol. 65. — P. 251.
- [14] *Зельдович Я. Б.* Судьба звезды и выделение гравитационной энергии при аккреции // *ДАН СССР.* — 1964. — Т. 155. — С. 67.
- [15] *Salpeter E. E.* Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects // *Astrophys. J.* — 1964. — Vol. 140. — P. 796.
- [16] *Novikov I. D., Zel'dovich Ya. B.* // *Nuovo Cimento Suppl.* — 1966. — Vol. 4. — P. 810.
- [17] *Gottlieb E. W., Wright E. L., Litter W.* Optical studies of UHURU sources. XI. A probable period for Scorpius X-1 = V818 Scorpii // *Astrophys. J.* — 1975. — Vol. 195. — P. 33.
- [18] *Cowley A. P., Crampton T.* The spectroscopic binary Scorpius X-1 // *Astrophys. J. Lett.* — 1975. — Vol. 201. — P. 65.
- [19] *Шакура Н. И.* Disk Model of Gas Accretion on a Relativistic Star in a Close Binary System // *Астрон. журнал.* — 1972. — Т. 49. — С. 921.
- [20] *Shakura N. I., Sunyaev R. A.* Black holes in binary systems. Observational appearance // *Astron. Astrophys.* — 1973. — Vol. 24. — P. 337.
- [21] *Pringle J. E., Rees M. J.* Accretion Disc Models for Compact X-Ray Sources // *Astron. Astrophys.* — 1972. — Vol. 21. — P. 1.
- [22] *Novikov I. D., Thorn K. S.* Astrophysics of Black Holes // *Black Holes* / ed. by C. De Witt, B. De Witt. — New York : Gordon and Breach, 1973. — P. 343–450.
- [23] *Тутуков А. В., Юнгельсон Л. П.* Эволюция тесных двойных систем и звезды Вольфа-Райе. Эволюция массивных тесных двойных систем // *Научные информ. Астросовета АН СССР.* — 1973. — Т. 27. — С. 58–70.
- [24] *Van Den Heuvel.* Late Stages of Close Binary Systems // *Structure and Evolution of Close Binary System* / ed. by P. P. Eggleton, B. Mitton, J. Whelan. — Dordrecht : Reidel Publ. Comp., 1976. — P. 35.
- [25] *Wilson R. E., Devinney E. J.* Realization of Accurate Close-Binary Light Curves: Application to MR Cygni // *Astrophys. J.* — 1971. — Vol. 166. — P. 605.
- [26] *Черепануик А. М.* Photometric elements of the eclipsing binary V444 Cygni, and the nature of the Wolf-Rayet component // *Астрон. журнал.* — 1975. — Т. 52. — С. 81.

- [27] *Cherepashchuk A. M., Efremov Yu. N., Kurochkin N. E. et al.* Nature of the Optical Variations of HZ Her = Her X-1 // IBVS. — 1972. — Vol. 720.
- [28] *Bahcall J. N., Bahcall N. A.* The Period and Light Curve of HZ Herculis // *Astrophys. J. Lett.* — 1972. — Vol. 178. — P. 1–4.
- [29] *Лютый В. М., Сюняев Р. А., Черепашчук А. М.* Природа оптической переменности HZ Her=Her X-1 и BD +34°3815=Cygn X-1 // *Астрон. журнал.* — 1973. — Т. 50. — С. 3.
- [30] *Webster B. L., Murdin P.* Cygnus X-1-a Spectroscopic Binary with a Heavy Companion? // *Nature.* — 1972. — Vol. 235. — P. 37.
- [31] *Черепашчук А. М.* Тесные двойные звезды. Часть 1 и Часть 2. — М. : Физматлит, 2013.
- [32] *Cherepashchuk A. M., Katysheva N. A., Khruzina T. S., Shugarov S. Yu.* Highly evolved close binary stars: Catalog. — Bruxelles : Gordon and Breach, 1996.
- [33] *Hulse R. A., Taylor J. H.* Discovery of a pulsar in a binary system // *Astrophys. J. Lett.* — 1975. — Vol. 195. — P. 51–53.
- [34] *Cherepashchuk A. M.* SS 433 as an Eclipsing Binary // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1981. — Vol. 194. — P. 761.
- [35] *Margon B.* Observations of SS 433 // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1984. — Vol. 22. — P. 507.
- [36] *Bisikalo D. V.* Numerical Modeling of Mass Transfer in Close Binaries // *Astrophys. Space. Sci.* — 2005. — Vol. 296. — P. 391.
- [37] *Корнилов В. Г., Литинов В. М.* Нейтронные звезды в массивных двойных системах. I. Классификация и эволюция // *Астрон. журнал.* — 1983. — Т. 60. — С. 284.
- [38] *Lipunov V. M., Postnov K. A., Prokhorov M. E.* First LIGO events: binary black holes mergings // *New Astronomy.* — 1997. — Vol. 2. — P. 43–52.
- [39] *Abbott B. P., et al.* Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. 116. — P. 061102.
- [40] *Cherepashchuk A. M.* Discovery of gravitational waves: a new chapter in black hole studies // *Phys.-Uspekhi.* — 2016. — Vol. 59. — P. 910.
- [41] *Тутуков А. В., Черепашчук А. М.* Образование тесных двойных черных дыр, сливающихся за счет излучения гравитационных волн // *Астрон. журнал.* — 2017. — Т. 94. — С. 821.
- [42] *Abbott B. P., et al.* Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger // *Astrophys. J. Lett.* — 2017. — Vol. 848. — P. 12A.
- [43] *Блинников С. И., Новиков И. Д., Переводчикова Т. В., Полнарев А. Г.* О возможности взрыва нейтронной звезды в тесной двойной системе // *Письма в Астрон. журнал.* — 1984. — Т. 10. — С. 422.
- [44] *Giacconi R., Gursky H., Kellogg E. et al.* Discovery of Periodic X-Ray Pulsations in Centaurus X-3 from UHURU // *Astrophys. J. Lett.* — 1971. — Vol. 167. — P. 67.
- [45] *Tananbaum H., Gursky H., Kellogg E. M. et al.* Discovery of a Periodic Pulsating Binary X-Ray Source in Hercules from UHURU // *Astrophys. J. Lett.* — 1972. — Vol. 174. — P. 143.
- [46] *Tananbaum H., Kellogg E. M., Gursky H. et al.* Measurement of the Location of the X-Ray Sources Cygnus X-1 and Cygnus X-2 from UHURU // *Astrophys. J. Lett.* — 1971. — Vol. 165. — P. 37.
- [47] *Курочкин Н. Е.* Фотографические наблюдения HZ Her = Her X-1 // *Переменные звезды.* — 1972. — Т. 18. — С. 425.

- [48] *Cherepashchuk A. M., Postnov K., Molkov S. et al.* SS433: A massive X-ray binary in an advanced evolutionary stage // *New Astronomy Reviews*. — 2020. — Vol. 89. — P. 101542.
- [49] *Абубекеров М. К., Антохина Э. А., Черепашук А. М.* Оценка массы черной дыры и наклона орбиты из кривой лучевых скоростей рентгеновской двойной Cyg X-1 // *Астрон. журнал*. — 2004. — Т. 81. — С. 606–619.
- [50] *Miller-Jones J. C. A., Bahramian A., Orosz A., et al.* Cygnus X-1 contains a 21-solar mass black hole—Implications for massive star winds // *Science*. — 2021. — Vol. 371. — P. 1046–1049.
- [51] *Cherepashchuk A. M., Belinski A. A., Dodin A. V., Postnov K. A.* Discovery of orbital eccentricity and evidence for orbital period increase of SS433 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2021. — Vol. 507. — P. 19.
- [52] *Roberts W. J.* A slaved disk model for Hercules X-1 // *Astrophys. J.* — 1974. — Vol. 187. — P. 575.
- [53] *Черепашук А. М.* Long-term variability of X-ray binaries - The aftermath of supernovae // *Письма в Астрон. журнал*. — 1981. — Т. 7. — С. 726.
- [54] *Antokhin I. I., Cherepashchuk A. M., Antokhina E. A., Tatarnikov A. M.* Near-IR and X-Ray Variability of Cyg X-3: Evidence for a Compact IR Source and Complex Wind Structures // *Astrophys. J.* — 2022. — Vol. 926. — P. 123.
- [55] *Cherepashchuk A. M., Khruzina T. S., Bogomazov A. I.* Parameters of X-Ray Binary Sco X-1 in the Model of Partial Filling of Roche Lobe by Optical Star // *Astron. Rep.* — 2022. — Vol. 66. — P. 348.
- [56] *McClintock J. E., Remillard R. A.* The Black Hole Binary A0620-00 // *Astrophys. J.* — 1986. — Vol. 308. — P. 110.
- [57] *Cherepashchuk A. M., Katysheva N. A., Khruzina T. S. et al.* Optical and J, K-photometry of the quiescent black hole X-ray nova A0620-00 in the passive and active states // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2019. — Vol. 483. — P. 1067.
- [58] *El-Bardy K., et al.* A Sun-like star orbiting a black hole // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* [arXiv: 2209.06833](https://arxiv.org/abs/2209.06833).
- [59] *Бисноватый-Коган Г. С., Комберг Б. В.* Пульсары и тесные двойные системы // *Астрон. журнал*. — 1974. — Т. 51. — С. 373.
- [60] *Fryer C. I., Kalogera V.* Theoretical Black Hole Mass Distributions // *Astrophys. J.* — 2001. — Vol. 554. — P. 548.
- [61] *Belczynski K., Wiktorowicz G., Fryer C. L. et al.* Missing Black Holes Unveil the Supernova Explosion Mechanism // *Astrophys. J.* — 2012. — Vol. 757. — P. 91.

ВИЗУАЛЬНЫЕ ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ С ИЗВЕСТНЫМИ ОРБИТАМИ В GAIA DR3

Д. А. Чулков

Институт астрономии РАН

Визуальные двойные звезды с известными орбитами используются для исследования каталога Gaia DR3. Показано, что 2/3 решений с угловым расстоянием между компонентами $0.2\text{--}0.5''$ имеют 2-параметрическое решение, не содержащее параллакса. Выявлено 16 оптических пар. Продемонстрированы примеры двойных с сильно различающимися измеренными параллаксами компонентов, при этом достоверно являющиеся физически связанными. Исследована недооценка заявленной погрешности параллакса в зависимости от параметра RUWE. Для дополнительного снабжения параллаксами проведен поиск далеких компонентов. Создано синтетическое соотношение «масса — светимость» для фотометрической полосы G . Выполнены оценки масс звездных систем с использованием третьего закона Кеплера и соотношения «масса — светимость».

VISUAL BINARY STARS WITH KNOWN ORBITS IN GAIA DR3

D. A. Chulkov

Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences

Visual binary stars with known orbits are investigated to validate Gaia DR3 catalogue. It is shown that 2/3 of sample binaries with $0.2\text{--}0.2''$ angular separation have 2-parameter solution which lacks parallax. 16 optical pairs are revealed. Examples of genuine binaries with large deviation in the reported parallaxes of components are shown. Underestimation of the reported uncertainties depending on parameter RUWE is explored. The search for distant companions of binary stars is done for additional supply of parallaxes. Synthetic mass—luminosity relation for the G band is obtained to provide mass estimates along with masses calculated via Kepler's Third Law.

Введение

При наличии достаточно длительного ряда измерений, включающего в себя время наблюдения, угловое расстояние между компонентами и позиционный угол, для визуальной двойной звезды возможно аналитически рассчитать видимую и истинную орбиту. Информация о существующих решениях собрана в регулярно обновляемом шестом каталоге орбит визуальных двойных звезд (ORB6), включившим в себя на момент исследования 3350 пар звезд. Опубликованные орбитальные элементы включают в себя большую полуось в угловой мере и орбитальный период. Масштаб орбиты в общем случае неизвестен, и для определения линейного размера орбиты необходимо выяснить параллакс. В этой связи первоочередной задачей становится снабжение двойных звезд каталога ORB6 параллаксами.

Каталог Gaia DR3, вышедший в июне 2022 г., содержит свыше $1.8 \cdot 10^9$ объектов, из них почти $1.5 \cdot 10^9$ имеют полное решение, включающее в себя параллакс и собственное движение. Отметим, что каталог DR3 по сути является дополнением к вышедшему в декабре 2020 г. каталогу Gaia EDR3: астрометрические данные в каталоге EDR3 и главной таблице DR3 идентичны. Основные данные каталога Gaia DR3 созданы в предположении, что источники являются одиночными звездами. В тех случаях, когда неуязвка соответствующего решения велика, публикуется 2-параметрический набор параметров, исключаящий

параллакс. Gaia DR3 дополнительно включает около $0.8 \cdot 10^6$ специализированных решений для двойных звезд. 99 % таких решений относятся к системам с орбитальным периодом 0.28–1 500 суток. Таким образом, новые данные практически не пересекаются с ранее известными визуальными двойными, медианный период звезд ORB6 составляет 80 лет.

Разделенные двойные в Gaia

Блеск 90 % главных компонентов систем ORB6 превышает 10.5^m в полосе V , идентификация сравнительно ярких объектов в Gaia обычно не представляет трудности. Особое внимание уделяется кратным звездам, для которых важно выбрать правильный компонент. В Gaia отсутствуют наиболее яркие звезды с блеском выше 2.7^m , также не отождествлены отдельные объекты слабее 15^m . В общей сложности идентификация успешно проведена для 3 279 двойных звезд, причем в 753 случаях отождествлены оба компонента по отдельности. Отметим, что для 1 016 систем решения являются 2-параметрическими, их параллакс не опубликован. Тип решения зависит от углового расстояния между компонентами: диапазон $0.2\text{--}0.5''$ является наиболее проблемным, 2/3 двойных в этом интервале не имеют параллаксов в Gaia.

Теперь более детально рассмотрим 521 двойную звезду ORB6 с параллаксом ϖ и собственным движением μ , измеренным для обоих компонентов. Зная разность собственного движения компонентов $\Delta\mu$ и ϖ , можно оценить минимальную требуемую массу M_e , при которой звезды остаются гравитационно связанными (формула (1)). Для большинства систем выборки эта величина не превышает $21M_\odot$. В то же время для 16 пар $M_e > 100M_\odot$. Одновременно с этим опубликованные в Gaia DR3 параллаксы компонентов данных двойных существенно отличаются друг от друга, $\Delta\varpi/\sigma \geq 8$ (формула (2)). Такие системы мы считаем вероятными оптическими парами и исключаем из дальнейшего рассмотрения.

$$v[\text{км/с}] \approx \frac{4.74 \cdot \Delta\mu[\text{мс/год}]}{\varpi[\text{мс}]} ; r[\text{а. е.}] = \rho/\varpi ; M_e = \frac{rv^2}{2G_0} \left([\text{кг}] = \frac{\text{м} \cdot \text{М}^2 \text{с}^{-2}}{\text{М}^3 \text{кг}^{-1} \text{с}^{-2}} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\Delta\varpi}{\sigma} = \frac{|\varpi_1 - \varpi_2|}{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}}. \quad (2)$$

Вместе с тем ряд двойных демонстрирует формально большое расхождение параллаксов при малом значении M_e . Для примера рассмотрим систему **WDS 12335+0901**. Измеренные в Gaia параллаксы составляют $\varpi_1 = 223.48 \pm 0.47$ и $\varpi_2 = 231.12 \pm 0.51$ миллисекунд, угловое расстояние между компонентами составляет $\rho = 1.15''$. В каталоге ORB6 орбитальный период этой системы оценивается в 16 лет, так что мы достоверно знаем, что это физическая двойная. Заметим, что собственный размер орбиты $\rho/\varpi \sim 5$ а. е. намного меньше расстояния вдоль луча зрения, которое можно формально предположить из разности параллаксов $1/\varpi_1 - 1/\varpi_2 \sim 0.15 \text{ пк} \sim 3 \cdot 10^4$ а. е. Таким образом, формальная разность параллаксов, достигающая $\Delta\varpi/\sigma = 11$, вызвана именно погрешностью измерений Gaia. Для **WDS 09551-2632** различие параллаксов еще больше и составляет $\Delta\varpi/\sigma = 18$.

В общей сложности для 41 % двойных ORB6 параллаксы вписываются в одну стандартную ошибку, для 79 % $\Delta\varpi/\sigma < 3$ (формула (2)). При нормальном распределении в 1σ должны укладываться 68.3 % измерений. Оказывается, что различие параллаксов компонентов зависит от величины параметра RUWE (χ), характеризующего в Gaia неувязку решения. В благоприятном случае ($\chi \sim 1$) параллаксы компонентов двойных лучше согласуются друг с другом (см. таблицу). Дополнительно исследуется размер поправки к погрешности параллакса $\sigma_i^* = \sigma_i k(\chi)$, при котором для 68.3 % значений будет выполняться условие $\Delta\varpi/\sigma^* < 1$. Величина погрешности недооценена в $k \sim 1.4$ раза для звезд с $\chi \sim 1.05$,

Согласие параллакс компонент (формула (2)) в зависимости от параметра RUWE (χ), характеризующего в Gaia невязку решения. Исследуются 505 двойных с полным астрометрическим решением для обоих компонент, вероятные оптические пары исключены. Выборка делится на 4 равные части согласно среднему χ компонентом, $\chi = (\chi_1 + \chi_2)/2$. 1Q: $\chi \leq 1.085$, 2Q: $1.085 < \chi < 1.341$, 3Q: $1.341 < \chi < 2.37$, 4Q: $\chi > 2.37$. Указано число двойных для каждого квартиля с согласием параллакс в рамках 5, 3, 2 и 1σ . Согласие лучше для систем с низким χ

	Квартиль RUWE			
	1Q	2Q	3Q	4Q
Σ звезд в квартиле	126	127	126	126
$\Delta\varpi/\sigma < 5$	125	125	112	105
$\Delta\varpi/\sigma < 3$	118	110	93	80
$\Delta\varpi/\sigma < 2$	104	89	67	48
$\Delta\varpi/\sigma < 1$	71	62	47	26

рекомендуемая поправка быстро возрастает до $k \sim 2.7$ при $\chi \sim 1.5$, далее постепенно достигая $k \sim 3.2$ при $\chi \sim 3.5$. Исследование $k(\chi)$ для больших значений χ невозможно из-за малости выборки.

Другие источники параллакс

Свыше чем для 30 % двойных звезд ORB6 в Gaia DR3 не доступны параллаксы компонент. Это обстоятельство заставляет прибегнуть к косвенным методам. Многие двойные звезды является частью кратной системы, в этом случае параллаксы можно заимствовать у третьего компонента. Ключевая задача состоит в проверке связи далекого компонента с двойной звездой, поскольку он может оказаться случайной проекцией. К счастью, для большинства интересующих нас объектов известно собственное движение μ , которое помогает выделить связанный с двойной компонент из числа звезд фона, определив минимальную массу, необходимую для гравитационной связи (формула (1)). Использование ранее известных параллакс Hipparcos в качестве априорной информации помогает дополнительно расширить число выявленных третьих компонент. Более детально с процедурой отбора можно ознакомиться в публикации [1]. В общей сложности было выявлено 548 третьих компонент ($\sim 17\%$ от полной выборки), причем в 196 случаях непосредственные компоненты двойной имеют 2-параметрическое решение, которое не содержит параллаксы.

Свыше четверти двойных ORB6 не имеют параллакс Gaia DR3 даже при использовании параллаксы третьего компонента. Для дальнейшего обогащения параллаксами используются каталоги Gaia DR2, TGAS и Hipparcos. Любопытно, что для $\sim 35\%$ источников с 2-параметрическим решением в Gaia DR3 параллаксы имеются в Gaia DR2. Каталог DR2 построен на более коротком ряде наблюдений и также рассматривает все звезды как одиночные. Само отсутствие данных в DR3 служит индикатором ненадежности параллаксы DR2, но в ряде случаев мы вынуждены им пользоваться из-за отсутствия альтернативы.

Оценка звездных масс

После определения параллакс мы переходим к оценке масс, в первую очередь с помощью третьего закона Кеплера. Определенная с его помощью величина включает в себя сумму масс внутри орбиты двойной звезды и потенциально может включать вклад невидимого компонента. Для подлинных двойных это простая арифметическая сумма масс главного и вторичного компонент. В тех случаях, когда параллаксы обоих компонент измерены независимо, используется взвешенное арифметическое среднее. Масса выражена в солнеч-

ных единицах M_{\odot} , если большая полуось a'' и параллакс ϖ указаны в одной мере, а период P в годах. Величины a'' и P берутся согласно данным каталога ORB6.

$$M_d = \frac{a^3}{P^2} = \frac{a''^3}{\varpi^3 P^2}. \quad (3)$$

Другой способ применим лишь к звездам главной последовательности и использует соотношение «масса — светимость». Данная зависимость была независимо замечена сто лет назад Герцшпрунгом и Расселом как раз при анализе наблюдений визуальных двойных звезд. Главная последовательность включает в себя звезды различного эволюционного статуса и металличности, благодаря чему соотношение является полосой, а не тонкой линией. На сегодняшний день зависимость достаточно хорошо известна в болометрической или фотометрической системе UBV , однако готовое решение для блесков Gaia в литературе не было найдено. Для его создания использовались синтетические эволюционные треки MIST и изохроны PARSEC, эмпирические данные о соотношении «масса — светимость» в полосе V привлекались для калибровки. Как и следовало ожидать, начальная главная последовательность (ZAMS) близка к эмпирическому соотношению «масса — светимость» для маломассивных звезд, время жизни которых сравнимо или превышает хаббловский возраст Вселенной. Массивные звезды заметно отходят от ZAMS, для них необходимо использовать более продвинутое эволюционные стадии. Для использования соотношения «масса — светимость» необходимо осуществить переход от опубликованных в каталоге видимых звездных величин g к абсолютным G . В указанной ниже формуле параллакс ϖ измеряется в угловых секундах. Для оценки поглощения A_G , вклад которого невелик для большинства звезд, используется трехмерная модель Stilism. Наконец, $\sigma_{\text{MLR}} = 0.4^m$ используется как оценка собственной ширины соотношения «масса — светимость» и сопутствующей погрешности.

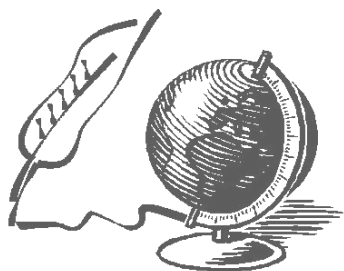
$$G = g + 5 + 5 \log \varpi - A_G + \sigma_{\text{MLR}}. \quad (4)$$

Для разделенных в Gaia систем, у которых известны блески обоих компонентов, возможно непосредственное сравнение динамической (вычисленной через закон Кеплера) и фотометрической массы (рассчитанной с помощью соотношения «масса — светимость»). Поскольку динамическая масса характеризует общую массу системы, для сравнения используется сумма фотометрических масс главного и вторичного компонентов. Массы вычисляются для всех доступных значений параллаксов, и в дальнейшем выбирается значение, позволяющее достичь наилучшего согласия двух оценок масс. Отличие динамической и суммарной фотометрической массы может быть вызвано массой факторов, к которым относятся ошибки орбитальных элементов, заявленных в ORB6, неточность параллаксов, неразрешенная двойственность или продвинутая стадия эволюции звезды, ведущая к некорректному использованию соотношения «масса — светимость». В общем случае может быть сложно выявить, какая причина или их комбинация ответственна за расхождение оценок. В целом для 326 из 731 разделенных двойных оценки динамической и фотометрической массы согласуются в рамках 20 %, причем эта доля достигает 75 % для систем с надежными орбитами. Большинство звезд ORB6 являются неразделенными источниками в Gaia, для них оценка фотометрической массы затруднена без априорных предположений о разности блеска компонентов. Рассматриваются две крайние гипотезы, предусматривающие равный либо пренебрежимый вклад вторичного компонента по отношению к главному. В первом случае блеск каждого компонента уменьшается на $\sim 0.75^m$ по сравнению с заявленным в Gaia. Детальнее см. [1]. Данные доступны в Vizier.

Библиографические ссылки

- [1] *Chulkov Dmitry, Malkov Oleg*. Visual binary stars with known orbits in Gaia EDR3 // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2022. — Vol. 517, № 2. — P. 2925—2941. 2206.00604.

Из истории науки



НАУКА И ПРЕПОДАВАНИЕ В СЕМЬЕ БОРИСА ВАСИЛЬЕВИЧА КУКАРКИНА

И. В. Кузнецова

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга МГУ

В 2013 г. были опубликованы дневники нескольких членов семейства Аллендорф — ближайших родственников Б. В. Кукаркина по материнской линии. Из них удалось узнать ряд новых фактов из детства Бориса Васильевича и проследить череду его предков до их приезда в Российскую империю. Ознакомление с этими фактами позволило сформулировать вопрос: каким образом в череде нескольких поколений пасторов и учителей словесности появился один из крупнейших советских астрономов? В этой работе сделана попытка ответить на него.

SCIENCE AND TEACHING IN THE FAMILY OF BORIS VASILIEVICH KUKARKIN

I. V. Kuznetsova

Sternberg Astronomical Institute of Moscow State University

In 2013 were published diaries of several members of the Allendorf family — close relatives of B. V. Kukarkin on the maternal side. From them it was possible to learn a number of new facts from the childhood of Boris Vasilyevich and trace the succession of his ancestors before their arrival in the Russian Empire. Acquaintance with these facts made it possible to formulate the question: how did one of the greatest Soviet astronomers appear in a series of several generations of pastors and teachers of literature? This paper is attempts to answer it.

Введение

Соприкасаясь с выдающимися учеными, мы хотим знать не только об их научном наследии, но и об их жизни, и об их семье, пытаясь разгадать, как они достигли таких успехов в науке, преподавании и другой деятельности, что и кто способствовал становлению и развитию их способностей, которые в конечном счете проявились в высоких научных достижениях, служащих образцом для уважения и подражания следующими поколениями.

Научные заслуги Бориса Васильевича Кукаркина хорошо известны, ведь он был приглашен в ГАИШ в 1932 г., через год после создания института. Обычно в этом возрасте (тогда ему было 23 года) студенты приближаются к окончанию университета, а Кукаркин уже успел поработать целый год в Ташкентской обсерватории, опубликовав за это время 20 работ. Он был уже известен в профессиональном сообществе астрономов как сложившийся специалист, успешный наблюдатель переменных звезд, учредитель бюллетеня «Переменные звезды», позже ставшего журналом. (Этот журнал существует и сегодня и поддерживается в электронном виде. В нем публикуются результаты исследований переменных звезд и других космических объектов, показывающих явления нестационарности. Публикуются также связанные с этими объектами методические и теоретические работы.) Сам Борис Васильевич 49 лет был редактором журнала. Удивительно, но инициатором создания этого журнала Борис стал в 18 лет.

Что же мы знаем о Борисе Васильевиче Кукаркине? О его происхождении, семье, о тех, кто растил и воспитывал этого замечательного ученого? Какие люди и обстоятельства жизни вывели его на «звездный путь»?

Итак, Борис Кукаркин

- не имеет диплома о высшем образовании;
- в 1928—1931 гг. заведовал обсерваторией Нижегородского кружка любителей физики и астрономии;
- в 18 лет (в 1928 г.) основал бюллетень «Переменные звезды», существующий и в настоящее время;
- с 1932 г. (с 23 лет) сотрудник ГАИШ, в 1952—1956 гг. его директор;
- заведующий отделом переменных звезд;
- заведующий кафедрой звездной астрономии (1960—1964), затем кафедрой звездной астрономии и астрометрии (1964—1977) физического факультета МГУ;
- инициатор создания в СССР Центра по исследованию переменных звезд (в 1931 г., в дальнейшем — комиссия Астросовета);
- в 1951—1958 гг. президент Комиссии 27 МАС («Переменные звезды»);
- в 1955—1961 гг. вице-президент МАС.

Его научные заслуги тоже весьма немалые:

- Он установил существование в Галактике плоской и сферической подсистем звезд (1943—1944 гг., одновременно с В. Бааде, США), а также промежуточной подсистемы и ряда подсистем. Показал различие переменных (цефеид) в шаровых скоплениях и вне их (1949 г., совместно с П. П. Паренаго).
- Вместе с Паренаго стал основоположником (1948) издания продолжающегося многотомного «Общего каталога переменных звезд». Докторская диссертация «Переменные звезды и строение звездных систем» (1947). Получил премию им. Ф. А. Бредихина АН СССР (1950).
- Вел большую педагогическую работу, помимо звездно-астрономических курсов, в течение четверти века читал курс истории астрономии.
- Участник Великой Отечественной войны, награжден орденом Красной Звезды и медалями.

Вся его биография и заслуги, казалось бы, известны и отражены в публикациях. Но вопросы о том, как и почему Борис Кукаркин стал астрономом, почему не получил высшего образования, на основании каких ценностно-духовных ориентиров формировалась такая разносторонняя личность ученого, который прекрасно знал литературу, владел несколькими иностранными языками, был театралом, ценил искусство, обладал яркой харизмой, оставались до некоторого времени без освещения.

В 2013 г. в Сети появились документы, дневники и письма ближайших родственников Бориса Васильевича по линии матери, Елены Кукаркиной (в девичестве Аллендорф): родной тети, двоюродных сестер, Киры и Марины (дочери дяди, Александра Аллендорфа), письма бабушки и дядьёв Эрвина и Александра. Оказалось, что Борис Кукаркин происходит не только из семьи потомственных учителей-словесников, но и имеет аристократические корни. Ну а если посмотреть на семью не только как на ближайших родственников, но и на предков, а также на тех, кто оказался в близком общении с семьей и причастен волей судьбы к обстоятельствам жизни Бориса Кукаркина, откроется много интересного.

Упомянутые документы оцифровали и опубликовали в блоге «Сказки Олѣфанта» [1]. В них присутствует обилие бытовых подробностей и мельчайших деталей повседневной жизни, вплоть до почти ежедневного указания погоды. В основном дневники описывают жизнь очень старательной ученицы Нижегородского Мариинского института благородных девиц Анны Аллендорф (младшей дочери А. А. Аллендорфа), беспрестанно думающей об уроках, экзаменах и иногда о любви. Анна начинает вести записи в 1900 г., в 13 лет, во время учебы в Нижегородском Мариинском институте благородных девиц. После окончания института она становится учительницей, открывает собственную гимназию. С неизменной прилежностью Анна описывает свою учебу, преподавательскую деятельность, прочитанные книги, походы в театр, танцевальные вечера, увлечения и влюбленности и людей.

Давние предки Б. В. Кукаркина по материнской линии

Фамилия Аллендорф позволила установить предков Кукаркина по материнской линии, начиная с 1775 г.

Фотографии прапрадеда Кукаркина по линии Аллендорфов не сохранилось. Вот что о нем известно: Аллендорф Иоганн Михаэль Карл (Allendorf, Johann Michael Karl), евангелическо-лютеранский священник, пастор, родился 16 сентября 1775 г. в г. Буттштедт (нем. Buttstädt) в окрестностях Веймара, сын мясника. С 1795 по 1803 г. изучал теологию в университете в Йене (Jena). Рукоположен в священники 10 мая 1804 г. в Санкт-Петербурге. Служил пастором в г. Оренбурге (1804—1806); в колонии Рибенсдорф (Riebendorf) (1806—1822); в Тамбове (1822—1824) и в евангелическо-лютеранском приходе Ягодная Поляна (Беренфельд) (1824—1826) Пробстского округа нагорной стороны Волги с центром в колонии Ягодная Поляна.

Известно, что пастор был центральной фигурой и самым образованным человеком в колонии. В его ведении всегда была школа. Под его руководством проходили уроки пения и священной истории, нравственные беседы. Семейное воспитание тоже было под контролем пастора.

Интересно, что примерно сто лет после переселения немецкие общины держались очень обособленно. Им высочайшим повелением были дарованы льготы, они не служили в армии, не платили налоги . . . Но через сто лет (льготы были дадены «на век», а не «навек») немцы быстро ассимилировали. Но родственные связи продолжали поддерживать, помогали друг другу и прочее.

В семье прапрадеда Кукаркина было двое сыновей, и они оба пошли по стопам отца, став лютеранскими священниками. Один из них, Аллендорф, Александр Карл Август (Allendorf Alexander Karl August), евангелическо-лютеранский священник, пастор, пробст, родившийся 19 ноября 1807 г. в немецкой колонии Рибенсдорф (Riebendorf) близ Воронежа, умер 6 сентября 1866 г. в колонии Розенгейм (Подстепная), стал родоначальником учительской династии. Его дети все стали преподавателями иностранного (немецкого) языка, авторами учебников и методических пособий.

Семья матери Б. В. Кукаркина

Бабушка Кукаркина со стороны матери происходила из рода Локкенбергов. Ее отец Alexander Karl Lockenberg (Александр Карл Астафьевич) был преподавателем в Александровском институте Нижнего Новгорода, там же, где спустя годы служил преподавателем, а затем инспектором и ее муж — дед Бориса Кукаркина.

Семья деда Бориса Кукаркина со стороны матери, статского советника Александра Аллендорфа, — это уже преподавательская семья. Дед родился в 1835 г. в немецкой колонии

Подстепное, которая располагалась на территории Самарского уезда Самарской губернии, в левобережье Волги. В 1851—1855 гг. учился в Дерптской гимназии. В 1856—1863 гг. — студент теологического факультета Дерптского университета. В период учебы работал домашним учителем в имении Мойзама (Moisama) в Эстляндской губернии и в имении Загниц (Sagnitz) в Лифляндской губернии. В 1864—1865 гг. — частный учитель в Казани, студент-дипломник педагогических курсов в Казанском университете. С 1866 г. — учитель и воспитатель, а с 1877 г. еще и инспектор в Александровском дворянском институте и в военной гимназии в Нижнем Новгороде.

К слову сказать, немецкая сравнительная грамматика, составленная Александром Аллендорфом для средних учебных заведений, выдержала не менее пяти изданий.

Некоторое время, с 1871 по 1878 г., он вел занятия по немецкому языку и словесности в Мариинском институте благородных девиц в Нижнем Новгороде.

Известно о восьмерых детях Эмили и Александра. Адольф умер в приготовительном классе в 1883 г., Владимир ушел из жизни, будучи уже восьмиклассником в 1886 г. Сохранился альбом с фотографиями учеников Александра Александровича Аллендорфа, подаренный ему в 1900 г., а также известно стихотворение поэта серебряного века Бориса Александровича Садовского, посвященное учителю А. А. Аллендорфу. Вот как вспоминает Борис Садовский своего школьного учителя: «Старик-инспектор, Аллендорф, высокий представительный немец со вставными челюстями, не любил меня за своеволие и шаловливость <...> особенно за то, что я нарушил данное ему слово до 25-ти лет не писать стихов».

А. А. Аллендорф

Ты был инспектор с головы до ног,
Осанистый, седой, высокий, в синем фраке.
Суровый окрик твой и дружеский упрек
Мы слушали, устав от беготни и драки.
Мне смутно помнится немецкий твой урок:
«Bin liebes Hündchen», повесть о собаке.
Ты в карцер запирали меня на долгий срок
И в стихотворчестве беспутства видел знаки.
Спокойно-величав, в час шумных перемен
Ловил проказников и ставил их у стен,
Но отчего, скажи, глаза твои так кротки?
Ах, в доме у тебя, что год, то новый гроб.
Любимый сын пускает пулю в лоб,
Жена и дочери во власти злой чахотки.

1942 г.

Действительно, от туберкулеза страдали почти все члены семьи. Эмилия Александровна — бабушка Бориса Кукаркина, жена Александра Александровича, была прекрасной пианисткой, хорошо воспитанной и образованной женщиной. Именно она была духовной и нравственной опорой для всех своих детей и мужа. Более того, обладая предпринимательской жилкой, Эмилия Александровна вносила немалую лепту в материальное обеспечение своей семьи. Она брала в семью как пансионеров мальчиков из семей знакомых, обеспечивая последним не только присмотр, но и помощь в учебе, разумеется, это было не бесплатно. Количество пансионеров варьировалось, но было не менее пяти человек. Вот что пишет ее дочь Анна в своем дневнике.

Цитата из дневника 1901 г.: «Пансионеры все-таки мне ужасно надоели. Вечный крик, визг, мамы я теперь почти не вижу: придешь из института, мама делает задачи, потом

занимается с ними и так целый день. Сегодня я вспоминала прежнее время, когда мы жили в институте. Господи! Как хорошо было! Жили мы семьей. . . » [1].

Дочерей в семье Аллендорфов было всего две. Старшая, Елена, родилась в 1883 г. Младшая, Анна, в 1886 г. Обе девочки окончили Мариинский институт благородных девиц с серебряными медалями. Анна Аллендорф — это тетя Бориса Кукаркина. Именно ее записи — основной источник сведений о ранней биографии Б. В. Кукаркина, о тех людях и событиях, которые повлияли на его личность, выбор профессии и судьбу.

Анна Александровна Аллендорф родилась 30 июня 1886 г. Про нее известно, что в советское время она преподавала немецкий и французский языки в Нижегородском государственном университете по совместительству (1920—1930), а основной была работа в Нижегородском педагогическом институте. Так случилось, что именно она, наряду с родителями и бабушкой, принимала непосредственное участие в воспитании Бориса Кукаркина и, без сомнения, оказала на него большое влияние. Сама она была прирожденным преподавателем, любящим свое дело и отдающим ему без остатка.

Вот одна из записей в ее дневнике, в которой ярко проявляется характер этой девушки, уже окончившей институт, в то время, когда семья потеряла кормильца — после смерти Александра Александровича Аллендорфа.

10 августа 1906 г. Четверг: «Вечером я прочла прошение к Прутченко* относительно пенсии для меня. Там сказано “дочь моя крайне слабого здоровья и поэтому не в состоянии содержать себя собственным трудом”. Ужасно меня это обидело и показалось унижительным. Я только и мечтаю о том, чтобы содержать себя своим трудом, а вдруг про меня так пишут, ужасно это неприятно».

Дворянский институт — это среднее учебное заведение, после него поступали в вузы. Окончание с медалью давало право преподавательской деятельности в младшей школе, причем по всем направлениям подготовки. Об этом выдавали документ, называемый «Свидетельство домашней наставницы», который давал право преподавать целый ряд предметов: историю, географию, русский язык, естествознание, математику, французский и немецкий языки, правда, только в младших классах гимназии или частным образом.

Весь институтский комплекс размещался в центре Нижнего Новгорода, совсем недалеко от кремлевских стен, где и прошло детство сестер Елены и Анны Аллендорф. Здание бывшего института сохранилось и сейчас, в нем располагается один из корпусов Нижегородского государственного технического университета им. Р. Е. Алексеева.

Елена, окончившая институт раньше своей сестры, намеревалась работать в суде.

16 ноября 1901 г.: «Лена сегодня в первый раз пошла в окружной суд, что-то будет. Господи! Помогите ей!»

30 ноября: «Лена должна дежурить через каждые 2 недели. Мама говорит, что это слишком и, вообще, ей не нравится, что Лене приходится так много работать. Лена на это сердится и за обедом ничего не говорила».

Еще некоторое время, до 1903 г., Анна учится в институте, жизнь семьи спокойна, насыщена и безоблачна.

28 августа 1901 г. Вторник: «Небо серое: дождик льет, как из ведра. Я все читала “Pêcheur d’Islande”, интересно!»

Матрена у нас больна, у нее сильный жар. Таня делает все, что только можно на кухне. Лена ей помогала, а я в комнатах убирала за Таню стол и мыла посуду.

Мы сегодня опять решали задачи, сначала с Леной, а потом с мамой.

После обеда я играла с мальчиками в прятки, в цари и в мячик.

Потом мы с Леной читали вместе Жуковского “Последние минуты Пушкина”, “Пожар в Зимнем Дворце” и проч., и проч., но мама позвала меня решать задачи. Решили мы несколько, но одну так и не смогли решить, хотим спросить Эрю.

*Сергей Михайлович Прутченко — предводитель дворянства Нижегородской губернии в 1906—1909 гг.

Мама читала мальчикам «Чем люди живы»**. Мы с Леной тоже слушали. Ах, как мне это нравится! У меня на душе сделалось как-то светло и мне хотелось быть такой хорошей и всех любить, никому не делать зла».

Семья родителей Б. В. Кукаркина

В 1901 г. в жизни Елены Аллендорф появился Василий Васильевич Кукаркин. В этом же году упоминания о Василии Васильевиче появляются и в дневнике Анны.

17 октября 1901 г.: «Оказывается, пока мы были в церкви, у нас был Кукаркин, папе он замечательно нравится».

4 ноября: «За завтраком у нас был Кукаркин, какой он симпатичный, просто прелесть!»

8 ноября 1901 г.: «Читали стихи Садовского “Валтасар”, очень скверные и вот мы решили написать что-нибудь и тоже послать в “Волгарь”***, чтобы узнать, примут ли».

14 мая 1902 г.: «И самое главное событие — это Ленина помолвка с В. В. Кукаркиным. Слава богу! Они любят друг друга, а это главное».

Из дневника Анны Аллендорф мы узнаем, что свадьба состоялась 18 августа 1902 г. 28 июля 1903 г. у пары появляется первенец — Анна Васильевна Кукаркина (Нюся). 28 февраля 1905 г. рожден Василий Кукаркин (старший брат Бориса). 8 февраля 1908 г. рожден Евгений Кукаркин (видимо, умер во младенчестве). 17 октября (старого стиля) 1909 г. родился Борис Кукаркин, его тетя стала ему крестной матерью.

Запись в дневнике: «В 12 дня у Лены родился мальчик. Слава Богу, все благополучно, ребенок довольно крепкий, и Лена чувствует себя тоже сравнительно хорошо. Весь день сидела у Лены, а в 5 часов отправилась за Нюской [это старшая сестра Бориса — Анна. — И. К.]. Она, конечно, в восторге, что у нее братец».

21 октября 1909 г. Среда: «Опять ясно!»

... Замечательно было пройтись по солнышку. Вернувшись домой, накрывала стол для предстоящего угощения после крестин, а там вскоре пришел батюшка с дьяконом и Барановы. Илья Семенович был крестным отцом, а я крестной матерью. Крестника моего назвали Борей. Лена, слава Богу, чувствует себя хорошо, только бы и дальше все шло так».

Из дневниковых записей понятно, что традиции, настроение, духовные потребности в семье Аллендорфов определялись Эмилией Александровной (в девичестве Локкенберг). Мать Эмили Александровны Елизабета-Паулина принадлежала к роду фон Веттерштрадов (von Wetterstrand). Конечно, Эмилия, ее сестры и братья получили прекрасное образование и воспитание. Каждый из детей этих семей передавал приоритеты в свои вновь образованные семьи. Ведущая роль всегда отдавалась образованию. Всех детей обучали музыке, иностранным языкам. Конечно, ходили в лютеранскую кирху. Книги для чтения часто брали в городской библиотеке. Удивительно, но в числе авторов в дневниках Анны Аллендорф упоминается французский популяризатор астрономии Фламмарин. Не она ли впервые приобщила Бориса к этой замечательной, увлекательной, интереснейшей области знания?

Из дневника Анны: «... 24 декабря 1902 г., накануне Рождества, мы украшали елку, гуляли. Обедали в пансионерской. Были в церкви, а потом <...> зажгли елку. Мне подарили замечательно хорошие подарки. Моего Надсона в очень красивом переплете, Фритьофа Нансена, Роб Роя, потом еще прелестную картинку на фарфоре, почтовую бумагу и т. д. В прошлом году я далеко не так была довольна подарками. Дядя подарил маме висючую лампу, а Лене розовый фонарь. Теперь в ее комнате очень уютно».

** Рассказ Л. Н. Толстого (1881 г.) или стихотворение В. С. Соловьева (1882 г.)?

*** Популярная газета, издававшаяся в Нижнем Новгороде с 1875 по 1918 г.

Как уже упоминалось, после того как был исчерпан столетний период жизни немецких колоний на территории России, браки стали совершаться не только между «своими».

Лев Иванович Поливанов — муж Марии Александровны Аллендорф

Очень известным в России человеком был муж родной сестры Эмили Александровны Лев Иванович Поливанов. Лев Иванович родился в 1838 г. в селе Загарино Нижегородской губернии. Но образование получал уже в Москве. Сначала ходил в Первую казенную гимназию на улице Волхонке. Этот опыт был скорее отрицательным. И очень нужным впоследствии. Там он понял, как ни в коем случае нельзя организовывать учебный процесс. «Ненавижу казенщину!» — сделалось излюбленной фразой Льва Поливанова, практически жизненным девизом.

Этот странный директор гимназии разрешал вместо приготовления уроков посещать театр, всхлипывал на занятиях, словно ребенок, носился по коридорам вместе с учениками и обменивался с ними эпиграммами. А его гимназия считалась лучшей в Москве.

В 1868 г. Лев Поливанов открывает на Пречистенке частную мужскую классическую гимназию. Тридцать лет — самое время для открытия своего дела. Лев Иванович к тому моменту окончил историко-филологический факультет Московского университета, имел приличный преподавательский опыт и четко представлял, чего именно в гимназии делать нельзя. Нельзя, чтобы была казенщина. Все остальное можно. Телесные наказания в принципе отсутствовали. Отсутствовал также и карцер. Если ученик не выучит урок и скажет, что был на премьере в Малом, Поливанов (он был здесь не только директором, но и словесником) считал это уважительной причиной. Зато если Поливанов вдруг увидит у кого-нибудь тетрадь казенного образца, то порвет обязательно. Да еще накричит: «Ненавижу казенщину!» Гимназисты звали его просто — «Лев». Он, кстати, был действительно внешне похож на льва.

Мария Александровна Поливанова, его жена, была знакома с Достоевским, имела с ним небольшую переписку. Вместе с мужем она участвовала в организации Пушкинских празднеств 1880 г., отмеченных впечатляющей речью Достоевского [2].

Семья Поливановых упоминается не только в дневниках Анны, но и Киры Аллендорф — дочери дяди, Кукаркина Александра Александровича, инженера-железнодорожника, жившего в Москве. Кира Александровна Аллендорф родилась в 1905 г. в Москве. Она прожила долгую жизнь, стала достаточно известным филологом. В 1959 г. она опубликовала книгу «Очерк истории французского языка» [3], а в 1966 г. защитила докторскую диссертацию на тему «Значение и изменение значений слов». Ее теоретические разработки до сих пор не утратили свою научную ценность. Кира Александровна так и не вышла замуж, в старости она жила с Мариной и ее мужем.

Ее младшая сестра, Марина Александровна Аллендорф (1915—1994), стала художником-графиком. Не так давно, в 2000 г., был опубликован ее альбом [4]. Альбом этот составил ее муж, художник Сергей Лагутин.

Московские и петербургские родственники Кукаркиных

Известно, что именно в семье Александра Аллендорфа (Саши) останавливались члены семьи Бориса Кукаркина, когда приезжали в Москву. В дневниках есть упоминания еще и о петербургских родственниках. Брат Эмили Александровны, Адольф Локкенберг, стал, как его отец, пастором (в дневнике он упоминается под именем «дядя Адя»).

Вот запись в дневнике, когда Анна приехала к родственникам в Петербург, в это время там живет семья ее брата Александра Александровича Аллендорф и семья Локкенбергов.

13 декабря 1909 г. Воскресенье: «Утром поехали мы с Сашей в St. Petg. Kirche (Лютеранская церковь в Петербурге). Громадная церковь и поэтому какая-то неудобная.

Из церкви ездили за билетами в Малый театр.

После завтрака были у дяди Ади. Просидели мы там недолго, но в это короткое время дядя ужасно мне понравился.

Вечером были в театре на пьесе “Генрих Наварский”. Играли отлично и обстановка великолепная, так, что я смотрела с удовольствием».

Упомянутый в тексте дядя Адя родился в Нижнем Новгороде в семье Александра-Карла и Паулины-Элизабет Локкенберг (урожденной Веттерштрауд). Изучал теологию в Дерптском университете (окончил в 1866 г.). Служил в немецких колониях под Одессой в Херсонской губернии. При Одесской евангелическо-лютеранской общине действовали приходская школа, сиротский приют и богадельня.

В 1873—1892 гг. он был ordinарным пастором в приходе Стрельна-Кипень (Санкт-Петербургская губерния) и одновременно дворцовым проповедником в Ораниенбауме. Затем пастором в Одессе (1892—1907 г.), а с 1907 г. — в Санкт-Петербурге.

Дядя Адя — кавалер многих орденов, человек заслуженный и уважаемый в высшем свете. Его жена тоже представительница известного рода — Сюзанна Юлия Локкенберг (урожденная фон Фе (von Veh) (1841—1909)), похоронена вместе с мужем на Смоленском кладбище. Супруги имели семерых детей.

Один из их сыновей был довольно известным художником. Локкенберг Вальтер Адольфович. Вальтер рожден 22 ноября (4 декабря) 1875 г. (пос. Стрельна, близ Санкт-Петербурга), умер 8 февраля 1921 (Харбин). Живописец, сценограф. В 1895 г. он окончил гимназию при реформатских церквях в Петербурге. Учился в ЦУТР, Одесском художественном училище (1899 и 1902—1903), школе А. Амбе в Мюнхене (1899—1901). В 1903 г. поступил в ИАХ, в декабре 1906 г. был отчислен за непосещение классов. Он, так же, как и Анна Аллендорф, получил свидетельство на право преподавания в средних учебных заведениях. Разумеется, он был знаком со своими двоюродными сестрами и братьями. Девушки, как и Эмилия Александровна, бывали в Петербурге у родственников. Вальтер был неплохим живописцем, это позволило ему сблизиться с художниками группы «Мир искусства». Он участвовал в выставках «Мир искусства» (СПб., 1906, 1911), Выставке русского искусства в рамках Осеннего салона в Париже (1906), выставках СРХ (СПб., М., 1906—1910) и «Звено» (Киев, 1908). Он даже помогал А. Н. Бенуа в оформлении оперы «Борис Годунов» М. П. Мусоргского для Гранд-Опера в Париже (1908). Работал в Мариинском театре под руководством А. Я. Головина, сотрудничал в дягилевских «Русских сезонах». Был дружен с И. Э. Грабарем, который помогал ему в получении заказов. В качестве актера участвовал в экспериментальных постановках В. Э. Мейерхольда.

До 1914 г. Вальтер жил в Петербурге, писал пейзажи, натюрморты, картины жанрового содержания. После Первой мировой войны в 1914 г. был интернирован и отправлен в Иркутск, откуда после революции эмигрировал в Китай. Одна из его работ представлена в Государственном Русском Музее. Это «Похищение сабинянок. Скульптура в Летнем саду» (1907). Существует портрет художника в исполнении А. Е. Яковлева (1911 г., Государственный музей искусств Грузии). После вынужденной эмиграции в Китай художник работал в Пекине. Исполнял акварели на темы китайской старины, написал портреты президента Юань Шикая, премьер-министра Сюэни Чена, русского посланника Крупенского, датского посланника графа Альфреда и др. Работал также над книгой «Расцвет русского искусства в царствование императора Николая II». Последние годы провел в Харбине, исполнял росписи для кабаре «Би-Ба-Бо». В день смерти принял православие и был окрещен Василием.

Оба дяди Бориса Кукаркина — Александр в 1889 г. и Эрвин в 1892 г. — по окончании Александровского дворянского института были награждены золотыми медалями. В этом институте училось много знаменитостей: один из наиболее известных историков второй половины XIX в., профессор Петербургского университета, академик К. Н. Бестужев-Рюмин (1829—1897), композитор, музыкальный общественный деятель М. А. Балакирев (1836—1910), математик, академик АН СССР В. А. Стеклов (1863—1926) (выпущен с серебряной медалью), поэт и драматург А. Б. Мариенгоф (1897—1862), один из видных представителей советской исторической школы, член-корреспондент АН СССР С. И. Архангельский (1882—1958), заслуженный артист РСФСР, создатель театра монодрамы «Современник» В. Н. Яхонтов (1899—1945) и др.

Из двух братьев именно Эрвин становится преподавателем-словесником. Старший брат, Александр Александрович Аллендорф, — инженер-железнодорожник. А его дети Кира Аллендорф стала профессором русского языка, а Марина Аллендорф — художницей.

Эрвин Аллендорф до своей смерти в 1920 г. жил в Нижнем Новгороде, работал учителем в разных местах пока позволяло здоровье. Особую роль в жизни Кукаркина сыграла Зинаида Ефграфьевна Пестова — жена Эрвина. Но об этом немного дальше.

После окончания института Анна работает в прогимназии (начальные классы), преподаёт немецкий и французский языки, мечтает сдать квалификационные экзамены для работы и в старших классах. Помимо этого, она берет частные уроки, занимается с Васюткой и Нюсей — своими племянниками (братом и сестрой Бориса Кукаркина). Девушка хочет открыть свою частную гимназию, поскольку у нее как у педагога сформировались свои взгляды на методику преподавания и на условия, в которых хотелось бы работать.

Запись в дневнике от 6 июля 1910 г. Вторник: «Летний нежаркий день. Утром совершенно неожиданно мне принесли бумагу из округа с разрешением открыть женское учебное заведение 2-го разряда с программой женских гимназий. Это значит, что мое заведение будет без прав. Права будут даны потом, когда окружное начальство удостоверится в моей способности к организации учебного дела. Итак, разрешение, хотя несколько и условное, есть.

Известие это меня страшно взволновало, так что долгое время я не могла ничем заняться и только и думала о своей гимназии. Что-то будет?! Страшно мне немножко браться за такое трудное и ответственное дело. Боюсь я, хватит ли у меня умения и энергии повести его как следует, но, с другой стороны, меня очень привлекает такая самостоятельная и интересная работа, и я надеюсь, что с Божьей помощью что-нибудь, да выйдет. Теперь все дело за А. В. Дмитриевой: если она не раздумала, то с сентября, вероятно, наше учебное заведение будет открыто».

Из дневника, без даты: «Очень давно я уже не писала дневник, так как совсем завертелась, открывая свою гимназию. Дела было очень много, а еще больше забот и хлопот, так что первое время я очень утомлялась, а теперь начинаю привыкать.

20 августа и 21-го у меня были приемные экзамены: экзаменовалось всего 8 учениц.

1-го сентября был молебен, а со 2-го начались занятия. Сначала было 16 учениц, а теперь их стало 26: в подготовительном 10 учениц, в I классе — 12, во II-м всего-навсего — 4. Занятия теперь уже идут вполне правильно, отношения с ученицами установились хорошие, но все-таки иногда я мучаюсь различными сомнениями: очень часто мне кажется, что я не гожусь для того, чтобы стоять во главе такого большого дела, что я не дам ученицам то, что, собственно, надо бы было им дать и т. д., и т. д. Ответственность на мне, конечно, очень большая, и иногда это тяжело».

Стоит упомянуть о том, что частные учебные заведения иногда получали частичную помощь от властей. Известно, что в течение четырех лет на содержание и оборудование гимназии Анна Аллендорф истратила своих личных средств 8 600 рублей [5].

Переезд в Нежин

С 1913 по 1922 г., в годы революции и Гражданской войны, семья Кукаркиных жила на Украине, в Нежине. Этот город в свое время, когда присоединился к России, был крупнейшим из городов Малороссии, с 12-тысячным населением (что в полтора раза превосходило Киев). Там отцу Бориса, Василию Васильевичу Кукаркину, предложили место наставника студентов в местном учебном заведении. Семья Кукаркиных решила переехать. Не желая расставаться с внуками, вместе с Кукаркиными переехали в Нежин и Эмилия Александровна и Анна. Анна пошла учиться в историко-философском институте (Безбородко). Одновременно она работала в гимназиях, давала частные уроки, занималась с племянниками. Эмилия Александровна жила с дочерью недалеко от дома с садом, где обитали Кукаркины. Уклад жизни старались сохранить прежним, с опорой на образование. В доме Кукаркиных был рояль, держали квартирантов. Были няни и прислуга. В 1917—1918 гг. город переходил из рук в руки от большевиков к немцам или к белым. Сад выручал, но жили почти впроголодь. Лена постоянно болела, но в 1917 г. у Кукаркиных родилась младшая дочь, Елена Кукаркина.

Институт, где училась Анна, занимал громадное по тем временам трехэтажное здание, фасад которого украшали двенадцать белых колонн и фамильный герб семьи Безбородко со словами: «Labore et Zello» («Трудом и усердием»). В правом крыле первого этажа находилась администрация института и больница на 6—8 коек со своим фельдшером. В левом крыле располагались графские покои — несколько комнат с картинами и обстановкой начала XIX в. Здесь же находилась Свято-Александровская домовая церковь с колокольней. Ее священники имели академическое образование и преподавали закон божий в гимназии и богословие в институте. На заутрене в пасхальную ночь студенты читали Евангелие на двенадцати языках. Служба была настолько красивой, что на нее приезжали даже бывшие студенты из других городов. Студенты ходили в церковь по желанию.

После семилетнего перерыва дневниковые записи свидетельствуют о жизни в Нежине в 1918 г. на революционной Украине. Анна служит в местной гимназии, дает частные уроки и практически ежедневно занимается со своими племянниками. Уклад жизни старались сохранить прежним. Помимо работы, Анна училась в Нежинском историко-филологическом институте, слушала лекции по психологии, философии и другим дисциплинам. Детям, Нюсе, Василию, Борису и Леночке, родившейся в 1917 г., старались по возможности обеспечить все необходимое.

Из дневников мы узнаем, что в мае 1918 г., восьми лет, Борис Кукаркин поступает в местную гимназию. Для зачисления ему пришлось сдавать экзамены по нескольким дисциплинам: арифметике, русскому языку и Закону Божьему. (По арифметике он получает тройку, по закону Божьему — пятерку.) С его старшим братом Васей тоже приходится заниматься и тете, и Василию Васильевичу. («Вася доставляет самые большие тревоги семье»). Детям, как принято в семье, стараются давать хорошее образование, продолжают музыкальные вечера, Эмилия Александровна часто играет на рояле, читают вслух. Аня пишет рефераты по философии и психологии, обсуждая их в семье. Нежинская гимназия помещалась во втором этаже знаменитого «дома Безбородко», а третий этаж занимал Историко-филологический институт.

Из дневника Анны Алендорф 1918 г. 13 января. Суббота: «Тепло и туманно. От Бори узнала, что Женья и Дима ходили через речку, и произвела расследование. В конце концов, оказалось, что Боря ходил, но только несколько недель тому назад. <...> Пошла к Лене и застала там Боречку в большом смущении и горе. Он прибег к ходатайству няньки, торжественно пообещав мне, что он больше никогда-никогда не будет непослушным, и мы с ним помирились...»

«... Вот еще одна забота, которая меня страшно гложет, т. к. я чувствую, что повлиять на Васю страшно трудно. Бог его знает, что это за мальчик, и есть ли в нем любовь, хотя бы, например, к матери. Хочу все-таки с ним серьезно поговорить. Вернувшись домой, опять занималась латинским. Удивляюсь я все-таки на себя: если бы мне кто-нибудь заранее нарисовал ту ужасно грустную картину нашей семейной жизни в настоящее время, я бы, наверное, подумала, что при таких обстоятельствах я не буду в состоянии уже ничем интересоваться и ничем заниматься, а между тем этого нет: несмотря на ту ужасную тяжесть, которая большей частью камнем лежит у меня на душе, я все-таки могу отвлекаться, мечтать, с увлечением отдаваться занятиям латинским языком и т. д.»

Из письма Эмилиии Александровны из Нежина 22 август 1918 г.: «У нас в городе пока, слава Богу, довольно спокойно, хотя расстрел большевиков-грабителей каждый день повторяется. В окрестностях их еще много и все новые вспышки приходится немедленно умирять.

... Мое здоровье неважное, очень слабое, как это и должно быть при семидесяти лет. Вас. Вас. [Василий Васильевич. — И. К.] в Киеве, Лену одну нельзя оставить, и Аня второй день там проводит. Она тоже устает бегать по частным урокам. Место в классической гимназии, которое она раньше занимала, ей его снова предложили, она не может взять, так как украинский язык теперь — главный предмет. На днях она получила 6 уроков в III-й женской гимназии и очень этому рада».

Из письма Эмилиии Александровны. Нежин. 12 (25) октября 1919 г.: «... С трех сторон они на нас двинулись, вокзал переходил три раза из рук в руки и остался в руках немцев. В городе самое жаркое сражение было у дома Лениного, и они и старшие дети сейчас еще страшно волнуются при рассказах об этом, но, слава Богу, никто из них не пострадал. Пока нельзя здесь быть спокойными, но, если они уйдут, так, пожалуй, беда будет хуже, чем была!»

Возвращение в Нижний Новгород

Как пишет Кира Аллендорф (старшая дочь Александра Аллендорфа, дяди Бориса Кукаркина) в своем дневнике, в 1920 г. в семье случились трагические потери. Умерла Эмилия Александровна, затем Лена (мама Кукаркина), затем его дядя Эрвин (в Нижнем Новгороде).

В 1921 г. старшая дочь в семье Кукаркиных Нюся (Анна Кукаркина) решает выйти замуж за Свободова Александра Николаевича (1884—1950). Он был старинным другом семьи и не раз упоминался в дневнике Анны. Нюся была гораздо моложе мужа, а для него это был второй брак. В 1919 г. Свободову было присвоено ученое звание доцента по русской литературе и методике преподавания литературы. До революции он служил учителем истории и словесности в Александровском дворянском институте, а после 1917 г. стал активно участвовать в становлении нижегородской высшей школы. Вместе с ним во всех его начинаниях участвует и его молодая жена.

После отъезда племянницы тетя Бориса, несмотря на сопротивление родных и знакомых Аллендорфов, Шепелевых и других, решает вернуться в Нижний Новгород. Переезду помогали и Зинаида — жена Эрвина, и Свободов, и Александр Аллендорф — как железнодорожник он помогал с пропусками. (Тогда без пропуска выехать было просто невозможно, а Александр Александрович был инженером на железной дороге, он мог помочь с их получением.) В 1922 г. Анна с Борей и Леночкой переехали в Нижний Новгород. А Василий Кукаркин с сыном остались в Нежине. В дальнейшем судьба отца Кукаркина и его брата оказались трагическими. Отец, работая директором одной из школ на Украине, был репрессирован. О брате Кукаркина Василии Васильевиче не удалось ничего узнать.

В Новгороде семью приняла Зинаида, вдова Эрвина — дяди Бориса Кукаркина. Свободовы жили отдельно. Тесное общение и взаимопомощь продолжались. Свободов вместе со своей женой Нюсей (Анной) при педфаке университета организовали кабинет местного края, для которого Николай Александрович собирал материалы о нижегородских литераторах.

В 1927 г. выступил он выступил с инициативой создания первого в мире Литературного музея имени Максима Горького к 60-летию писателя.

Торжественное открытие музея в нескольких комнатах Губернской библиотеки на родине «буревестника революции» состоялось 20 мая 1928 г. В 1934 г. музей переехал в особняк В. М. Бурмистровой на улице Университетской (ныне Минина, 26), где располагается и по сей день.

Анна Свободова, по свидетельству своих детей Галины и Валерия, всю жизнь, оставаясь в тени мужа, помогала ему во всех его начинаниях. Свободов является основоположником историко-филологического факультета Горьковского государственного университета им. Н. И. Лобачевского, открытого в 1946 г. Как нам кажется, деятельность старших по возрасту Свободова Александра Николаевича и его жены Анны Васильевны стимулировали амбициозного четырнадцатилетнего юношу Бориса Кукаркина к поиску своей, интересной для него деятельности после его возвращения в Нижний Новгород.

Кстати, 24 мая 2019 г. состоялось торжественное открытие мемориальной доски Александру Николаевичу Свободову (1884—1950) на доме, где проживали Свободовы. Мероприятие организовано Государственным музеем А. М. Горького. Ввиду того что ученый до революции состоял в партии социалистов-революционеров и дважды арестовывался в 1919, 1923 гг. (третий арест состоялся в 1930 г.), возглавить музей ему самому было не суждено. Сын Свободовых, Валерий, ставший доктором искусствоведения, рассказал много интересных подробностей из жизни семьи, в том числе о роли своей матери как большой помощницы отца во всех его литературных, исторических и преподавательских делах.

Когда семья Кукаркиных возвращается в Нижний Новгород, Борис попадает в шестой класс опытно-показательной школы, находившейся в помещении бывшей Нижегородской мужской гимназии. Мужская гимназия преобразована в учительский институт, куда определяется работать его тетя, Анна. Исторически мужская гимназия было одним из лучших учебных заведений в городе. С 1866 по 1869 г. здесь учителем физики и математики служил отец Владимира Ильича Ленина, Илья Николаевич Ульянов. В августе 1864 г. он создал в этой гимназии первый в городе физический кабинет, ставший городским центром пропаганды естественно-научных знаний. С 1889 г. сюда переехал Нижегородский клуб любителей физики и астрономии (НКЛФА). Этот факт сыграл особую положительную роль в жизни Бориса Кукаркина. А также то, что опытно-показательная школа была базовой площадкой для проведения практики студентов педагогического института, находившемся в этом же здании. Ученики школы и сами часто давали пробные уроки в своем же классе с последующим их обсуждением в присутствии методиста-преподавателя.

В этом здании, принадлежащем ныне педагогическому университету им. Минина, Нижегородский кружок любителей физики и астрономии располагается до сих пор.

После революции 1917-го гимназия просуществовала ровно год. В 1921 г. здание гимназии занял Нижегородский учительский институт, при нем и состояла школа, в которую попал Борис Кукаркин.

В 1919—1923 гг. кружок вынужденно не действовал, возобновление его деятельности как раз совпадает с приездом Кукаркина в Нижний Новгород, началом его обучения в опытно-показательной школе, которая располагалась в том же здании, что и НКЛФА.

Зинаида Аллендорф (Пестова) и ее брат Николай Пестов

По приезду в Нижний Новгород сестру с двумя племянниками приняла Зинаида Евграфьевна Аллендорф (девичья фамилия Пестова). Ее мужем был Эрвин Аллендорф — дядя Кукаркина. К тому времени он умер (в 1920 г.). Борису в этот момент было 14 лет, а Леночке всего 5 лет. Зинаида в то время жила в Плотничьем переулке в родительском доме. Здесь некоторое время назад жил ее младший брат, Николай Евграфьевич Пестов. В родном доме по адресу: Плотничный переулок, 22, у него остается домашняя химическая лаборатория, астрономическая труба и много еще чего интересного для племянника Зинаиды Евграфьевны, молодого Кукаркина.

О Пестове Николае Евграфьевиче, не близком, правда, родственнике Кукаркина, — он родной брат жены его дяди — действительно, седьмая вода на киселе, все ж стоит рассказать особо еще и потому, что он имеет непосредственное отношение к Уралу.

По мнению самого Пестова, своим становлением он обязан дяде Кукаркина, Эрвину. Вот что он пишет в дневниках, оформленных после его смерти в книгу воспоминаний его потомками: «Среди воспитывавших и окружавших меня людей я не могу не вспомнить своего родственника — мужа моей сестры Зинаиды — Эрвина Александровича Аллендорфа. Именно ему я обязан многими положительными чертами моего характера. В юношеские годы мне часто приходилось гостить у Аллендорфов, и Эрвин Александрович проявлял по отношению ко мне поистине отеческую заботу. В 1892 г. Эрвин Александрович окончил Императорский Дворянский институт им. Александра II. Дядя Эря, как я его называл, официально считал себя лютеранином, но я не замечал в нем никаких признаков религии. Со мною на религиозные темы он никогда не говорил, как, впрочем, и все члены нашей семьи. Летом я часто жил у него на даче. <...> Садясь за стол, никогда не молились ни у нас в семье, ни у дяди Эри. Детей у Зины не было. Эрвин Александрович преподавал в гимназиях русский язык. Он был очень добрый, деликатный, чрезвычайно аккуратный, благовоспитанный и всеми уважаемый человек. Все свои силы и знания он щедро отдавал своей педагогической деятельности. Мне было с кого брать пример. <...> Во многом он заменял мне рано умершего отца...» [6]. Получилось, что дом 22 в Плотничном переулке передал познавательную эстафету следующему поколению семьи.

Еще цитата: «Когда случается мне вспоминать детство, прежде всего встает передо мной наш маленький домик в Плотничном переулке. Я до сих пор люблю такие домики: приветливые, уютные, со множеством пристроек, с простым забором из барачного леса и палисадником, в котором росли кусты сирени и жимолости. В памяти моей этот тихий уголок остался навсегда светлым синонимом удобства, домовитости и тихой беззаботной жизни. В светлых уютных комнатах с неуклюжими широкими печами, выложенными голубыми изразцами, с простой, но удобной мебелью прошло мое детство» [6].

Пестов Николай Евграфович родился в Нижнем Новгороде 4 августа 1892 г. Его отец был мещанином, а мать из семьи купцов Баташевых, крестным же отцом стал Николай Матвеевич Башкиров. В старших классах реального училища Николай увлекался астрономией и много времени проводил на специальной вышке с большой астрономической трубой. Он вспоминает: «Я мог целыми ночами просиживать на вышке, наблюдая луну, планеты и звездное небо». В 1911 г. по совету Эрвина Аллендорфа он поступает в Императорское высшее техническое училище в Москве (впоследствии — МВТУ им. Н. Э. Баумана), на химический факультет. Существенную помощь в Москве студенту оказывает его крестный отец, Николай Матвеевич Башкиров, богатый купец, имевший в Москве на Старой Басманной свой дом, в котором и поселяется студент Пестов.

В 1914 г. начинается Первая мировая война. Вот что пишет Николай в воспоминаниях: «Газеты публиковали патриотические статьи и призывы. Мне пришла в голову мысль: впоследствии, когда у меня будет семья, у меня спросят дети: “Что ты сделал для защиты

Отечества?» И тогда, 1 октября 1914 г., юноша поступает в Алексеевское военное училище на правах вольноопределяющегося 1-го разряда юнкером рядового звания. По окончании курса в училище по 1-му разряду Высочайшим приказом, состоявшимся в первый день февраля месяца 1915 г., он произведен в прапорщики с назначением в 56 пехотный запасной батальон (Самогитского полка). «... Прибыл и зачислен в списки 56 пехотного запасного батальона и 6 роты младшим офицером 6 февраля 1915 г.»

Вот что он сам пишет: «Моя служба в 56-м батальоне проходила довольно спокойно. Офицеры батальона в основном несли караульную службу на различных объектах Москвы. За полгода моей службы в Москве мне пришлось около 10 раз стоять на карауле в Кремле. Мой пост находился на втором этаже Большого Кремлевского Дворца. Дважды видел императора Николая II. Первый раз встреча с императором произошла на Манеже во время строевого смотра. Николай II был одет в офицерскую форму, поверх которой была накинута белая бурка, на голове папаха. Лицо царя было строгое, взгляд задумчивый и грустный. Он молча прошел мимо нас в сопровождении свиты, а когда прозвучала команда “вольно”, он подошел к строю и стал беседовать с некоторыми офицерами и солдатами. Вторая моя встреча с ним произошла в момент несения караула в Кремле. Дверь, возле которой я стоял, внезапно отворилась, и я увидел императора. Я отдал честь и встал по стойке “смирно”. Император молча посмотрел на меня невидящим тяжелым взглядом и быстро удалился по коридору, покачивая головой и нервно потирая руки».

На фронте, по отзывам со стороны воинского начальства, Пестов проявляет себя как выдающийся офицер, был представлен к наградам.

После октябрьских событий 1917 г. Н. Пестов отправился на малую родину, в Нижний Новгород. Здесь работал сначала делопроизводителем, потом сотрудником Горпродкома. Через некоторое время Николай получает назначение на трудоустройство в органы Всеобуча и вступает в ряды коммунистов. Позже его определяют курсантом на Центральные Высшие курсы, после чего он получает звание и мандат военного комиссара.

В сентябре 1919 г. его направляют работать начальником Управления Всеобуча при Уральском военном округе. Он вспоминает: «Как начальнику Всеобуча, мне постоянно приходилось совершать поездки по всему округу. В одну из таких поездок на Верхне-Синячихинский завод мне пришлось проезжать неподалеку от г. Алапаевска. Я ехал в автомобиле с Н. Г. — секретарем Алапаевского Совета. Невдалеке от дороги, рядом с каким-то заброшенным строением, мое внимание привлек большой покосившийся крест. Я спросил:

— Чья это могила? Что же, тела еще там?

— Нет, комиссар, белые как только заняли это место, сразу их всех вытащили и увезли. . .

— Есть у вас список казненных?

— Есть, в Екатеринбурге должно есть, — ответил секретарь.

Достать список не составило труда. Среди прочих знакомых имен Великих князей было и имя Великой княгини Елизаветы Федоровны (игумении Елизаветы). Перед глазами встало ее лицо, обрамленное белым апостольником с печальным и кротким взглядом. . .

— Да не могила это, — ответил Н. Г., — крест поставили беляки на том месте, где казнили царских родичей в июле восемнадцатого. Неподалеку от креста и штольня, куда их сбрасывали. . . »

Из дневника Николая Евграфовича Пестова. Сентябрь 1918 г.: «Во время осмотра Екатеринбурга и служб Всеобуча посетил Ипатьевский дом. Вот уже не думал, что буду на том месте, где закончилась жизнь Николая II и его семьи. Впечатление от дома тяжелое. Почти во всех комнатах сорваны обои, пробиты перегородки и перекрытия, грязь, битые стекла и штукатурка. . . В коридоре следы от пуль и копыт. Очевидно, дом горел. Некоторые комнаты обставлены довольно приличной мебелью. Дом жилой.

Вечером вспомнил свои встречи с царем.

В Екатеринбурге (Свердловске), где я жил постоянно, периодически проводились смотры войск Всеобуча. Дважды наши “парады” принимал председатель Реввоенсовета Республики. Этот пост в те годы (до января 1925 г.) занимал Л. Д. Троцкий. С этим человеком мне пришлось довольно близко познакомиться. Я сопровождал его в инспекционной поездке по частям, расквартированным по различным городам Приуралья (Свердловская обл.). Спустя много лет, вспоминая те годы, я прихожу к выводу, что это была поистине демоническая личность. И тем более горько сознавать, что в тот период я своими действиями и поступками заслужил его одобрение.

Во время своего последнего приезда в Екатеринбург Троцкий подарил мне свою книгу с дарственной надписью: “Моему другу и соратнику Н. Пестову на память. Лев Троцкий”.

За годы Гражданской войны Николаю Евграфовичу неоднократно приходилось встречаться с такими людьми, как М. В. Фрунзе, И. И. Вацетис, М. Н. Тухачевский, В. И. Шорин, Г. Д. Гай, С. С. Каменев, Цуриона и другими крупными военными и государственными деятелями.

Осенью 1921 г. Пестов попал на лекцию В. Ф. Марциновского «Жил ли Христос». Содержание лекции глубоко тронуло душу комиссара. Пережив личный мистический опыт во сне, связанный с дядей Кукаркина Эрвином и увлекаемый духом Евангелия, Николай Пестов уволился из рядов РККА, а в 1922 г. вышел из партии.

В том же году он возвратился в Москву и, восстановившись в студенчестве, продолжил учебу в МВТУ. В свободное время посещал заседания христианского кружка.

5 марта 1924 г. Н. Е. Пестову было вручено удостоверение № 1384. В этом документе указано, что «им, Пестовым, к 25 февраля 1924 г. прослушаны все курсы, исполнены все практические занятия по программе Технологического отделения Химического факультета Училища (МВТУ) и выдержаны все испытания, согласно чего он имеет звание (квалификацию) инженера».

Из книги Пестова «Научная и педагогическая работа» (1923—1941)

«Еще не окончив своего образования в МВТУ, я по рекомендации моего руководителя, академика Э. В. Брыцке, был зачислен сотрудником Научного института по одобрениям, где преподавал и вел исследовательскую работу. . .

Тотчас же по окончании МВТУ я стал помогать академику Э. В. Брыцке в качестве ассистента и около 1928—1929 гг. стал вести технико-экономические расчеты при кафедре минеральных удобрений и затем читать доцентский курс по технологии азотных, калийных и сложных удобрений. Из МВТУ перешел с хим. факультета во 2-й МХТИ, а затем в Военную академию химической защиты Красной Армии им. К. Е. Ворошилова, где в должности зав. кафедрой калийных солей проработал до октября 1933 г.

С осени 1933 г. оставил Военно-Химическую академию и до осени 1937 г. преподавал в МХТИ им. Менделеева, где читал курс, руководил дипломным проектированием и дипломными работами по специальности “Технологии минеральных удобрений”. Помимо указанной педагогической работы, я читал эпизодические лекции и циклы на предприятиях для инженерно-технического персонала (в Бобринках, на Воскресенском химкомбинате), преподавал в Высшей академии комсостава промышленности и руководил аспирантами НИУ.

. . . Мои научные работы посвящены термическим процессам переработки фосфатов на удобрения, комбинированным и сложным удобрениям, методике анализа удобрений, методам расчета, обследованию установок, технологии чистых и технических фосфатов и др.

Будучи на работе в НИУ, принимал участие в работе опытных установок на заводах и обследовании производственных установок (Черноречье, Константиновский химический завод).

В последнее время (начало 40-х гг.) работал над методикой научно-исследовательской работы (написал ряд статей и книгу), над получением магнесодержащих удобрений и определением физико-химических свойств в удобрениях. Всего имею около 160 научно-

исследовательских работ, монографий и статей.

В 1931 г. получил премию за научные труды от Комитета по химизации. . .

В 1933 г. был премирован ударной грамотой в НИУИФ, и в 1935 г. в МХТИ им. Менделеева.

В ноябре 1934 г. утвержден ВАК в звании профессора по кафедре минеральной технологии.

11 мая 1935 г. утвержден ВАК в ученом звании действительного члена института НИУИФ по специальности «Химическая технология».

С 1935 г. по 1937 г. состоял председателем программно-методической комиссии ГУУЗа НКТП по химическим ВТУЗам».

В 1933–1937 гг. он работал в Московском химико-технологическом институте им. Менделеева. За отказ выступить на собрании с осуждением арестованного профессора Николая Юшкевича был уволен из МХТИ. В 1939 г. Н. Пестов получил приглашение от администрации МИЭИ. Выдержав конкурсы, он занял место заведующего кафедрой химической технологии. В 1941 г. был утвержден соответствующим определением в степени доктора химических наук. От призыва на фронт с началом Великой Отечественной войны его освободили из-за астмы.

По воспоминаниям дочери Пестова: «Научная работа отца в войну не прекращалась. Вскоре вернулся из эвакуации Инженерно-экономический институт, где папа преподавал химическую технологию. Правительство заботилось о профессорах, и для них была отведена столовая в центре, где они ежедневно получали прекрасный сытный обед. Но профессора, помня о своих семьях, съедали в столовой только суп, а хлеб, закуску, второе блюдо и даже стакан вина и компота умудрялись сливать в баночки и брать с собой. Тогда для желающих столовую заменили карточкой, называющейся «сухой паек». Для отоваривания ее выделяли специальные магазины, хорошо снабжавшиеся продуктами из Америки: беконом, яичным порошком, копченой рыбой и тому подобное. В этом «закрытом» (для других людей) магазине разрешили отоваривать карточки и членов семей профессоров. Тогда мы вздохнули облегченно, ибо с тех пор питались совсем неплохо (с начала 43-го г.)».

В январе 1941 г. Пестов защитил докторскую диссертацию «Физико-химические свойства порошкообразных и зернистых продуктов химической промышленности». С декабря 1942 по декабрь 1943 г. был деканом химического факультета, а с октября 1943 г. состоял заместителем директора по научной и учебной работе.

Как преподаватель Николай Евграфьевич Пестов не был строг. Его дочь Наташа пишет: «Студенты любили папу. Он не заставлял их зазубривать формулы наизусть, не боролся со шпаргалками, поэтому у него на занятиях ими никто и не пользовался. На экзамены и зачеты он разрешал студентам приносить с собой и иметь на столе какие угодно учебники, тетради и записи. «Только б они смогли справиться с поставленными перед ними задачами, — говорил отец. — А эти учебники и тетради они смогут всегда иметь при себе в жизни, так зачем же помнить что-то наизусть?». Двоек профессор не ставил, а просил подготовиться и прийти на экзамены еще раз. «Я не хочу лишать кого-либо стипендии», — говорил он».

Годы войны явились для Н. Е. Пестова годами интенсивной научной и педагогической деятельности. Его работы печатались и у нас в стране, и за рубежом. Некоторые аспекты его научных трудов имели непосредственное отношение к оборонной промышленности.

Приказом ВЦИК от 4 ноября 1944 г. Н. Е. Пестов награжден орденом Трудового Красного Знамени.

Из дневника Н. Е. Пестова. 3 мая 1945 г.: «Приближается Пасха, в этом году поздняя. Скоро и конец войне. В Богоявленском соборе сегодня, в Великий Четверг, служил наш новый Патриарх Алексей».

6 июня 1946 г.: «Работа в институте занимает очень много времени. Пост зам. дирек-

тора по научной работе заставляет быть в курсе всех последних достижений химической науки . . . Работаю много и увлеченно. . . Знание языков помогает мне в знакомстве с последними зарубежными достижениями в области технологии минеральных удобрений».

В 1946 г. Николай Евграфович был награжден медалью «За доблестный труд в Великой Отечественной войне».

С 50-х гг. он известен как православный писатель, богослов. Выходят его книги по различным вопросам христианской жизни, объединенные в два тома под названием «Пути к совершенной радости», а также первая редакция книги «Над Апокалипсисом».

В 1953 г. за выслугу лет и безупречную работу в числе работников науки высших учебных заведений г. Москвы он награжден орденом Ленина. Дочь Николая Пестова, Наталья, стала женой священника Владимира Соколова, настоятеля храма св. Адриана и Натальи в Лосиноостровской и матерью священников Николая Владимировича Соколова, настоятеля храма святителя Николая в Толмачах (домовой храм Третьяковской галереи, где он служит и в настоящее время), Федора Владимировича Соколова, настоятеля Преображенского храма в Тушине и епископа РПЦ Сергия (Соколова).

Удивительно, что Борис Куаркин, приехав Нижний Новгород, попадает в родительский дом Пестовых, в Плотничный переулок, 22. Возможно, что астрономическая труба Николая Пестова и стала тем инструментом, с помощью которого были сделаны самые первые наблюдения молодого астронома.

Борис Куаркин и обсерватория НКЛФА в Нижнем Новгороде

Вернемся к Б. В. Куаркину и к его работе в обсерватории НКЛФА в Нижнем Новгороде. В 1923 г. кружок отмечает 35-летие своей деятельности. В этот период в НКЛФА приходят интересующиеся астрономией рабочие, служащие, военные, учащиеся. Важным событием в жизни кружка явилось создание секции юных любителей астрономии. Секция эта начала работать 11 марта 1923 г.

В феврале 1924 г. при большом скоплении народа было проведено массовое наблюдение полного лунного затмения. Собрания кружка оживились, стали возобновляться и связи с авторами статей для астрономического календаря, выпускаемого прежде.

К этому времени Борис, вступивший в юношескую секцию НКЛФА в 1925 г., становится самым активным молодым исследователем кружка. Участники секции обучались приемам наблюдений в переносные инструменты и бинокли. По воспоминаниям одного из ветеранов НКЛФА, в кружке была популярна игра-состязание среди элиты этого объединения любителей астрономии. Кто-то называл звезду, а отвечающий должен был назвать ее координаты и характеристики, или наоборот. На заседаниях секции читались доклады (в том числе и юными астрономами) о Солнечной системе, истории календаря, солнечных и лунных затмениях, жизни на Марсе и др.

Уже во время обучения в школе у Бориса была та самая подзорная труба, с помощью которой он мог проводить свои первые наблюдения. Позже он сделал телескоп, лучший по своим качествам, чем покупная труба.

Оказывается, что кружок стоял у самых истоков астрономического образования в России. С 1906 г. НКЛФА были организованы систематические курсы по астрономии «для всех желающих с числом слушателей, доходивших до 120 человек», «практика создания курсов, их учебный план и система организации занятий легли в основу подготовки специалистов на астрономическом отделении физико-математического факультета в стенах высшего учебного заведения — Народного университета (далее ННГУ им. Н. И. Лобачевского), созданного позднее в 1916 г. В программе обучения содержались следующие дисциплины: “Сфериче-

ская астрономия”, “Теория астрономических инструментов”, “Описательная астрономия”, “Оптика”, “Теоретическая астрономия”.

В 1927 г. на средства пожертвований горожан была построена Народная обсерватория на бывшем здании гимназии (ныне главный корпус НГПУ). «Неоценимую помощь кружку оказал известный российский астроном Ф. А. Бредихин, уступивший ему свой 4-двоймовый телескоп фирмы „Merz“... Сотни людей познакомились при помощи этого телескопа со звездным небом. Б. В. Кукаркин начинал свою научную деятельность с наблюдений переменных звезд именно в этот телескоп».

Событием большой важности для кружка 22 мая 1927 г. стало торжественное открытие обсерватории на крыше педагогического института, 29 июня, в день солнечного затмения, она открылась для посетителей [В Нижнем Новгороде затмение было частным. — *И. К.*].

Сотни нижегородцев побывали в этот день в обсерватории, наблюдая величественное явление природы, без сомнения, Борис Кукаркин был в их числе — до 1931 г. он возглавлял работу обсерватории. К этому событию кружок выпустил брошюру «Затмения 1927 и их наблюдения» [7]. Вычисление всех основных данных затмения были сделаны членами кружка М. А. Касаткиным, В. С. Лазаревским, Б. В. Кукаркиным, Н. М. Вороновым и другими под руководством М. А. Касаткина, организовавшего вычислительную секцию.

Заседания кружка посещали известные нижегородцы: фотохудожники А. О. Карелин, М. П. Дмитриев, инженер В. И. Калашников и другие. В деятельности кружка активное участие принимал А. М. Горький, что было обусловлено его дружбой с С. В. Щербаковым и интересом к культурной и образовательной жизни города.

В 1893 г. в качестве иногороднего члена в состав кружка был избран К. Э. Циолковский, который опубликовал в очередном сборнике трудов кружка свою статью «Тяготение как главнейший источник мировой энергии». С НКЛФА активно сотрудничал видный астроном второй половины XIX в., директор обсерватории Московского университета Федор Александрович Бредихин. Регулярно посещал собрания кружка и губернатор. Помимо специалистов, в кружке состояло и много любителей.

Активными участниками работы кружка стали учителя нижегородской гимназии. Результаты астрономических наблюдений позволяли педагогам Нижнего Новгорода поддерживать профессиональные контакты с астрономами Санкт-Петербурга и Москвы.

Уже в первые годы деятельности кружка для учеников гимназии, коммерческого и реального училищ были организованы астрономические наблюдения. На здании коммерческого училища была организована наблюдательная площадка и было приобретено два 4-двоймовых телескопа. Совместно с Русским астрономическим обществом, основанным в 1890 г., НКЛФА удалось провести реформу преподавания космографии. Космография была введена в учебные планы как самостоятельная дисциплина, на которую отводилось 2 часа в неделю в реальном и военном училищах и 1 час — в гимназиях.

«К звездам»

В 1928 г. Кукаркин обнаружил зависимость между периодом и спектральным классом затменных переменных звезд. Возможно, публикация в немецком журнале «*Astronomische Nachrichten*» первой научной статьи, касающейся затменно-переменной звезды Эпсилон Возничего [8], вдохновила молодого исследователя, или этим событием была организована в Нижнем Новгороде литературного музея им. А. М. Горького родственником Кукаркина (мужем сестры). Но это повлекло за собой инициативу молодого исследователя организовать в Нижнем Новгороде издание научно-исследовательского и информационного бюллетеня «Переменные звезды», редактором издания стал сам Б. В. Кукаркин, эту работу он не уступил никому в течение 49 лет.

По воспоминаниям самого Бориса Васильевича, новому изданию пришлось преодолеть большое сопротивление представителей старшего поколения астрономов, которые считали, что все необходимые астрономические сообщения публикуются в немецких журналах, поэтому еще один журнал никому не нужен. На запрос учредителей нового научного издания об организации специального печатного органа, разосланный десяти крупнейшим советским специалистам-астрономам, девять ответов были отрицательно.

Несмотря на трудности, первый номер бюллетеня «Переменные звезды» был издан 15 мая 1928 г. Состоял он из одного листка, на двух страницах которого были опубликованы исследования четырех переменных звезд (научно-исследовательская часть), список 32 открытых переменных и сообщения о 10 исследованных переменных звездах (информационная часть). Было издано 500 экземпляров.

С тех пор исследования переменных звезд и систематизация сведений о них стали для Бориса Кукаркина главным интересом и делом всей жизни. Именно с этого момента, с нашей точки зрения, начинается научная миссия Бориса Васильевича Кукаркина. Это были самые первые ростки титанической плановой работы в области исследования переменных звезд, которые впоследствии вывели советскую науку на передовые позиции в мире в этой области.

Уже первые выпуски бюллетеня «Переменные звезды» привлекли внимание и многочисленных любителей во многих городах СССР, и специалистов-астрономов. Издание становилось востребованным, а Б. В. Кукаркин — все более известным астрономом. Исследование переменных звезд в отечественной астрономии в то время было одним из основных направлений. Для этого еще не требовалось крупных инструментов и практически все обсерватории занимались этой тематикой. Тогда, как и сейчас, переменные звезды были самым излюбленным объектом исследований и у любителей астрономии. Поскольку это одна из немногих областей фундаментальной науки, где вклад любителей имеет явное научное значение и высоко оценивается профессионалами. Необходимость координации профессионалов и любителей привела к тому, что с 25 по 30 июля 1928 г. в Нижнем Новгороде был проведен II Съезд любителей мироведения, астрономии и геофизики, приуроченный к 40-летию НКЛФА.

Бюллетень «Переменные звезды» быстро становился центральным органом советских исследователей переменных звезд. Популярность бюллетеня, а также научная и организаторская деятельность его редактора, привели к тому, что именно в Нижнем Новгороде была проведена первая Всесоюзная конференция наблюдателей переменных звезд (2–4 июня 1930 г.).

В 1931 г. последовало приглашение Кукаркина на работу в Ташкентскую обсерваторию, а затем, через год, — приглашение в Москву в ОГАИШ (ГАИШ), где ему предстояло раскрыться как ученому, организатору науки и преподавателю.

Семья Бориса Васильевича Кукаркина

Если говорить о детях Кукаркина, которых у него трое, то каждый из них имеет отношение и к науке, и к преподаванию. Одна из дочерей Бориса Васильевича в 1977 г. окончила факультет психологии МГУ и занимается проблемами детей с аутизмом, их обучением, коррекцией и адаптацией.

Младшая дочь Бориса Васильевича Кукаркина, Елена Оборнева, родилась в 1956 г., ее матерью была однокурсница Наталии Сычевой, жены Бориса Кукаркина. Обе они выпускницы астрономического отделения мехмата МГУ 1948 г. До 28 лет Елена-младшая жила на территории Краснопресненской обсерватории МГУ. После окончания факультета ВМК МГУ она 25 лет работала в лаборатории вычислительной лингвистики МГУ, принимала участие в создании первого в мире пятиязычного словаря для компьютеров, в статистиче-

ских исследованиях русской разговорной речи. Затем занималась филологией, изучением иностранных языков, психологией, психогенетикой и многим другим. С февраля 2018 г. Елена — член Московского областного союза писателей, пишет книги для детей и сама их иллюстрирует как художница.

Из троих детей Бориса Кукаркина ближе всего к нему по профессии сын, Алексей Борисович Кукаркин, который работает в НИВЦ МГУ. Он ведущий математик в лаборатории математического моделирования, с 1982 г. кандидат физико-математических наук (диссертация «Вычисление интегралов от быстроосциллирующих функций»). Алексей Борисович Кукаркин преподавал на мехмате МГУ, и в Московском авиационном институте, читал курс «Численные методы».

Сегодня у Бориса Васильевича уже есть внуки и правнуки, которые живут в Москве. Одного из них назвали в честь деда.

Заключение

Из исследования видно, что огромное влияние на Бориса Кукаркина оказала его семья. Все его родственники имели отношение к преподаванию, но большинство из них связано с преподаванием гуманитарных дисциплин. Среди них есть художники, филологи, искусствоведы. Профессиональный же выбор же Бориса Кукаркина связан со счастливыми для него обстоятельствами, тем, что он стал обладателем астрономической трубы Николая Пестова и членом замечательного сообщества НКЛФА — места, где и сформировались его педагогические и научные способности.

Библиографические ссылки

- [1] Аллендорф Анна, Аллендорф Кира, Аллендорф Эмилия. Дневники семьи Аллендорф. — <http://olifantoff.ru/category/allendorf/>. — 2013. — (дата обращения: 25.11.2022).
- [2] Поливанова М. А. Запись о посещении Достоевского 9 июня 1880 года // Ф. М. Достоевский в воспоминаниях современников : в 2-х т. Т. 2 / ред. В. В. Григоренко, Н. К. Гудзий, С. А. Макашин и др. : Серия литературных мемуаров. — М. : Худ. литература, 1964. — С. 357—364.
- [3] Аллендорф К. А. Очерк истории французского языка. — М. : Учпедгиз, 1959. — 182 с.
- [4] Аллендорф М. А. Живопись, графика, театр: О жизни и творчестве М. Аллендорф / ред. Лагутин, С. Я. — М. : Константа, 2000. — 73 с.
- [5] Слепенкова Е. А. Из истории женского среднего образования в России // Педагогика. — 2000. — № 9. — С. 74—77.
- [6] От внешнего к внутреннему. Жизнеописание Н. Е. Пестова / ред. епископ Новосибирский и Бердский Сергей (Соколов). — Новосибирск : Православная Гимназия во имя Преподобного Сергия Радонежского, 1997. — 160 с.
- [7] Затмения 1927 и их наблюдения / ред. Горянов, Г. Г. — Нижний Новгород : Изд. Нижегород. кружка любителей физики и астрономии, 1927. — 48 с.
- [8] *Kukarkin Boris*. Der Lichtwechsel von AE Aurigae // *Astron. Nach.* — 1928. — Vol. 233. — P. 225—229.

**«ЗВЕЗДНЫЙ ПРОФЕССОР» К. А. БАРХАТОВА:
КАФЕДРА И ЕЕ УЧЕНИКИ**

Т. И. Левитская, Э. Д. Кузнецов
Уральский федеральный университет

В данной работе дается описание истории жизни К. А. Бархатовой (1917—1990). Главной задачей Клавдии Александровны считалась восстановление в 1960 г. кафедры астрономии и геодезии для обучения студентов и создание в 1965 г. астрономической обсерватории Уральского университета для получения практического материала для обучающихся, аспирантов, сотрудников и преподавателей. В статье приводятся результаты за 62 года о количестве учеников кафедры по разным направлениям учебы, а также сведения о числе кандидатов и докторов наук. Для астрономов из разных уголков страны: студентов, аспирантов, научных сотрудников и преподавателей ежегодно проводится конференция «Физика Космоса». Традиция организации конференции была заложена при непосредственном участии К. А. Бархатовой.

**”STELLAR PROFESSOR” K. A. BARKHATOVA:
THE DEPARTMENT AND ITS DISCIPLES**

T. I. Levitskaya, E. D. Kuznetsov
Ural Federal University

This paper describes the life history of K. A. Barkhatova (1917—1990). Klavdia Alexandrovna considered the restoration of the Department of Astronomy and Geodesy in 1960 for teaching students and the foundation in 1965 of the Astronomical Observatory of the Ural University in 1965 to obtain practical material for students, graduate students, staff and teachers as the main task. The article presents the results for 62 years on the number of students in different areas of study, as well as information on the number of candidates and doctors of science. For astronomers from different parts of the country: students, graduate students, researchers and teachers, the conference “Physics of Space” is held annually. The tradition of organizing the conference was laid down with the direct participation of K. A. Barkhatova.

7 ноября 2017 г. кафедра и обсерватория, астрономическое сообщество отметили 100-летие со дня рождения известного ученого, профессора Уральского университета Клавдии Александровны Бархатовой. Время летит быстро и незаметно. 7 ноября 2022 г. исполнилось 105 лет со дня рождения К. А. Бархатовой. Сотрудники кафедры и обсерватории, ее ученики отметили эту дату поездкой на Широкореченское кладбище, возложили цветы на могилу, где покоится К. А. Бархатова.

К. А. Бархатова родилась 7 ноября 1917 г. в Нижнем Тагиле в рабочей семье большевика-подпольщика. Отец, Бархатов Александр Васильевич, обладал большим революционным опытом, был одним первых большевистских депутатов Нижнетагильского Совдепа [1]. Среди четырех тагильских рабочих, отправившихся за советом и помощью к Ленину в Петроград, был и А. В. Бархатов. Александр Васильевич беспокоился за новорожденную Клаву, двухлетнюю Шуру и жену Мотю, оставляя их одних в голодное, тревожное время.

Когда Клаве еще не исполнилось и 6 лет, а ей очень хотелось учиться, родители отдали маленькую девочку в школу. Семья жила в то время в Салде. В 1930 г. Бархатовы переехали в Свердловск. Отец поступил в Урало-Казахстанскую промакадемию, в свои сорок лет он хотел учиться.

В 1935 г. Клава окончила среднюю школу. С раннего детства девочка увлекалась астрономией, звездами, Луной, Солнцем, красотой ночного неба. Отец, как мог, помогал ей, давая ответы на вопросы дочери. Астрономии К. А. Бархатова посвятила свою жизнь и осталась верной своему выбору. В 1935 г. она поступила на 1-й курс физико-математического факультета Свердловского государственного университета. Клава стала посещать лучший в городе астрономический кружок, которым руководил Сергей Владимирович Муратов (1881—1949). В то время Сергей Владимирович был заведующим кафедрой астрономогеодезии и гравиметрии университета. С. В. Муратов обратил внимание на любознательную к астрономии студентку и взял ее в экспедицию наблюдать солнечное затмение 1936 г. в Казахстане. Эта поездка окончательно подтвердила выбор Клавдии Александровны стать астрономом.

22 июня 1941 г. началась Великая Отечественная война. Группа Клавдии Александровны сдавала выпускные экзамены, а ребята все записались на фронт. Летом Клавдия Александровна окончила учебу в университете и получила направление на работу в геодезическую лабораторию в Косулино.

Осенью 1941 г. лаборатория была закрыта. В это время кафедру астрономии и гравиметрии возглавлял Аvenir Александрович Яковкин (1887—1974). К. А. Бархатова была принята на работу на ставку ассистента. К зиме 1941 г. в Свердловск прибыло много эвакуированных ученых-астрономов из разных городов страны. Сотрудники кафедры вместе с А. А. Яковкиным установили рабочие отношения с коллегами, которые позднее стали читать лекции студентам и проводить практические занятия.

В тяжелейших условиях войны, когда не хватало дров (несмотря на то, что студенты и Клавдия Александровна регулярно участвовали в их заготовке) и в аудиториях был холод, а студенты и преподаватели голодали, была восстановлена аспирантура на естественных факультетах университета. Руководителем аспирантуры К. А. Бархатовой был назначен А. А. Яковкин. Однако Бархатовой хотелось заниматься звездной астрономией, а не Луной. Летом 1943 г. А. А. Яковкин отправил Бархатову в Москву в МГУ, в ГАИШ. В это время сотрудники ГАИШ стали возвращаться из эвакуации, вернулись из действующей армии заведующий кафедрой астрономии П. П. Паренего, доцент Б. В. Кукаркин. К ним и обратилась К. А. Бархатова.

Тему научной работы Клавдии Александровне дал ее будущей руководитель, известный астроном-звездник П. П. Паренего. Он сказал Клавдии Александровне: «Открывайте открытые (то есть рассеянные) скопления» [2]. Бархатова сумела переопределить расстояние до 334 рассеянных звездных скоплений (РЗС), изучила пространственное распределение РЗС в нашей Галактике, оценила их общую численность и еще многое.

В 1948 г. К. А. Бархатова защитила кандидатскую диссертацию. Ей предлагали остаться в Москве, но Клавдия Александровна вернулась в Свердловск, ей хотелось создать в университете астрономическое направление. В 1948 г. Бархатовой было присвоено звание доцента.

2 мая 1949 г. не стало С. В. Муратова. Для К. А. Бархатовой он был дорогим и любимым Учителем и преподавателем. На прощании с С. В. Муратовым Клавдия Александровна поклялась восстановить кафедру астрономии, которая была после отъезда в Киев А. А. Яковкина закрыта, построить обсерваторию, готовить на Урале астрономов. К. А. Бархатова сдержала свое слово!

С сентября 1954 по сентябрь 1956 г. Клавдия Александровна проходила докторантуру в ГАИШе при МГУ. В 1956 г. К. А. Бархатова получила 224 негатива РЗС в Астрономической обсерватории им. Энгельгардта Казанского университета. Они стали основой «стеклянной библиотеки» РЗС Уральского университета. Позднее наблюдательный материал для фотометрии РЗС был получен в других обсерваториях: Абастуманской, Крымской, Южной станции ГАИШ.

Зимой 1960 г. К. А. Бархатовой удалось восстановить кафедру астрономии и геодезии. Запуск первого спутника открыл начало космической эры, активные наблюдения спутников студентами-физиками и астрономами, которых готовила Клавдия Александровна, ее настойчивость, поддержка Астросовета помогли это сделать [1].

Заведующей кафедрой Клавдия Александровна была с 1960 по 1986 г. В 1968 г. К. А. Бархатовой было присвоено звание профессора.

Началась подготовка студентов по специальностям «Астрономия» и «Астрономогеодезия». Учеба студентов шла с интересом с утра до вечера преподавателями (З. Н. Щукстова, Б. Ф. Магуськин, В. В. Сыровой, Н. Б. Фролова и др.), которых сумела собрать в хороший коллектив Клавдия Александровна.

После восстановления кафедры К. А. Бархатова добилась строительства первой на Урале научной обсерватории вблизи станции Коуровка. Обсерватория была построена, и ее открытие прошло 12 января 1965 г. Сегодня обсерватория носит имя Клавдии Александровны Бархатовой.

С первых дней учебы студентов К. А. Бархатова внимательно относилась к проблемам студенческой жизни. Знакомилась с каждым учеником, интересовалась их родителями и семьей. Каждому ученику задавала вопросы о том, что его заинтересовало на кафедре, нравятся ли ему преподаватели, которые читают лекции по астрономии и геодезии. Спрашивала студентов, как они устроились в общежитии, какие у них проблемы, чем можно помочь и т. д. Ученики-первокурсники с огромным интересом и восхищением слушали лекции, которые читала Клавдия Александровна. Она понятно и просто отвечала на их вопросы. Позже помогала устраивать маленьких детей, которые появлялись в семьях студентов, в детский садик, на консультацию к врачам, когда болели.

Студенты всех поколений устраивали субботники на обсерватории, помогали озеленять дорожки, ведущие к инструментам. Ребята копали ямки для посадки саженцев, приносили воду для полива, девушки высаживали цветы и кустарники. В обсерватории и сегодня сохранилась аллея, где растут дубки. Клавдия Александровна очень их любила! Прошло уже несколько десятилетий, но на аллее подсаживают саженцы и вновь красуются дубочки, как память о К. А. Бархатовой.

Хотелось бы оценить работу кафедры астрономии, геодезии, экологии и мониторинга окружающей среды Уральского университета за прошедшие 62 года. На нашей кафедре обучается молодежь из России и разных стран: Иордании, Ирака, Италии, Казахстана, Киргизстана, Китая, Мексики, Сирии, США, Таджикистана, Турции, Узбекистана и др. За это время прошли обучение на кафедре 1 732 студента. Среди выпускников член-корреспондент РАН и академик Российской академии метрологических наук, 17 докторов и 67 кандидатов наук. Можно считать, что это неплохие результаты!

Библиографические ссылки

- [1] *Давыдов И. К.* А. Бархатова. — Свердловск : Сред.-Урал. книж. изд-во, 1985. — 207 с.
- [2] *Левитская Т. И.* К 100-летию со дня рождения Клавдии Александровны Бархатовой, «звездного профессора» // Физика космоса : тр. 46-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 30 янв.—3 февр. 2017 г. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2017. — С. 253—261.

Список участников конференции



ФИО	Организация	E-mail
Аброськина Дарья Максимовна	УрФУ	dashabroskina@yandex.ru
Ажганова Анна Андреевна	УрФУ	azheganova.ania@yandex.ru
Акимкин Виталий Викторович	ИНАСАН	murasuper@mail.ru
Александрова Анна Геннадьевна	ТГУ	aleksandrovaanag@mail.ru
Алексеев Илья Юрьевич	КрАО	ilya-alekseev@mail.ru
Андреасов Степан Алексеевич	СПбГУ	st086842@student.spbu.ru
Антонов Иван Олегович	СФ ФИАН	pfizeke@gmail.com
Асташова Анна Викторовна	СФ ФИАН	avastzas2345@gmail.com
Афонина Марина Дмитриевна	ГАИШ МГУ	afoninamd@gmail.com
Бадюев Роман Владимирович	СПбГУ	r.baheuv@spbu.ru
Барков Максим Владимирович	ИНАСАН	barkov@inasan.ru
Басхаев Дмитрий Львович	ТГУ	baskhaev_d@mail.ru
Белюсова Мария Максимовна	УрФУ	mary.belous@mail.ru
Бесчастнов Игорь Владимирович	МГУ	beschastnovigor@gmail.com
Бисикало Дмитрий Валерьевич	ИНАСАН	bisikalo@inasan.ru
Бисерина Анастасия Павловна	АО УрФУ	bisyarina_nastya@mail.ru
Блинкова Евгения Владимировна	ТГУ	zbizk322@mail.ru
Бордовицкая Татьяна Валентиновна	ТГУ	tvbord@sibmail.com
Брисуэла Кимей Пабло	УрФУ	quimey23brizuela@gmail.com
Васильева Мария Алексеевна	УрФУ	vasilyeva.maria@urfu.ru
Васонин Антон Иванович	УрФУ	anton@urfu.ru
Вибе Дмитрий Зигфридович	ИНАСАН	dwiebe@inasan.ru
Войтко Дарья Игоревна	УрФУ	d.woyto@gmail.com
Воронова Алиса Владимировна	МФТИ (НИУ)	ergardt_av@phystech.edu
Высоких Екатерина Романовна	ЧелГУ	vsokix.e@list.ru
Галиуллин Михаил Ильич	УрФУ	mihagaliullinp@gmail.com
Гималиева Алина Дамировна	УрФУ	alina.gimalieva@mail.ru
Глебова Нина Ильинична	ИПА РАН	glebova@iaaras.ru
Горбачев Марк Андреевич	КрАО РАН	mgorbachev17@gmail.com
Горда Станислав Юрьевич	АО УрФУ	stanislav.gorda@urfu.ru

ФИО	Организация	E-mail
Гузева Вера Дмитриевна	УрФУ	guzevavera20401@gmail.com
Гусев Владислав Денисович	УрФУ	Vlad06guse@gmail.com
Денисов Захар Александрович	ВолГУ	zakhar-denisov@mail.ru
Дремов Владимир Владимирович	РФЯЦ-ВНИИТФ	V.V.Dryomov@vniitf.ru
Дремова Галина Николаевна	РФЯЦ-ВНИИТФ	G.N.Dryomova@mail.ru
Еретнова Ольга Викторовна	ЧелГУ	eretnova@csu.ru
Жармухамбетов Александр Амангильдыевич	УрФУ	onenor19@gmail.com
Железнов Николай Борисович	ИПА РАН	znb@iaaras.ru
Жовтан Алексей Владимирович	НИИ КрАО РАН	astroalex2012@gmail.com
Жолнирова Дарья Евгеньевна	УрФУ	reneiko4242@gmail.com
Жуклевич Глеб Сергеевич	УрФУ	zhuklevich.gleb@gmail.com
Жуков Александр Олегович	ОКБ МЭИ	mike.prokhorov@mail.ru
Замоздра Сергей Николаевич	ЧелГУ	sezam@csu.ru
Запорожец Артём Андреевич	ГАИШ МГУ	kraysent@gmail.com
Зарипова Фирюза Зарифовна	ООО «УПИК»	shakirova.firюза@mail.ru
Захаров Андрей Игоревич	ГАИШ МГУ	mike.prokhorov@mail.ru
Захарова Дарья Евгеньевна	ВолГУ	zaharova1dasha@gmail.com
Зинченко Игорь Иванович	ИПФ РАН	zin@ipfran.ru
Зозуля Виктор Дмитриевич	СПбГУ	victor-zozulya@yandex.ru
Золотарёв Роман Викторович	ИНАСАН	rv_zolotarev@mail.ru
Иванов Павел Борисович	АКЦ ФИАН	pbi20@eam.ac.uk
Ислентьева Екатерина Сергеевна	САО РАН	keijin97@gmail.com
Казанцев Максим Борисович	МАОУ Лицей № 6	kazantzev.maxim2018@yandex.ru
Казаченко Наталья Анатольевна	УрФУ	nk371@mail.ru
Калинина Наталья Дмитриевна	УрФУ	natalia.kalinina@urfu.ru
Калинкин Анатолий Дмитриевич	МГУ	kalinkintolya@yandex.ru
Каргальцева Наталья Сергеевна	АО УрФУ	kargaltsevas@mail.ru
Карраро Джовани	UNIPD	giovanni.carraro@unipd.it
Карташова Анна Петровна	ИНАСАН	akartashova@inasan.ru
Кашапова Лариса Камалетдиновна	ИСЗФ СО РАН	lkk@iszf.irk.ru

ФИО	Организация	E-mail
Кирсанова Мария Сергеевна	ИНАСАН	kirsanova@inasan.ru
Кискин Михаил Юрьевич	УрФУ	mikhail.kiskin@urfu.ru
Клочкова Валентина Георгиевна	САО РАН	valenta@sao.ru
Князев Алексей Геннадьевич	ООО «УПИК»	kagtry@inbox.ru
Ковалева Дана Александровна	ИНАСАН	dana@inasan.ru
Кожевников Валерий Петрович	АО УрФУ	valery.kozhevnikov@urfu.ru
Кожевникова Алла Валерьевна	АО УрФУ	alla.kozhevnikova@urfu.ru
Козлов Матвей Дмитриевич	СПбГУ	kozlovmatvei2002@gmail.com
Кондратьев Николай Евгеньевич	МГУ	rjkz2792009@rambler.ru
Кононов Дмитрий Алексеевич	ИНАСАН	dkononov@inasan.ru
Концевой Никита Евгеньевич	УрФУ	kontsevov05@bk.ru
Корнилов Матвей Викторович	ГАИШ МГУ	matwey.kornilov@gmail.com
Коротаева Марина Георгиевна	УрФУ	korotaevang@mail.ru
Космодамианский Георгий Александрович	ИПА РАН	ga.kosmodamianskiy@iaaras.ru
Костюк Валерия Сергеевна	СПбГУ	valeriekostiuk@yandex.ru
Кочерга Юлия Сергеевна	УрФУ	hadzaka@gmail.com
Крашевский Анджей Александрович	УрФУ	krashevskijandzej@gmail.com
Кразин Хуссейн Али	СПбГУ	huseinkrayani@hotmail.com
Крикунова Любовь Ивановна	СНИУ	lubov_markova@inbox.ru
Кузин Алексей Вячеславович	ГАИШ МГУ	aly.kuzin@gmail.com
Кузнецов Владимир Владимирович	УрФУ	vova_shtin@mail.ru
Кузнецов Эдуард Дмитриевич	УрФУ	eduard.kuznetsov@urfu.ru
Кузнецова Ирина Витальевна	ГАИШ МГУ	irinakuznetsova-64@mail.ru
Кулеш Максим Вячеславович	УрФУ	mv.kulesh@yandex.ru
Лаврухина Анастасия Дмитриевна	МГУ	lavrukchina.ad@gmail.com
Ладейщиков Дмитрий Антонович	АО УрФУ	dmitry.ladeyschikov@urfu.ru
Левитская Татьяна Иосифовна	УрФУ	t.i.levitskaya@urfu.ru
Левковичий Михаил Владимирович	УрФУ	mlevkovitskiy@mail.ru
Лескова Дарья Сергеевна	УрФУ	daryaleskova1@mail.ru
Лисицин Данил Денисович	ГАИШ МГУ	lisitsin_2000@mail.ru

ФИО	Организация	E-mail
Лукашова Марина Викторовна	ИПА РАН	lmv@iaaras.ru
Льзенко Кристина Артемовна	МГУ	Kristy-002@yandex.ru
Ляпина Дарья Леонидовна	УрФУ	darya.lyapina.1998@mail.ru
Макаренко Екатерина Ивановна	УоС	kativmak@gmail.com
Макаров Константин Альбертович	УрФУ	kostyamakarov14@gmail.com
Максимова Ломара Аслановна	ИНАСАН	lomara.maksimova@gmail.com
Малаңчев Константин Леонидович	ГАИШ МГУ	malanchev@physics.msu.ru
Малофеева Алина Андреевна	УрФУ	alina9888@yandex.ru
Мамедов Владислав Сергеевич	УрФУ	vlad.crut333@mail.ru
Маричева Маргарита Игоревна	САО РАН	marichevar@gmail.com
Маркозов Иван Дмитриевич	ФТИ им. А.Ф. Иоффе	markozoviv@mail.ru
Марчук Александр Александрович	ГАО РАН	aamarchuk@gmail.com
Медведев Михаил Геннадьевич	УрФУ	grammar.mihannik@gmail.com
Мингалиев Марат Габдуллович	САО РАН	mingaliev@gmail.com
Михасенко Алексей Олегович	УрФУ	mihasenkoao@gmail.com
Михневич Варвара Олеговна	УрФУ	varvara.mikhnevich@gmail.com
Моисеев Алексей Валерьевич	САО РАН	moisav@gmail.com
Молевич Нонна Евгеньевна	СФ ФИАН	nonna.molevich@mail.ru
Молрова Тамара Сергеевна	ИНАСАН	molyarova@inasan.ru
Мурга Мария Сергеевна	ИНАСАН	mshramcova@gmail.com
Мусина Аделина Руслановна	УрФУ	musina.adelina.98@gmail.com
Назаров Сергей Валентинович	КрАО РАН	astrotourist@gmail.com
Немтинова Александра Вячеславовна	УрФУ	aleksandra.nemtinova14@mail.ru
Никифорова Татьяна Петровна	АО УрФУ	tatyana.nikiforova@urfu.ru
Никонов Игорь Николаевич	КФУ	igornikonorov.igor@yandex.ru
Новикова Полина Андреевна	СПбГУ	p.a.novikova@mail.ru
Ожиганов Максим Эдуардович	УрФУ	maksim.ozhiganov@urfu.ru
Орешкина Анастасия Константиновна	ВолГУ	orehkahahaha@yandex.ru
Осетрова Ангелина Александровна	СПбГУ	st075853@student.spbu.ru
Островский Андрей Борисович	УрФУ	Andrey.Ostrovsky@urfu.ru

ФИО	Организация	E-mail
Павлова Полина Игоревна	УрФУ	pavlovapolina902683@gmail.com
Павлюченков Ярослав Николаевич	ИНАСАН	murasuper@mail.ru
Пазухин Андрей Геннадьевич	ИПФ РАН	pazukhinandrey@bk.ru
Паламарчук Полина Юрьевна	УрФУ	aglmiseov@gmail.com
Парфёнов Сергей Юрьевич	АО УрФУ	sergey.parfenov@urfu.ru
Пахьяни Игорь Михайлович	МГУ	pakhanyan.i.m@gmail.com
Пахомова Полина Валентиновна	ИНАСАН	polina.pahomova96@mail.ru
Пермякова Татьяна Александровна	УрФУ	Tanya-Permyakova-1998@yandex.ru
Петрашкевич Игорь Вячеславович	УрФУ	petra444@mail.ru
Петровская Юлия Станиславовна	УрФУ	dc.dc.20@mail.ru
Пискунов Анатолий Эдуардович	ИНАСАН	aepiskunov@gmail.com
Плакитина Каролина Владимировна	ИНАСАН	plakitina.kv@inasan.ru
Плотникова Анастасия Николаевна	UNIPD	anastasiia.plotnikova@studenti.unipd.it
Подойников Артём Сергеевич	УрФУ	reznyaaada@gmail.com
Полухина Софья Александровна	СПбГУ	s.a.polukhina.astro@gmail.com
Полушина Татьяна Сергеевна	АО УрФУ	tatyana.polushina@urfu.ru
Помельников Иван Александрович	СНИУ	vanidzepomelnikov@gmail.com
Понадопуло Никита Андреевич	ТГУ	nikas.popandopolos@gmail.com
Попова Мария Эриковна	АО УрФУ	maria.popova@urfu.ru
Порфирьев Денис Петрович	Самарский университет	dporfirjev@gmail.com
Потехин Александр Юрьевич	ФТИ им. А.Ф. Иоффе	palex@astro.ioffe.ru
Прокшина Галина Михайловна	УрФУ	pro2gal@yandex.ru
Прохоров Михаил Евгеньевич	ГАНШ МГУ	mike.prokhorov@gmail.com
Пружинская Мария Викторовна	ГАНШ МГУ	pruzhinskaya@gmail.com
Пузанова Анна Фёдоровна	УрФУ	punanovaanna@gmail.com
Романовская Анна Михайловна	ИНАСАН	annarom@inasan.ru
Рубцова Алина Андреевна	УрФУ	alinka10264@gmail.com
Рыщиков Дмитрий Сергеевич	СФ ФИАН	ryashchikovd@gmail.com
Сажина Варвара Андреевна	УрФУ	varyusha.06@mail.ru
Салий Светлана Викторовна	АО УрФУ	svetlana.saliij@urfu.ru

ФИО	Организация	E-mail
Самигуллин Эдуард Робертович	УрФУ	edik.samigullin.99@gmail.com
Самирханова Александра Евгеньевна	УрФУ	samirhanova.aleksandra07@gmail.com
Самусь Николай Николаевич	ИНАСАН	samus@sai.msu.ru
Сажонок Сергей Алексеевич	ИНАСАН	thestricks@gmail.com
Сатонкин Николай Артемович	УрФУ	virus909090@yandex.ru
Сачков Михаил Евгеньевич	ИНАСАН	msachkov@inasan.ru
Селезнев Антон Федорович	УрФУ	anton.seleznev@urfu.ru
Семенхин Тимофей Александрович	МГУ	ofmafowo@gmail.com
Семерова Полина Васильевна	УрФУ	p.v.semerova@urfu.ru
Сидоренко Владислав Викторович	ИПМ им. М. В. Келдыша РАН	vvsidorenko@list.ru
Сидляченко Ольга Касьяновна	ГАИШ МГУ	olga@sai.msu.su
Смирнов Антон Александрович	ГАО РАН	zelenikot@gmail.com
Смирнов Даниил Владимирович	СПбГУ	smirnovdv99@gmail.com
Смирнова Александра Андреевна	САО РАН	ssmirnova@gmail.com
Смирнова Ксения Ильдаровна	УрФУ	Arashu@rambler.ru
Смирнова Полина Игоревна	СПбГУ	St076254@student.spbu.ru
Соболев Андрей Михайлович	АО УрФУ	Andrej.Sobolev@urfu.ru
Соколов Дмитрий Дмитриевич	МГУ	sokoloff.dd@gmail.com
Соколова Валерия Алексеевна	УрФУ	valeria.sokolova@urfu.ru
Сотникова Наталья Яковлевна	СПбГУ	n.sotnikova@spbu.ru
Старицин Евгений Игоревич	УрФУ	Evgeny.Staritsin@urfu.ru
Степанова Ксения Александровна	УрФУ	novask98@mail.ru
Столяров Андрей Владиславович	МГУ	avstol@gmail.com
Страхов Иван Александрович	ГАИШ МГУ	ivan-music@mail.ru
Султанов Ильяс Марсович	ЧелГУ	syлтаhof@yandex.ru
Сырова Полина Олеговна	УрФУ	syrova-po@yandex.ru
Сысолина Юлия Владимировна	УрФУ	yulya.sysolina.02@mail.ru
Терешин Даниил Дмитриевич	УрФУ	tereshin.dd@gmail.com
Титов Олег Александрович	ГА	oleg.titov@ga.gov.au
Томцова Ирина Владимировна	ТГУ	irisha_tom@mail.ru

ФИО	Организация	E-mail
Тонкова Дарья Николаевна	УрФУ	tonkovad2004@mail.ru
Топчиева Анастасия Павловна	ИНАСАН	ATopchieva@inassan.ru
Труфанов Данила Сергеевич	СФ ФИАН	ciritopw@p@mail.ru
Тутуков Александр Васильевич	ИНАСАН	atutukov@inassan.ru
Угольников Олег Станиславович	ИКИ РАН	ougolnikov@gmail.com
Урасинов Николай Сергеевич	УрФУ	TheeMoonLight@yandex.ru
Уржумов Егор Евгеньевич	УрФУ	ded.urjum1@gmail.com
Урсулов Андрей Владимирович	УрФУ	AV.Ursulov@urfu.ru
Фарафонтнова Анастасия Александровна	УрФУ	4045673579@mail.ru
Фаткуллина Наталья Евгеньевна	УрФУ	NataliaNatanson@mail.ru
Федина Полина Александровна	УрФУ	polinka.fed000@gmail.com
Федоров Марк Олегович	УрФУ	aironpes@mail.ru
Федосеев Глеб Сергеевич	УрФУ	g.s.fedoseev@urfu.ru
Федотов Андрей Алексеевич	СПбГУ	andry.201452@gmail.com
Фрол Дарья Викторовна	УрФУ	warafey@gmail.com
Хайбрахманов Сергей Александрович	УрФУ	khaibrakhmanov@csu.ru
Цивики Лис Николаевич	УрФУ	foxastrophys@gmail.com
Цуканова Полина Сергеевна	УрФУ	up7times@gmail.com
Цуриков Григорий Николаевич	ИНАСАН	grishatsurikov9826@yandex.ru
Чазов Никита Андреевич	УрФУ	nikita.google@gmail.com
Черевяцук Анатолий Михайлович	ГАИШ МГУ	cherepashchuk@gmail.com
Черноволова Анастасия Олеговна	УрФУ	na.cher.no@bkk.ru
Чернышев Алексей Сергеевич	АО «Нева Электроника»	_calex_@mail.ru
Чугунов Илья Владимирович	СПбГУ	chugunov21@list.ru
Чулков Дмитрий Александрович	ИНАСАН	chulkovd@gmail.com
Шагабудинов Альфат Исмагилович	УрФУ	alfat.shagabutdinov@urfu.ru
Шагабудинов Андрей Альфатович	АО УрФУ	andreyshagabutdinov@urfu.ru
Шайдулин Вахит Шамильевич	СПбГУ	v.shaidulin@spbu.ru
Шарапов Константин Владиславович	Контур	shkval1993@ya.ru
Шолухова Ольга Николаевна	САО РАН	olgasao@mail.ru

ФИО	Организация	E-mail
Шумская Ярослава Евгеньевна	УрФУ	bogatova.yaroslava@gmail.com
Шустов Борис Михайлович	ИНАСАН	bshustov@mail.ru
Юдин Владислав Дмитриевич	УрФУ	AbiturientChel74@gmail.com
Юдина Елена Сергеевна	УрФУ	e.yudina994@gmail.com
Юй Хунджи	УрФУ	khunchzhi.jui@urfu.ru

Содержание

Кузнецов Э. Д., Салий С. В. Юбилей конференций «Физика Космоса»	6
Обзорные лекции	18
Вибе Д. З. Химия возбужденных состояний	19
Железнов Н. Б., Лукашова М. В., Космодамианский Г. А., Глебова Н. И. Астрономические ежегодники ИПА РАН	29
Зинченко И. И. Достижения и перспективы миллиметровой и субмиллиметровой астрономии	37
Кирсанова М. С. Межзвездные молекулы в ультрафиолетовом диапазоне	55
Ковалева Д. А., Сапожников С. А., Сачков М. Е., Пискунов А. Э. Космический проект Gaia: наша Галактика в многомерном пространстве параметров	60
Моисеев А. В., Смирнова А. А. Ионизирующий прожектор активных ядер галактик	71
Мурга М. С. Углеродная Вселенная: типы углеродных частиц, механизмы их формирования и распространенность	88
Прохоров М. Е., Захаров А. И., Жуков А. О., Кузнецова И. В. Высокоточный солнечный датчик с интерференционными оптическими элементами	98
Сидоренко В. В. Квазиспутники и минилуны	112
Сильченко О. К. Галактики в первый миллиард лет жизни Вселенной	125
Соколов Д. Д. Магнитные поля спиральных галактик: как их наблюдают и откуда они берутся	135
Угольников О. С. Полярные мезосферные облака: экстремум холода Земли	142
Шустов Б. М. Исследование и парирование космических угроз: работа для астрономов	151
Студенческие доклады	171
Андрианов С. А. Пульсарный тайминг. Обработка наблюдательных данных	172
Астахова А. В. Исследование реакций радикального замещения в низкотемпературной среде	176
Афонина М. Д. Магнито-вращательная эволюция одиночных нейтронных звезд	180
Басхаев Д. Л. Сравнительный анализ методов численного интегрирования Гаусса — Эверхарта и Lobbie	184
Воронова А. В., Вибе Д. З. Применение машинного обучения в анализе результатов астрохимического моделирования	188
Высоких Е. Р. Распределение числа падений метеоритов и болидов по поверхности Земли	192
Гималиева А. Д., Салий С. В., Кирсанова М. С. Молекулы вокруг V645 Cyg	196
Запорожец А. А., Васильев Е. А., Белокуров В. А. Черные дыры, странствующие в Млечном Пути	200
Зозуля В. Д., Сотникова Н. Я., Смирнов А. А. Вековая эволюция бара в пространстве переменных действия	204
Калинкин А. Д., Кондратьев Н. Е., Лызенко К. А. Оценки лучевых скоростей рассеянных скоплений с использованием метода точки схождения	208
Кондратьев Н. Е., Калинкин А. Д., Лызенко К. А. Влияние законов рождения двойных звезд по отношению масс компонент на их положение на диаграмме «цвет — звездная величина»	212
Костюк В. С., Марчук А. А. Анализ радиусов коротации в спиральных галактик	216
Кузин А. В., Лисицин Д. Д. Структура аккреционного диска с проникающим магнитным полем нейтронной звезды	220
Лаврухина А. Д., Маланчев К. Л. Поиск быстрых звездных вспышек в данных The Zwicky Transient Facility DR8	224
Лисицин Д. Д., Кузин А. В. Моделирование рентгеновских вспышек при аккреции на нейтронные звезды с наклоненной магнитной осью	228
Лызенко К. А., Калинкин А. Д., Кондратьев Н. Е. Оценка размеров рассеянных звездных скоплений посредством анализа кумулятивной функции распределения	232

Макаров К. А., Островский А. Б., Васюнин А. И. Сравнение влияния неопределенностей скоростей химических реакций в астрохимических базах данных разных поколений на результат моделирования	236
Медведев М. Г., Федосеев Г. С., Степанова К. А., Васюнин А. И. Лабораторное получение ИК-спектров сравнения для анализа молекулярного состава льдов в регионах образования звезд и планет	240
Михневич В. О., Малофеева А. А., Селезнев А. Ф., Карраро Дж. Неразрешенные двойные и кратные звезды в рассеянных звездных скоплениях	244
Немтинова А. В., Алексеев С. О. Ограничение моделей гравитации на масштабах скоплений галактик	248
Никонов И. Н., Барков М. В. Исследование свойств туманностей ветра быстролетающих пульсаров	252
Новикова П. А. Повторяющиеся паттерны в кривых гамма-излучения ярчайших блазаров по данным <i>Fermi</i> -LAT	256
Орешкина А. К., Захарова Д. Е. Акустические свойства черных дыр	260
Осетрова А. А., Титов О. А. Радиоисточники с большим изменением видимых координат	263
Паханьян И. М., Столяров А. В., Вибе Д. З. Константы скоростей реакций с участием возбужденных состояний молекулярного водорода	267
Петрашкевич И. В., Пуанова А. Ф., Васюнин А. И. Моделирование доли дейтерия в области образования звезд малых масс L1688	271
Полухина С. А., Кашапова Л. К. Локализация вспышечного источника для события SOL2022-02-03T04:21UT по наблюдениям Сибирского радиогелиографа	274
Помельников И. А., Рящиков Д. С., Молевич Н. Е. Изучение времени роста акустических возмущений в Барьере Ориона	278
Семенихин Т. А., Корнилов М. В., Пружинская М. В. Векторные гауссовы процессы и их использование для моделирования кривых блеска сверхновых	282
Смирнова П. И., Макаренко Е. И. Статистический анализ МГД-моделирования при исследовании остатков сверхновых в оптическом диапазоне	286
Труфанов Д. С., Антонов И. О. Времяпролетный масс-спектрометр для изучения криогенных поверхностных реакций в межзвездной среде	290
Цвикки Л. Н., Молярова Т. С. Линии изотопологов СО как наблюдательные индикаторы прошедших вспышек фуоров	294
Чугунов И. В., Марчук А. А. Декомпозиция галактик с учетом спирального узора как отдельного компонента	298
Юдина Е. С., Урсулов А. В. Гравитационные неустойчивости и волновые возмущения в статических самогравитирующих средах	302

Научные сообщения 305

Басхаев Д. Л., Попандопуло Н. А., Александрова А. Г., Бордовицына Т. В. Численная модель движения систем искусственных спутников Земли. Последняя версия	306
Бисярина А. П., Горда С. Ю., Соболев А. М. Дрейф компонент эмиссионных линий в спектре двойной звезды Ве Хербига HD 200 775	309
Блинкова Е. В., Томилова И. В., Александрова А. Г., Бордовицына Т. В. Предварительный анализ динамической структуры околосемного космического пространства и распределения космического мусора с целью поиска орбит, пригодных для утилизации ИСЗ	312
Васильева М. А., Кузнецов Э. Д. Поиск новых возможных членов молодых семейств астероидов	316
Васильева М. А., Кузнецов Э. Д. Моделирование вероятностной эволюции семейства астероидов Вrugmansia с учетом эффекта Ярковского	320
Горда С. Ю., Бисярина А. П., Соболев А. М. Изменение блеска и цвета молодой переменной звезды V645 Cyg по данным долговременных наблюдений	324

Гусев В. Д., Кузнецов Э. Д. Исследование точности моделирования движения объектов пояса Койпера	328
Денисов З. А. О возможности повышения разрешения изображений малых небесных тел при их радиолокационном зондировании широкополосными сигналами: трехмерная компьютерная модель астероида	332
Дремова Г. Н., Дремов В. В., Тутуков А. В. Об одном сценарии образования Луны	336
Золотарёв Р. В., Шустов Б. М. Зависимость темпа убыли населения АСЗ от орбитальных параметров	340
Жуклевич Г. С., Островский А. Б., Васюнин А. И. Моделирование химической эволюции на гетерогенной поверхности пылевой частицы	344
Ислентьева Е. С., Ключкова В. Г. Спектроскопия сверхгиганта HD 224055 в ассоциации CAS OB5	348
Каргашова А. П., Попова О. П. Оптические метеорные наблюдения	352
Каргальцева Н. С., Хайбрахманов С. А., Замоздра С. Н. Магнитное торможение в коллапсирующих протозвездных облаках	356
Кискин М. Ю., Акимкин В. В., Васюнин А. И. Численные исследования химической эволюции протопланетных дисков: обработка событий в трехфазной модели	360
Коротаева М. Г., Попова М. Э. Спиральная структура Галактики по новейшим данным о РЗС	364
Краяни Х. А. Расчет оптических свойств слоистых сфероидальных моделей космических пылинок	368
Крикунова Л. И., Порфирьев Д. П. Химические реакции некоторых нитрилов с метиновым радикалом в разреженных молекулярных облаках и атмосферах планет	372
Кулеш М. В., Селезнев А. Ф. Вклад неразрешенных двойных звезд в дисперсию лучевых скоростей скопления	376
Лескова Д. С., Зарипова Ф. З., Князев А. Г., Казаченко Н. А. Технический мониторинг конструкций покрытия сооружений повышенной ответственности в период эксплуатации	380
Максимова Л. А., Павлюченков Я. Н., Акимкин В. В. Моделирование поверхностных тепловых волн в двумерном приближении	384
Мамедов В. С., Черноволова А. О., Левковицкий М. В., Уржумов Е. Е., Васильева М. А., Кузнецов Э. Д. Оценка возраста семейства астероидов Iochroma	388
Маричева М. И., Шарина М. Е., Яковлева А. В., Моторина Е. Д., Буторина М. Д. Исследование системы шаровых скоплений галактики M31 по их спектрам суммарного излучения	392
Маркозов И. Д., Потехин А. Ю. Моделирование излучения аккреционной колонки докритического рентгеновского пульсара с сильным магнитным полем: учет комптоновского рассеяния	396
Михасенко А. О., Прокина Г. М. Оценка коэффициента атмосферной экстинкции по собственным наблюдениям в Коуровской обсерватории	400
Назаров С. В., Чернышев А. С. Поиск неизвестных астероидов на телескопе «Синтез»	404
Назаров С. В., Горбачев М. А., Жовтан А. В. Многоволновая оптическая переменность базара s5 0716+714	408
Пазухин А. Г., Зинченко И. И., Трофимова Е. А., Хенкель К. Дейтерированные молекулы и температура в межзвездных облаках	412
Пахомова П. В. Разработка и описание нового каталога разрешенных спектроскопических двойных	416
Пермякова Т. А., Селезнев А. Ф. Исследование скоплений в области звездообразования G174+2.5	420
Петровская Ю. С., Кожевникова А. В. Анализ пятенной активности FR Snc по многолетним фотометрическим наблюдениям	424
Плаkitина К. В., Кирсанова М. С. Исследование химического разнообразия и кинематики газа в области образования массивных звезд RCW 120	428

Плотникова А. Н. Определение возрастов низкометаллических звезд вблизи солнца . . .	433
Романовская А. М. Фундаментальные параметры 10 Ар-звезд	437
Салий С. В., Кирсанова М. С., Гималиева А. Д. Метанол в V645 Cyg	440
Самирханова А. Е., Селезнев А. Ф., Карраро Дж. Дисперсия скоростей звезд рассеянного скопления NGC 2571	444
Самигуллин Э. Р., Селезнев А. Ф. Определение ошибки массы звезд, полученной по таблицам теоретических изохрон	448
Сатонкин Н. А., Васюнин А. И., Островский А. Б. Трехмерное моделирование обра- зования молекулярного водорода на поверхности межзвездной пылевой частицы бессеточным методом Монте-Карло	452
Смирнова К. И., Вибе Д. З. Исследование связи между атомарным и молекулярный газом в комплексах звездообразования галактики NGC 3627	456
Соколова В. А., Васюнин А. И., Островский А. Б. Исследование механизмов фор- мирования метанола и его прекурсоров в протозвездных объектах	459
Страхов И. А. Особенности работы с детектором Hamamatsu ORCA-Quest qCMOS S15550-20UP и его применение в спекл-интерферометрии	463
Султанов И. М., Хайбрахманов С. А. МГД-моделирование эволюции молекулярных волокон	467
Сысолина Ю. В. Наблюдения транзитов экзопланет в Коуровской обсерватории	470
Топчиева А. П. Пылевые непрозрачности для расчета протопланетных дисков в FEOSAD	474
Фарафонтнова А. А., Салий С. В., Парфёнов С. Ю. Оценка и сравнение физических параметров, полученных по двум методам на основе наблюдений линий метанола в плотных сгустках молекулярного газа	478
Фаткуллина Н. Е., Зарипова Ф. З., Князев А. Г., Казаченко Н. А. Анализ про- странственных данных по результатам комплекса наблюдений за деформационными процессами, выполненных с применением тензометрических датчиков	482
Федотов А. А., Балдуев Р. В. Поиск неоднородностей профилей яркости вторичных затмений в инфракрасном диапазоне при помощи моделирования корреляционного шума KA Spitzer	486
Хайбрахманов С. А. Магнитное поле аккреционных и протопланетных дисков	490
Цуриков Г. Н., Бисикало Д. В. Оценка возможности обнаружения окиси азота на экзопланетах земного типа — с обсерваторией Спектр-УФ	494
Чазов Н. А., Терешин Д. Д. Разработка программ управления телескопом «RoboPhot» КАО УрФУ	499
Шайдуллин В. Ш. Уравнения движения для возмущенной задачи двух тел	503
Шолухова О. Н., Тихонов Н. А. Поиск ярких массивных звезд в галактике IC 342 .	507
Юдин В. Д., Попова М. Э. Кинематические свойства диска Галактики по данным о рассеянных звездных скоплениях	511
Юй Х., Чжан Ж., Ян Я. Галактические межзвездные изотопы серы: радиальный градиент $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$	515

Новое в понимании эволюции двойных звезд. Присоединенный на- учный семинар, приуроченный к 90-летию Мария Анатольевича Свеч- никова, основателя уральской школы тесных двойных систем	520
Горда С. Ю. Подтверждение нового эволюционного статуса UU Cas	522
Дремова Г. Н., Дремов В. В., Тутуков А. В. Экстремально широкие «двойные звезды»	526
Еретнова О. В. Отношение масс компонент и эксцентриситет молодых спектрально- двойных звезд	530
Ковалева Д. А., Сапожников С. А., Лызенко К. А., Калинин А. Д., Кондра- тьев Н. Е. Популяция двойных и кратных звезд в звездных скоплениях и в поле Галактики	534
Кожевникова А. В., Алексеев И. Ю., Кожевников В. П. Особенности долговре- менной пятенной активности переменных звезд поздних спектральных классов . . .	538

Пахомова П. В., Малков О. Ю., Князев А. Ю., Бердников Л. Н. Астрономия временных рядов: использование фотометрических обзоров в исследовании затменных двойных	542
Самусь Н. Н. Затменные переменные звезды в новых списках обозначений переменных звезд	546
Старицин Е. И. Роль меридиональной циркуляции в образовании классических Ве звезд	549
Тутуков А. В. Двойные звезды — эффективный инструмент изучения физики и эволюции звезд	553
Хайбрахманов С. А. Структура аккреционных и протопланетных дисков молодых одиночных и двойных звезд	564
Черепашук А. М. 60 лет рентгеновской астрономии: золотая эра для тесных двойных систем	568
Чулков Д. А. Визуальные двойные звезды с известными орбитами в Gaia DR3	586
Из истории науки	590
Кузнецова И. В. Наука и преподавание в семье Бориса Васильевича Кукаркина	591
Левитская Т. И., Кузнецов Э. Д. «Звездный профессор» К. А. Бархатова: кафедра и ее ученики	611
Список участников конференции	614
Авторский указатель	631

Contents

Kuznetsov E. D., Saliı S. V. Anniversary of conferences "Physics of Space"	6
Lectures	18
Wiebe D. S. Chemistry of excited states	19
Zhelezov N. B., Lukashova M. V., Kosmodamianskiy G. A., Glebova N. I. The Astronomical Yearbooks of IAA RAS	29
Zinchenko I. I. Achievement and prospects of the millimeter and submillimeter astronomy	37
Kirsanova M. S. Interstellar molecules in the ultraviolet	55
Kovaleva D. A., Sapozhnikov S. A., Sachkov M. E., Piskunov A. E. Gaia space project: our Galaxy in multidimensional space of parameters	60
Moiseev A. V., Smirnova A. A. AGN ionization cones	71
Murga M. S. Carbon Universe: types of carbonaceous grains, mechanisms of their formation and their abundance	88
Prokhorov M. E., Zakharov A. I., Zhukov A. O., Kuznetsova I. V. High precision solar tracker with interference optical elements	98
Sidorenko V. V. Quasi-satellites and mini-moons	112
Silchenko O. K. Galaxies in the first billion years after the Big Bang	125
Sokoloff D. D. Magnetic fields of spiral galaxies: observations and origin	135
Ugolnikov O. S. Polar mesospheric clouds: the coldest place on Earth	142
Shustov B. M. Research and parry of space threats: work for astronomers	151
Students talks	171
Andrianov S. A. Pulsar timing. Processing of observational data	172
Astashova A. V. Investigation of radical substitution reactions in a low-temperature envi- ronment	176
Afonina M. D. Magneto-rotational evolution of isolated neutron stars	180
Baskhaev D. L. Comparative analysis of numerical integration methods of Gauss — Ever- hart and Lobbie	184
Voronova A. V., Wiebe D. S. Using machine learning to analyze results of astrochemical modelling	188
Vysokikh E. R. The distribution of the number of meteorites and bolides over the Earth's surface	192
Gimalieva A. D., Saliı S. V., Kirsanova M. S. Molecules around V645 Cyg	196
Zaporozhets A. A., Vasiliev E. A., Belokurov V. A. Wandering black holes in Milky Way halo	200
Zozulia V. D., Sotnikova N. Y., Smirnov A. A. The secular evolution of a bar in the action variables space	204
Kalinkin A. D., Kondratev N. E., Lysenko K. A. Open clusters radial velocity estima- tions using convergence point method	208
Kondratev N. E., Kalinkin A. D., Lyzenko K. A. The impact of double stars formation laws related to the components masses on their position on a CMD	212
Kostiuk V. S., Marchuk A. A. Analysis of co-rotation radii of spiral arms in galaxies	216
Kuzin A. V., Lisitsin D. D. Radial and vertical structure of accretion disk penetrated by magnetic field of neutron star	220
Lavrukina A. D., Malanchev K. L. Search for fast stellar flares in The Zwicky Transient Facility DR8	224
Lisitsin D. D., Kuzin A. V. Modeling X-ray outbursts during accretion onto neutron stars with oblique magnetic axes	228
Lyzenko K. A., Kalinkin A. D., Kondratev N. E. Estimation of the size of open star clusters by analyzing their cumulative distribution functions	232
Makarov K. A., Ostrovskii A. B., Vasyunin A. I. Comparison of the effect of rate uncertainties in astrochemical databases of different generations on the simulation result	236

Medvedev M. G., Fedoseev G. S., Stepanova K. A., Vasyunin A. I. Laboratory obtaining infrared spectra for analyzing the molecular composition of ices in star and planet formation regions	240
Mikhnevich V. O., Malofeeva A. A., Seleznev A. F., Carraro G. Unresolved binaries and multiples in open star clusters	244
Nemtinova A. V., Alexeyev S. O. Constraints on extended gravity at galaxy cluster's scales	248
Nikonov I. N., Barkov M. V. Investigating properties of bow-shock pulsar wind nebulae	252
Novikova P. A. Repeated patterns in the gamma-ray light curves of the brightest <i>Fermi</i> -LAT blazars	256
Oreshkina A. K., Zakharova D. E. Acoustic properties of black holes	260
Osetrova A. A., Titov O. A. Radio sources with a significant change in coordinates . . .	263
Pakhanyan I. M., Stolyarov A. V., Wiebe D. S. Rate constants reactions with excited states of molecular hydrogen	267
Petrashkevich I. V., Punanova A. F., Vasyunin A. I. Modeling of the deuterium fraction in the low-mass star formation region L1688	271
Polukhina S. A., Kashapova L. K. Flare source localization of SOL2022-02-03T4:21UT event using microwave observations by Siberian Radioheliograph	274
Pomelnikov I. A., Riashchikov D. S., Molevich N. E. The study of acoustic perturba- tions growth time in the Orion Bar PDR	278
Semenikhin T. A., Kornilov M. V., Pruzhinskaya M. V. Vector Gaussian processes and their application to supernova light curve modelling	282
Smirnova P. I., Makarenko E. I. Optical studies of supernova remnants: statistical analysis of MHD simulations	286
Trufanov D. S., Antonov I. O. Time-of-flight mass spectrometer for studying cryogenic surface reactions in the interstellar medium	290
Zwicky L. N., Molyarova T. S. CO isotopologue lines as observational tracers of past FUor outbursts	294
Chugunov I. V., Marchuk A. A. Decomposition of galaxies considering the spiral arms as a separate component	298
Yudina E. S., Ursulov A. V. Gravitational instabilities and wave perturbations in static self-gravitating mediums	302
Contributed talks	305
Baskhaev D. L., Popandopulo N. A., Aleksandrova A. G., Bordovitsyna T. V. Numerical model of the motion of artificial Earth satellite systems. Latest version . . .	306
Bisyarina A. P., Gorda S. Yu., Sobolev A. M. Drift of emission lines components in the spectra of Herbig Be binary star HD 200 775	309
Blinkova E. V., Tomilova I. V., Aleksandrova A. G., Bordovitsyna T. V. Preliminary analysis of the dynamic structure of near-Earth space and orbital debris location with the aim of finding the possible utilization orbit of artificial Earth satellites	312
Vasileva M. A., Kuznetsov E. D. Search for new possible members of young asteroid families	316
Vasileva M. A., Kuznetsov E. D. Simulation of probabilistic evolution of Brugmansia asteroid family with the Yarkovsky effect	320
Gorda S. Yu., Bisyarina A. P., Sobolev A. M. Changes in brightness and color of the young variable star V645 Cyg from long-term observations	324
Gusev V. D., Kuznetsov E. D. Investigation of the accuracy of modeling the movement of Kuiper Belt Objects	328
Denisov Z. A. On the possibility of increasing the resolution of images of small celestial bod- ies in the process of their radar sounding with broadband signals: a three-dimensional computer model of the asteroid	332
Dryomova G. N., Dryomov V. V., Tutukov A. V. On the scenario of the Moon formation	336
Zolotarev R. V., Shustov B. M. Dependence on orbital parameters for NEA depletion rate	340

Zhuklevich G. S., Ostrovskii A. B., A. I. Vasyunin Modeling of chemical evolution on heterogeneous dust particle	344
Islentieva E. S., Klochkova V. G. Optical spectroscopy of the supergiant HD 224055 in the CAS OB5 association	348
Kartashova A. P., Popova O. P. Optical meteor observations	352
Kargaltseva N. S., Khaibrakhmanov S. A., Zamozdra S. N. Magnetic braking in collapsing protostellar clouds	356
Kiskin M. Yu., Akimkin V. V., Vasyunin A. I. Numerical studies of the chemical evolution of protoplanetary disks: event treatment in the three-phase model	360
Korotaeva M. G., Popova M. E. Spiral structure of the galaxy according to the latest open clusters data	364
Krayani H. A. Calculations of the optical properties of layered spheroidal models of cosmic dust particles	368
Krikunova L. I., Porfirev D. P. The reactions of the methylidyne radical with nitriles in cold molecular clouds and planetary atmospheres	372
Kulesh M. V., Seleznev A. F. Contribution of unresolved binary stars to radial velocity dispersion of star clusters	376
Leskova D. S., Zaripova F. Z., Knyazev A. G., Kazachenko N. A. Technical monitoring of coating structures of high-critical structures during operation	380
Maksimova L. A., Pavlyuchenkov Ya. N., Akimkin V. V. Simulation of Thermal Surface Waves in a Protoplanetary Disk in a Two-Dimensional Approximation	384
Mamedov V. S., Chernovolova A. O., Levkovitskiy M. V., Urzhumov E. E., Vasileva M. A., Kuznetsov E. D. Age estimation of Iochroma asteroid family	388
Maricheva M. I., Sharina M. E., Yakovleva A. V., Motorina E. D., Butorina M. D. Study of system of Globular Clusters in the Galaxy M31 using their integrated light spectra	392
Markozov I. D., Potekhin A. Y. Simulation of the accretion column radiation from a subcritical X-ray pulsar with a strong magnetic field: accounting for compton scattering	396
Mikhvasenko A. O., Prokina G. M. Evaluation of the atmospheric extinction coefficient from personal observations in kourovskaya astronomical observatory	400
Nazarov S. V., Chernyshev A. S. Search for unknown asteroids with the telescope "Sintez"	404
Nazarov S. V., Gorbachev M. A., Zhovtan A. V. Longterm multiband optical photometry of blazar S5 0716+714	408
Pazukhin A. G., Zinchenko I. I., Trofimova E. A., Henkel C. Deuterated molecules and temperature in interstellar clouds	412
Pakhomova P. V. New catalog of resolved spectroscopic binaries: development and description	416
Permyakova T. A., Seleznev A. F. Study of clusters in the star-forming region G174+2.5	420
Petrovskaya Y. S., Kozhevnikova A. V. Analysis of FR Cnc spot activity from multiyear photometric observations	424
Plakitina K. V., Kirsanova M. S. Gas kinematics and molecular complexity of the hot cores in RCW 120	428
Plotnikova A. N. Very metal-poor stars in the solar vicinity: age determination	433
Romanovskaya A. M. Fundamental parameters of 10 Ap-Stars	437
Salii S. V., Kirsanova M. S., Gimalieva A. D. Methanol in V645 Cyg	440
Samirkhanova A. E., Seleznev A. F., Carraro G. Velocity dispersion in the open cluster NGC 2571	444
Samigullin E. R., Seleznev A. F. Determination of star mass error obtained from theoretical isochron tables	448
Satonkin N. A., Vasyunin A. I., Ostrovskii A. B. Three-dimensional modeling hydrogen formation on interstellar dust grains of off-lattice Monte-Carlo method	452
Smirnova K. I., Wiebe D. S. Study of the relation between atomic and molecular gas in the star-forming complexes of the NGC 3627 galaxy	456

Sokolova V. A., Vasyunin A. I., Ostrovskii A. B. Studying of formation mechanisms of methanol and its precursors in protostellar objects	459
Strakhov I. A. Usage features of the Hamamatsu ORCA-Quest qCMOS C15550-20UP detector and its application in speckle interferometry	463
Sultanov I. M., Khaibrakhmanov S. A. MHD simulation of molecular filament evolution	467
Sysolina J. V. Observations of exoplanet transits at the Kourvka observatory	470
Topchieva A. P. Dust opacities for protoplanetary disks for FEOSAD code	474
Farafontova A. A., Saliĭ S. V., Parfenov S. Yu. Estimates and comparison of physical parameters which were calculated with two methods based on methanol lines observations of dense molecular clumps	478
Fatkullina N. E., Zaripova F. Z., Knyazev A. G., Kazachenko N. A. Spatial data analysis based on the results of a set of observations of deformation processes performed using strain gages	482
Fedotov A. A., Baluev R. V. Search for inhomogeneities of brightness profiles of secondary eclipses in the infrared range using correlation noise SA Spitzer modeling	486
Khaibrakhmanov S. A. Magnetic field of accretion and protoplanetary disks	490
Tsurikov G. N., Bisikalo D. V. The possibility of Nitric Oxide observations on Earth-like exoplanets with WSO-UV observatory	494
Chazov N. A., Tereshin D. D. Control software development for RoboPhot telescope of KAO UrFU	499
Shaidulin V. Sh. The motion equations for the perturbed two-body problem	503
Sholukhova O. N., Tikhonov N. A. Search for bright massive stars in the galaxy IC 342	507
Yudin V. D., Popova M. E. Kinematic properties of the galactic disk based on open star cluster data	511
Yu H. Z., Zhang J. S., Yan Y. T. Galactic interstellar sulfur isotopes: a radial $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$ gradient	515

Recent research of variable stars. Accompanying scientific seminar dedicated to the 90th anniversary since the birth of Marij Anatolievich Svechnikov **520**

Gorda S. Yu. Confirmation of the new evolutionary status of UU Cas	522
Dryomova G. N., Dryomov V. V., Tutukov A. V. Extremely wide “binary systems”	526
Eretnova O. V. The mass ratio and eccentricity of young spectroscopic binaries	530
Kovaleva D. A., Sapozhnikov S. A., Lyzenko K. A., Kalinkin A. D., Kondratev N. E. Population of binary and multiple stars in star clusters and in the Galactic field	534
Kozhevnikova A. V., Alekseev I. Yu., Kozhevnikov V. P. Peculiarities of Long-Term Spot Activity of Variable Stars of Late Spectral Types	538
Pakhomova P. V., Malkov O. Yu., Kniazev A. Yu., Berdnikov L. N. Time domain astronomy: use of photometric surveys for study of eclipsing binaries	542
Samus N. N. Eclipsing variables in new name-lists of variable stars	546
Staritsin E. I. The role of the meridional circulation in the formation of classical Be stars	549
Tutukov A. V. Binary stars — is an effective tool for studying the physics and evolution of stars	553
Khaibrakhmanov S. A. Structure of accretion and protoplanetary disks of young single and binary stars	564
Cherepashchuk A. M. 60 years of X-ray astronomy: a golden era for close binary systems	568
Chulkov D. A. Visual binary stars with known orbits in Gaia DR3	586

History of Science **590**

Kuznetsova I. V. Science and teaching in the family of Boris Vasilievich Kukarkin	591
Levitskaya T. I., Kuznetsov E. D. “Stellar Professor” K. A. Barkhatova: the department and its disciples	611

Авторский указатель

- Акимкин В. В., 360, 384
Александрова А. Г., 306, 312
Алексеев И. Ю., 538
Алексеев С. О., 248
Андрианов С. А., 172
Антонов И. О., 290
Асташова А. В., 176
Афонина М. Д., 180
Балдуев Р. В., 486
Барков М. В., 252
Басхаев Д. Л., 184, 306
Белокуров В. А., 200
Бердников Л. Н., 542
Биспало Д. В., 494
Бисярина А. П., 309, 324
Блинкова Е. В., 312
Бордовицына Т. В., 306, 312
Буторина М. Д., 392
Васильев Е. А., 200
Васильева М. А., 316, 320, 388
Васюнин А. И., 236, 240, 271, 344, 360, 452, 459
Вибе Д. З., 19, 188, 267, 456
Воронова А. В., 188
Высоких Е. Р., 192
Гималиева А. Д., 196, 440
Глебова Н. И., 29
Горбачев М. А., 408
Горда С. Ю., 522
Горда С. Ю., 309, 324
Гусев В. Д., 328
Денисов З. А., 332
Дремов В. В., 336, 526
Дремова Г. Н., 336, 526
Еретнова О. В., 530
Железнов Н. Б., 29
Жовтан А. В., 408
Жуклевич Г. С., 344
Жуков А. О., 98
Замоздра С. Н., 356
Запорожец А. А., 200
Зарипова Ф. З., 380, 482
Захаров А. И., 98
Захарова Д. Е., 260
Зинченко И. И., 37, 412
Зозуля В. Д., 204
Золотарёв Р. В., 340
Ислентьева Е. С., 348
Казаченко Н. А., 380, 482
Калинина Н. Д., 5
Калинкин А. Д., 208, 212, 232, 534
Каргальцева Н. С., 356
Карраро Дж., 244, 444
Каргашова А. П., 352
Кашапова Л. К., 274
Кирсанова М. С., 55, 196, 344, 428, 440
Кискин М. Ю., 360
Клочкова В. Г., 348
Князев А. Г., 380, 482
Князев А. Ю., 542
Ковалева Д. А., 60, 534
Кожевников В. П., 538
Кожевникова А. В., 424, 538
Кондратьев Н. Е., 208, 212, 232, 534
Корнилов М. В., 282
Коротаева М. Г., 364
Космодамианский Г. А., 29
Костюк В. С., 216
Краяни Х. А., 368
Крикунова Л. И., 372
Кузин А. В., 220, 228
Кузнецов Э. Д., 6, 316, 320, 328, 388, 611
Кузнецова И. В., 98, 591
Кулеш М. В., 376
Лаврухина А. Д., 224
Левитская Т. И., 611
Левковичский М. В., 388
Лескова Д. С., 380
Лисцин Д. Д., 220, 228
Лукашова М. В., 29
Льзенко К. А., 208, 212, 232, 534
Макаренко Е. И., 286
Макаров К. А., 236
Максимова Л. А., 384
Маланчев К. Л., 224
Малков О. Ю., 542
Малофеева А. А., 244
Мамедов В. С., 388
Маричева М. И., 392
Маркозов И. Д., 396
Марчук А. А., 216, 298
Медведев М. Г., 240
Михасенко А. О., 400
Михневич В. О., 244
Моисеев А. В., 71
Молевич Н. Е., 278
Молярова Т. С., 294
Моторина Е. Д., 392
Мурга М. С., 88
Назаров С. В., 404, 408
Немтинова А. В., 248
Никоноров И. Н., 252
Новикова П. А., 256
Орешкина А. К., 260

Осетрова А. А., 263
Островский А. Б., 236, 452, 459
Павлюченков Я. Н., 384
Пазухин А. Г., 412
Парфёнов С. Ю., 478
Паханьян И. М., 267
Пахомова П. В., 416, 542
Пермякова Т. А., 420
Петрашкевич И. В., 271
Петровская Ю. С., 424
Пискунов А. Э., 60
Плакитина К. В., 428
Плотникова А. Н., 433
Полухина С. А., 274
Помельников И. А., 278
Попандопуло Н. А., 306
Попова О. П., 352
Попова М. Э., 364, 511
Порфирьев Д. П., 372
Потехин А. Ю., 396
Прокина Г. М., 400
Прохоров М. Е., 98
Пружинская М. В., 282
Пунанова А. Ф., 271
Романовская А. М., 437
Рящиков Д. С., 278
Салий С. В., 6, 196, 440, 478
Самигуллин Э. Р., 448
Самирханова А. Е., 444
Самусь Н. Н., 546
Сапожников С. А., 60, 534
Сатонкин Н. А., 452
Сачков М. Е., 60
Селезнев А. Ф., 244, 376, 420, 444, 448
Семенихин Т. А., 282
Сидоренко В. В., 112
Сильченко О. К., 125
Смирнов А. А., 204
Смирнова А. А., 71
Смирнова П. И., 286
Смирнова К. И., 456
Соболев А. М., 309, 324
Соколов Д. Д., 135
Соколова В. А., 459
Сотникова Н. Я., 204
Старицин Е. И., 549
Степанова К. А., 240
Столяров А. В., 267
Страхов И. А., 463
Султанов И. М., 467
Сысолина Ю. В., 470
Терешин Д. Д., 499
Титов О. А., 263
Тихонов Н. А., 507
Томилова И. В., 312
Топчиева А. П., 474
Трофимова Е. А., 412
Труфанов Д. С., 290
Тутуков А. В., 336, 526, 553
Угольников О. С., 142
Уржумов Е. Е., 388
Урсулов А. В., 302
Фарафонтובה А. А., 478
Фаткуллина Н. Е., 482
Федосеев Г. С., 240
Федотов А. А., 486
Хайбрахманов С. А., 356, 467, 490, 564
Хенкель К., 412
Цвикки Л. Н., 294
Цуриков Г. Н., 494
Чазов Н. А., 499
Черепашук А. М., 568
Черноволова А. О., 388
Чернышев А. С., 404
Чжан Ж., 515
Чугунов И. В., 298
Чулков Д. А., 586
Шайдулин В. Ш., 503
Шарина М. Е., 392
Шолухова О. Н., 507
Шустов Б. М., 151, 340
Юдин В. Д., 511
Юдина Е. С., 302
Юй Х., 515
Яковлева А. В., 392
Ян Я., 515

Научное издание

Физика Космоса

50-я Всероссийская с международным участием студенческая научная конференция
(Екатеринбург, Россия, 30 января – 3 февраля 2023 г.)

Сборник научных трудов

Ответственная за выпуск Д. Д. Залесова

Редактор Е. Е. Крамаревская

Корректор Е. Е. Крамаревская

Оригинал-макет Д. З. Вибе, Э. Д. Кузнецов, А. Б. Островский, С. В. Салий

Дата выхода в свет 14.08.2023. Формат 70 × 100 1/16.

Уч.-изд. л. 66,67. Объем данных 3.92 Мб

Гарнитура Times.

Издательство Уральского университета
620000, Екатеринбург-83, ул. Тургенева, 4.

Тел.: +7(343) 358-93-06, 350-58-20

Факс +7(343) 358-93-06

E-mail: press-urfu@mail.ru

<http://print.urfu.ru>

Данное электронное сетевое издание размещено
в электронном архиве УрФУ: elar.urfu.ru