

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 45-й Международной  
студенческой научной конференции

Екатеринбург

1—5 февраля 2016 г.

Екатеринбург  
Издательство Уральского университета  
2016

**Редколлегия:**

П. Е. Захарова (ответственный редактор), Э. Д. Кузнецов, А. Б. Островский, С. В. Салий, А. М. Соболев (Уральский федеральный университет), К. В. Холшевников (Санкт-Петербургский государственный университет), Б. М. Шустов (Институт астрономии РАН)

**Физика Космоса** : Тр. 45-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 1–5 февр. 2016 г. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2016. — 300 с.

ISBN 978-5-7996-1639-7

В сборнике представлены доклады и сообщения студенческой научной конференции, которая ежегодно проводится в Астрономической обсерватории Уральского федерального университета. Цель конференции — обобщить достижения 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 524.4**

**ФИЗИКА КОСМОСА**  
**45-я МЕЖДУНАРОДНАЯ СТУДЕНЧЕСКАЯ**  
**НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ**

**Организаторы**

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ**  
**РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

Международная общественная организация  
«АСТРОНОМИЧЕСКОЕ ОБЩЕСТВО»

**УРАЛЬСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**  
Кафедра астрономии и геодезии  
Астрономическая обсерватория

**1—5 февраля 2016 г.**

**Екатеринбург, Россия**

**Научный организационный комитет:**

К. В. Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский государственный университет), П. Е. Захарова (Уральский федеральный университет), Д. З. Вибе (Институт астрономии РАН), И. И. Зинченко (ИПФ РАН), Э. Д. Кузнецов (Уральский федеральный университет), М. Г. Мингалиев (САО РАН), А. Б. Островский (Уральский федеральный университет), А. М. Соболев (Уральский федеральный университет), Б. М. Шустов (Институт астрономии РАН)

## **Жюри конкурса студенческих научных работ**

К. В. Холшевников (председатель, Санкт-Петербургский государственный университет), Д. З. Вибе (Институт астрономии РАН), А. Б. Островский (Уральский федеральный университет), С. В. Пилипенко (Астрокосмический центр Физического института РАН), А. А. Соловьев (Главная Пулковская астрономическая обсерватория РАН)

## **Финансовая поддержка**

Российский фонд фундаментальных исследований

Отдел по делам молодежи администрации Октябрьского района  
г. Екатеринбурга

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

# Обзорные лекции



*Septem artes liberales.*  
Гравюра. XV в.



## НЕСТАЦИОНАРНАЯ МЕЖЗВЕЗДНАЯ СРЕДА

В межзвездной среде традиционно выделяют три фазы: горячую, диффузную и молекулярную, и в численных моделях для простоты используют равновесные ионный состав и функции охлаждения. Однако в наблюдениях обнаруживаются все более разнообразные неустойчивые и короткоживущие структуры, которые не попадают в эту традиционную картину. В обзоре обсуждаются некоторые отличия между равновесными и неравновесными процессами.

Usually the interstellar medium is divided into three phases: hot, diffuse and molecular ones, and for simplicity the equilibrium ionization composition and cooling rates are used in numerical simulations. However more and more diverse nonstationary and short-lived structures are found in the observations, such structures cannot be described in this conventional picture. In this review several differences between equilibrium and nonequilibrium processes are discussed.

### Структура среды

Пространство между звездами заполняет вещество с многообразными химическими, тепловыми и кинетическими свойствами — диффузный и плотный молекулярный газ, пылевые частицы и космические лучи. Эти компоненты взаимодействуют между собой, образуют различные структуры и частично переходят одна в другую. Именно переход из диффузной в молекулярную фазу определяет процессы звездообразования, эффективность которых, без сомнения, зависит от распределения пыли и степени ионизации среды космическими лучами. Конечно же, на весь этот бурлящий котел звезды оказывают значительное воздействие: своим излучением они ионизируют газ, способствуют разрушению и образованию пылевых частиц, на конечных этапах эволюции звездные ветры и оболочки сверхновых передают энергию и придают импульс окружающему газу, стимулируют ускорение космических лучей. Кроме этого, все пространство заполняют магнитные и гравитационные поля, которые в еще большей степени усложняют структуру межзвездной среды.

Пространственные масштабы процессов звездообразования составляют от нескольких парсеков до килопарсеков, а мощные динамические воздействия от массивных звезд не часты, ведь их характерное время жизни составляет несколько миллионов лет. С одной стороны, эти звезды довольно редки, а с другой, Галактика огромна и время ее эволюции составляет миллиарды лет. По этим причинам мы и считаем процессы в межзвездной среде квазистационарными. Исходя из этого, мы обычно пользуемся приближением равновесия для нахождения тепловых и химических свойств среды. Конечно, это так, но в больших объемах и на длительных промежутках времени, так сказать, при усреднении по ансамблю. Однако мало кто сейчас готов согласиться рассматривать галактику в виде точки, ведь даже в очень удаленных объектах мы стараемся выделить структуру. И в этом случае мы переходим к масштабам с сильными пространственными и временными неоднородностями.

О разбросе металличности звезд известно уже давно [1], и поскольку звезды образуются из межзвездного газа, то существенные пространственные вариации металличности газа вполне ожидаемы. Однако в численных моделях и при интерпретации наблюдений часто, если не всегда, предполагается быстрое и эффективное перемешивание металлов – стирание всяких эволюционных химических различий, что, понятно, противоречит данным по химическому составу звезд. В свою очередь, в численных моделях процессы перемешивания химических особенностей оказываются довольно длительными и оценки времени потери химической идентичности на масштабах нескольких килопарсек составляют около 100 млн лет [2, 3]. Поэтому можно считать, что ничего особенного не произошло, когда в недавних наблюдениях обнаружены значительные пространственные неоднородности металличности в межзвездном [4, 5] и межгалактическом газе [6]. Очевидно, что различия в химическом составе отражаются на способности газа излучать, т. е. на его охлаждении и, следовательно, изменениях динамической эволюции газа.

Потери энергии элементом газа могут осуществляться как за счет динамических (адиабатическое расширение), так и радиативных (например, излучение в рекомбинационных линиях водорода, гелия и тяжелых элементов) процессов. Именно эффективность последних и зависит от химического состава газа. Расчеты функции охлаждения составляют основу физики межзвездной среды и обобщают наши знания о ней, поскольку для полного и адекватного вычисления темпа потерь энергии необходимо понимать и учитывать основные про-



цессы в среде. Обычно предполагается, что газ находится в тепловом равновесии или время охлаждения оказывается длиннее всех других характерных времен, т. е. темп потерь энергии рассчитывается при фиксированной температуре. Если при этом учитывать только радиативные процессы, происходящие при столкновениях между ионами, электронами и атомами, то мы получим функцию охлаждения в столкновительном равновесии (collisional ionization equilibrium — CIE). Подобные условия фактически выполняются в сильно разреженном, горячем газе. Именно это приближение чаще всего используется для нахождения функции охлаждения [7–9]. В условиях, когда время охлаждения становится короче характерных времен рекомбинации ионов в газе, т. е. ионный состав не успевает за уменьшением температуры газа, очевидно, приближение равновесия неприменимо.

Вычисление темпа охлаждения при фиксированной температуре обретает смысл, когда в межзвездной среде существуют источники нагрева, они есть почти всегда, поскольку связаны с ионизирующим излучением звезд. Это и фотоионизация газа, и фотоэлектрический нагрев пылевых частиц, которые потом передают энергию газу. Однако эти процессы могут компенсировать охлаждение только в узком интервале температур и определенно должны зависеть как от параметров собственно самого источника излучения/нагрева, так и от физических и химических свойств среды [10]. В этом случае в среде могут возникать условия для разбиения на две фазы: разреженную горячую и плотную холодную, и уравнение состояния среды приобретает вид, представленный на рис. 1 [10], где устойчивым горячей и холодной фазам соответствуют части кривой, составляющие острый угол с осью абсцисс. Источники нагрева среды в основном распределены дискретно в пространстве, химический состав среды также сильно неоднороден. Поэтому и уравнение состояния меняется от одной области к другой, как, например, при вариации потока ультрафиолетового излучения (рис. 1). Заметим, что при высоком потоке (верхние линии на правом рисунке) условий для двухфазной среды не возникает. Вообще, на формирование фаз необходимо некоторое время, которое определяется тепловыми движениями в газе и может быть как длиннее, так и короче характерных времен изменений ионного и химического состава газа, потока внешнего излучения и других физических параметров газа. Таким образом, в очередной раз возникает вопрос о применимости равновесных функций охлаждения. В результате получается, что темп охлаждения элемента газа

зависит как от химических и физических свойств самого элемента, так и от внешних условий, и межзвездная среда оказывается сильно нестационарной. Для корректного расчета функции охлаждения необходимо самосогласованно решать уравнения химической кинетики, тепловой и динамической эволюции газа.

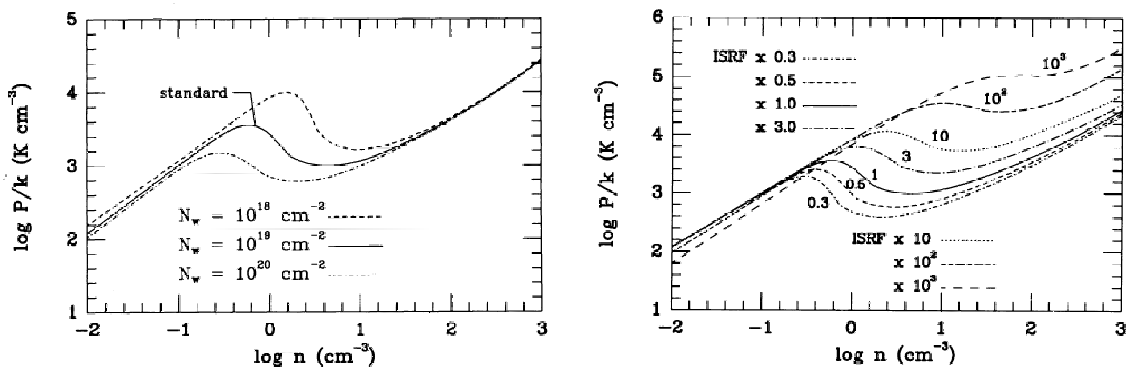


Рис. 1. Диаграмма состояния газа [10]. Слева представлены диаграммы для трех значений лучевой концентрации (величина  $10^{19} \text{ cm}^{-2}$  соответствует облаку из теплого нейтрального газа массой  $1 M_{\odot}$ ). Справа — диаграммы для газа, находящегося в поле ультрафиолетового излучения с интенсивностями в единицах среднего значения потока излучения в околосолнечной окрестности — единицах Хаббинга [11]

Определенно, моделирование такого рода оказывается очень ресурсоемким, особенно в случае широкого интервала температур, поскольку для отслеживания эволюции газа необходимо совместное решение системы дифференциальных уравнений для ионизационной кинетики и температуры, причем первые должны охватывать ионные состояния всех основных химических элементов, вносящих вклад в охлаждение: водорода, гелия, углерода, азота, кислорода, неона, магния, кремния, железа, т. е. всего около сотни уравнений, не говоря уже о молекулах или ионах других интересующих элементов. Кроме того, из-за соотношения времен ионизации и рекомбинации эта система часто оказывается жесткой (напомним, что система является математически жесткой, когда матрица Якоби имеет собственные значения, различающиеся во много раз), в то время как случай стационарной ионизационной кинетики сводится к решению системы алгебраических уравнений.

Обычно в межзвездной среде выделяют несколько фаз: горячую, которая представляет собой разреженный газ с температурой

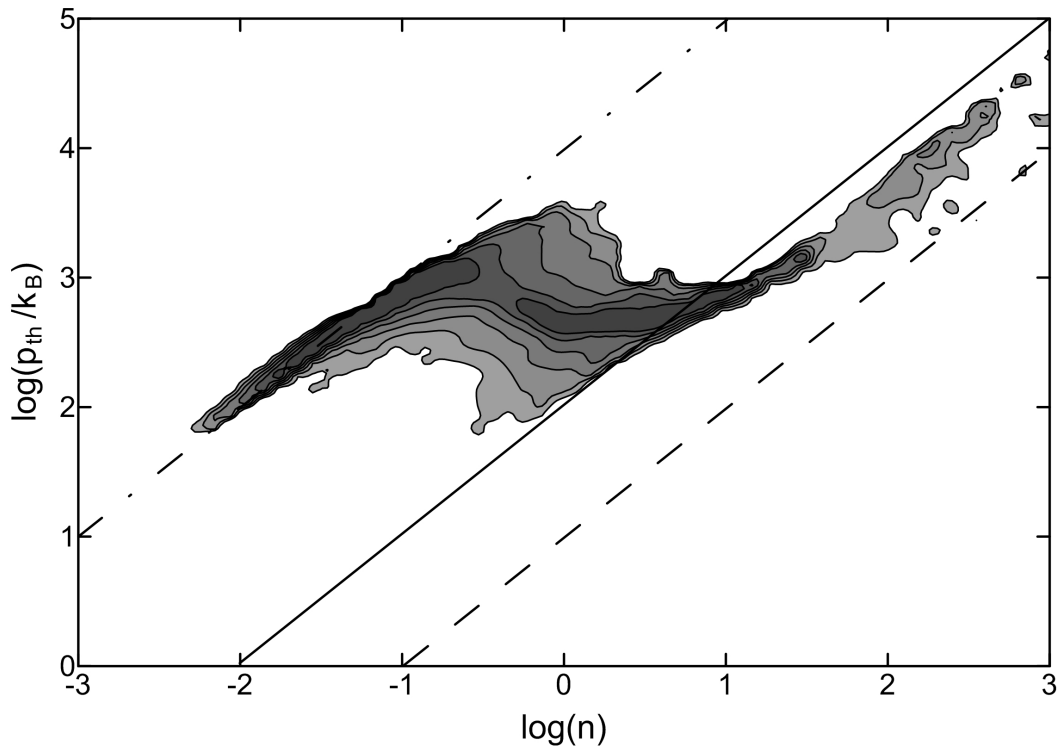


Рис. 2. Диаграмма состояния газа для самосогласованной модели эволюции газа в Галактике [12]. Линии соответствуют температуре  $10^4$ , 100 и 10 К (слева направо). Изолинии и оттенки серого соответствуют массе газа

от нескольких десятков тысяч до миллионов градусов, диффузную, состоящую из нейтрального газа с температурой от нескольких сотен до тысяч градусов, и холодную молекулярную фазу с температурой меньше сотни градусов. Чаще мы рассматриваем динамику газа при переходе между двумя фазами, реже процессы охватывают весь интервал температур. Так, для самосогласованной модели образования молекулярных облаков в Галактике [12] диаграмма состояния будет выглядеть заметно сложнее (рис. 2), чем для газа с фиксированными физическими и химическими условиями (см. рис. 1).

Однако даже при переходах между соседними фазами спектр физических процессов, которые необходимо учитывать, довольно широк и для простоты в расчетах часто пользуются приближением о квазистационарности межзвездной среды и предвычисленными равновесными функциями охлаждения. Так насколько отличаются равновесные функции охлаждения от нестационарных и с чем связано это отличие?

## Тепловая и химическая эволюция

Выше было упомянуто, что если время охлаждения оказывается длиннее всех других характерных времен, то за это время ионно-молекулярный состав газа достигает равновесия, температура газа остается почти постоянной, в этом случае можно говорить о равновесном темпе потерь энергии. Такие условия выполняются, например, в разреженной плазме с температурой выше нескольких миллионов градусов (например, [9]). По мере понижения температуры времена рекомбинации ионов оказываются сравнимыми, а затем и длиннее, чем время охлаждения, т. е. ионы не успевают рекомбинировать при охлаждении газа — рекомбинация запаздывает. Таким образом, состояние эволюционно охлаждающегося газа оказывается более ионизованным (переионизованным) по сравнению с тем, что ожидается в равновесном случае при одной и той же температуре [9, 13–15]. Задержка рекомбинации становится существенной при температуре ниже нескольких миллионов градусов, и при уменьшении температуры ее влияние только увеличивается. Обратим внимание, что соотношение химических времен значительным образом влияет не только на ионизационную, но и на молекулярную кинетику. Наиболее ярким и вместе с тем простым примером является молекуляризация водорода в первичном газе, т. е. состоящем из водорода и гелия без примеси тяжелых элементов и пылевых частиц [16]. В условиях догалактической плазмы на красных смещениях 10–20 времена диссоциации (разрушения) и образования молекул водорода становятся длиннее времени охлаждения и относительная концентрация молекул фактически замораживается на уровне примерно 0.001, что существенно отличается от равновесного расчета, в котором при температуре ниже 1 000 К весь водород должен оказаться молекулярным.

Максимальные различия между равновесными и неравновесными функциями охлаждения обнаруживаются при температуре около  $10^4$  К, достигая нескольких раз, и почти не зависят от металличности газа. Конечно, при увеличении металличности область, в которой существенны отклонения, расширяется [15]. На рис. 3 приведены равновесные и неравновесные функции для солнечной металличности. Определенно эти различия скажутся при дальнейшем охлаждении газа.

Покажем на примере, как меняется динамика охлаждающегося газа в зависимости от функции охлаждения при  $T < 10^4$  К. Рассмотрим

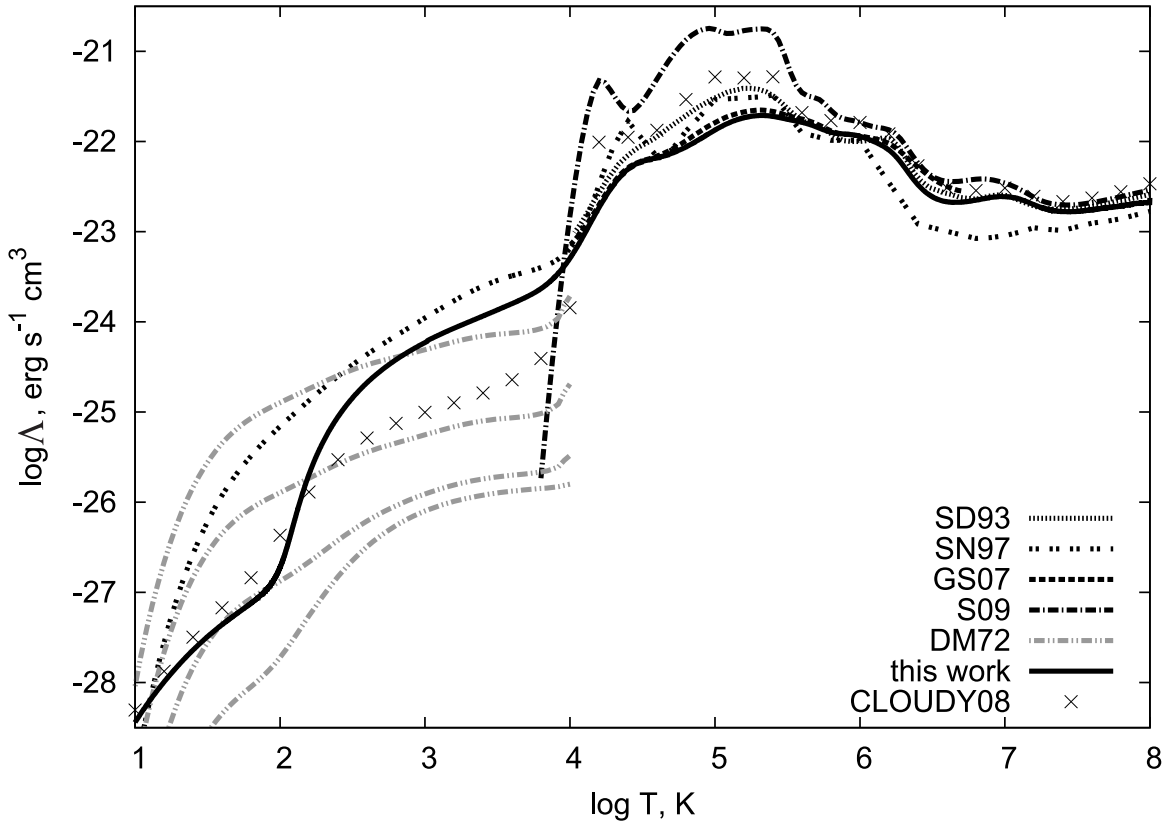


Рис. 3. Функции охлаждения для солнечной металличности из различных источников: [17] — жирная сплошная линия, [9] — SD93 (выбрана неравновесная функция), [18] — SN97, [14] — GS07, [19] — S09 и [20] — D72 для значений степени ионизации  $f_i = n_e/n_H = 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}, 0.1$  (показаны серыми штрих-пункт-пунктирными линиями сверху вниз)

рим эволюцию остатка сверхновой. Выберем неравновесную функцию охлаждения для солнечной металличности (рис. 3) — «NEQ», показанную на рисунке толстой сплошной линией, и еще две функции, идентичные первой при  $T > 10^4$  К, а в низкотемпературном интервале — функции из работы [20] при фиксированных значениях степени ионизации газа  $x_e = 0.1$  — «NEQ+DMC72,  $x_e = 0.1$ » и при  $x_e = 10^{-4}$  — «NEQ+DMC72,  $x_e = 10^{-4}$ ». На рис. 4 показана эволюция распределения плотности и температуры при взрыве сверхновой. Легко видеть значительные отличия в тепловой структуре и динамике оболочки, что определенно скажется как на эмиссионных характеристиках остатка, так и на эффективности фрагментации газа. Влияние функции охлаждения на динамику остатка можно видеть на рис. 4. Традиционно считается, что вспышки сверхновых регули-

руют формирование трехфазной межзвездной среды [21] (впервые о многофазности межзвездной среды упоминал С. Б. Пикельнер [22]). Поскольку охлаждение газа за фронтом ударной волны в оболочке сверхновой определенно является неравновесным, то и обмен между фазами тоже должен быть неравновесным.

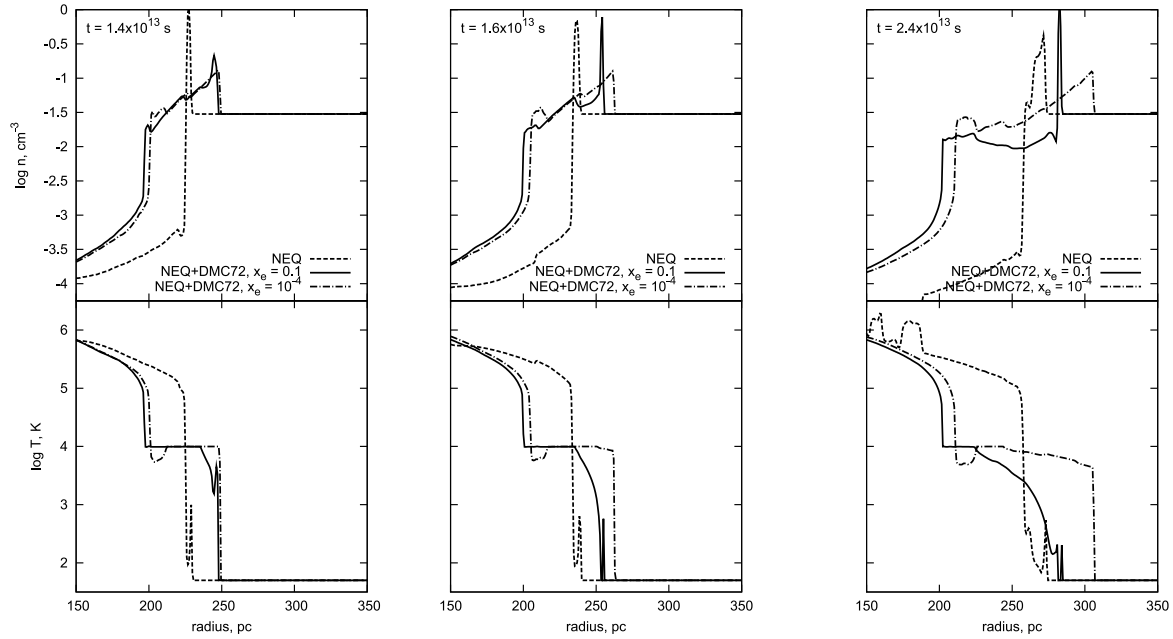


Рис. 4. Эволюция распределения плотности и температуры при взрыве сверхновой в однородной среде с плотностью  $n = 3 \times 10^{-2} \text{ см}^{-3}$  для моментов времени  $t = 1.4 \times 10^{13}$ ,  $1.6 \times 10^{13}$ ,  $2.4 \times 10^{13}$  с. В расчете использованы неравновесные функции охлаждения для солнечной металличности: самосогласованный расчет — «NEQ» и идентичные первой при  $T > 10^4$  К, а при  $T < 10^4$  К взяты из работы [20] при значениях степени ионизации газа  $x_e = 0.1$  — «NEQ+DMC72,  $x_e = 0.1$ » и  $x_e = 10^{-4}$  — «NEQ+DMC72,  $x_e = 10^{-4}$ »

Вообще, в процессах формирования структуры межзвездной среды значительную роль играют различного рода неустойчивости, в частности, гравитационная, тепловая и гидродинамические неустойчивости. Именно в результате их совместного действия в среде появляются и гигантские облака атомарного и молекулярного водорода, и мелкомасштабные структуры теплого атомарного водорода (например, [12, 23, 24]). Переход к учету неравновесных тепловых и химических процессов не только меняют ионный состав газа, потери энергии и, как следствие, динамику газа, но и ослабляют условия для развития тепловой неустойчивости в охлаждающемся газе [25], что определенно приводит к возникновению более сложных динами-

ческих и термохимических структур в межзвездной среде. Кратко рассмотрим каждую из трех классических фаз межзвездной среды и обратим внимание как на некоторые процессы, влияющие на темпы охлаждения и нагрева газа, так и на физические свойства наблюдаемых структур.

## Ионизованный газ

Газ может быть ионизован как при столкновениях атомов, ионов и электронов за фронтами ударных волн, так и внешними источниками ионизирующего излучения, например, звездами, сильными ударными волнами с высвечиванием (охлаждающийся газ за фронтом ударных волн, движущихся со скоростями выше 200 км/с, может излучать достаточно квантов, которые способны ионизовывать газ перед фронтом волны), активными ядрами галактик. Еще в этом процессе могут играть некоторую роль космические лучи, но при существующей их плотности в Галактике они не приводят к полной ионизации газа и оказываются существенны внутри молекулярных облаков.

Появление источников фотоионизации приводит к большей ионизации газа по сравнению со столкновительным случаем при одном и том же значении температуры и к компенсации числа рекомбинаций в единице объема. Первое проявляется в падении темпа охлаждения (см. выше дискуссию о влиянии переионизации на функцию охлаждения) при увеличении потока внешнего ионизирующего излучения [15, 26]. На рис. 5 можно заметить значительные различия в темпе потерь энергии газом, находящимся в поле излучения с характерным спектром для квазаров. Второе совместно с первым уменьшает влияние задержки рекомбинации на эволюцию газа и способствует достижению фоторавновесного состояния. То есть для газа, находящегося в поле мощного ионизирующего излучения, допустимо применение моделей фотоионизационного равновесия, которое, конечно, значительно отличается от столкновительного равновесия. Заметим, что источники ионизации не формируют однородного фона излучения: звезды сосредоточены в группах — ассоциациях, а источники рентгеновского излучения довольно редки, поэтому в межзвездной среде можно найти области, в которых ионизационные процессы достаточно коротки. Таким образом, горячий газ становится неоднородным по эволюционным характеристикам и выделение его в одну фазу может быть некорректным.

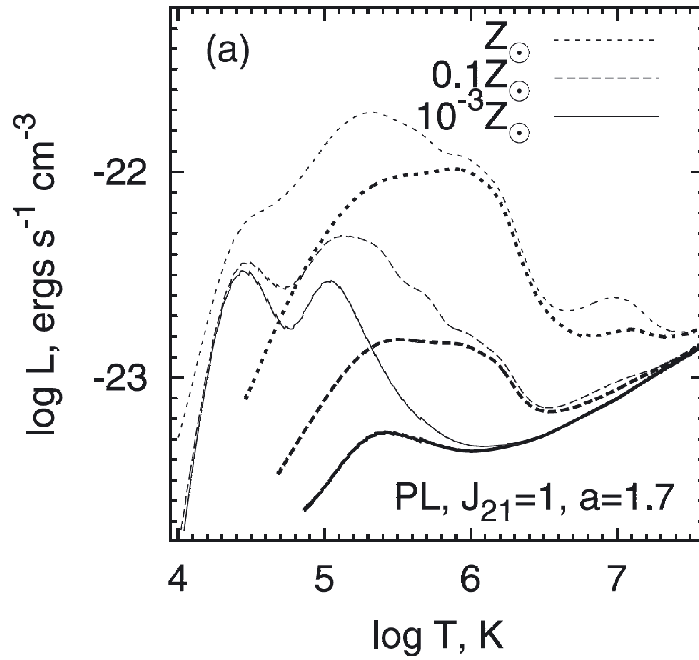


Рис. 5. Неравновесные функции охлаждения фотоионизованного газа с концентрацией  $n = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ , находящегося в поле излучения со степенным спектром  $J \sim J_{21} \nu^{-\alpha}$  для  $J_{21} = 1$  и  $\alpha = 1.7$ ; функции охлаждения для металличности  $Z = 10^{-3}$ ,  $10^{-1}$  и  $1 Z_{\odot}$  показаны толстыми сплошной, штриховой и пунктирной линиями соответственно, функции для столкновительного случая показаны тонкими линиями

## Атомарный газ

Фотонагрев, обеспеченный излучением звезд, поддерживает температуру значительной части межзвездного газа на уровне  $(1-2) \times 10^4 \text{ К}$ . Благодаря действию различного рода неустойчивостей, неоднородностям в распределении тяжелых элементов и пыли некоторые области межзвездной среды обособляются и продолжают охлаждаться, ионы по большей части рекомбинируют и появляется термически неустойчивый атомарный газ. На рис. 1 слева это состояние газа соответствует области между двумя экстремумами функции. В эволюционирующем газе (см. рис. 2) значительная доля газа находится в этой фазе, его температура варьируется от нескольких сотен до тысяч градусов. Часто эту фазу межзвездной среды разделяют на теплый и холодный нейтральный газ. В нем эффективно развивается тепловая неустойчивость, кроме того, охлаждающийся газ, конечно, является частью крупномасштабных течений, в которых определенно возникают условия для гидродинамических



неустойчивостей. По этим причинам вероятно образование многочисленных короткоживущих фрагментов, сталкивающихся между собой, испаряющихся и вновь конденсирующихся. Именно такие транзитные структуры теплого нейтрального газа и были обнаружены в наблюдениях [27]. Причем их распространенность, точнее объемный фактор заполнения, значительно выше, чем в классической модели стационарной многофазной межзвездной среды [21]. В численных эволюционных моделях также значительная доля газа сосредоточена в этой фазе (см. рис. 2). Заметим, что пространственные масштабы наблюдаемых структур варьируются в довольно широком интервале: от нескольких парсек до десятков астрономических единиц [28], что свидетельствует о коротком времени их существования. До сих пор остается открытым вопрос о конкретном механизме их формирования, хотя и ясно, что это может быть совместное действие тепловой и гидродинамических неустойчивостей, например, при столкновении атомарных облаков.

## Молекулярный газ

Во внутренних частях холодных атомарных облаков, защищенных от внешнего ионизирующего излучения, постепенно начинают формироваться молекулы  $H_2$ , CO, OH и др. Охлаждение в линиях этих основных молекул позволяет температуре опуститься до нескольких десятков градусов и сформировать в межзвездном газе отдельные структуры — молекулярные облака. Размеры, как, впрочем, и физические свойства наблюдаемых облаков, существенно отличаются: от микроскопических конденсаций в сотни астрономических единиц [29] до гигантских молекулярных облаков в десятки парсек (например, [30]). Возможно, что часть молекулярных фрагментов мы не видим, поскольку их малые размеры позволяют им избегать детектирования на расстояниях уже больше нескольких сотен парсек. Эти мелкомасштабные облачка не могут удерживаться самогравитацией, и динамическое время их существования составляет несколько тысяч лет.

А ведь в компактных и плотных фрагментах может быть сосредоточена значительная доля барионного вещества, и ее обнаружение вполне может помочь в решении одной из главных задач астрофизики последнего десятилетия — проблемы «скрытых» барионов (подсчет полной массы газа в галактиках, межгалактической среде и т. д. не соответствует массе барионного вещества во Вселенной по изме-

рениям анизотропии реликтового излучения). С этим связаны попытки поиска косвенных проявлений сверхкомпактных фрагментов, например, при их взаимодействии с комическими лучами [31] или рефракции в оптических наблюдениях — события МАСНО [32]. Хотя процессы образования сверхплотных мелкомасштабных конденсаций остаются пока неясными, как, впрочем, и их существование.

Наиболее однородным по физическим свойствам классом объектов из молекулярного газа, вероятно, являются гигантские молекулярные облака. Для них установлены эмпирические масштабные соотношения, связывающие их физические свойства: дисперсию скоростей, массу, размер и светимость [33]. Соотношения вполне хорошо характеризуют облака как в нашей, так и в соседних галактиках, иначе говоря, населения облаков в различных галактиках имеют близкие физические свойства. По этой причине механизмы образования и разрушения облаков должны быть единообразными: их формирование связано с совместным действием гравитационной и гидродинамических неустойчивостей в спиральных рукавах галактик (например, [12]), а разрушение — со столкновениями и процессом начала звездообразования внутри них. Таким образом, молекулярные облака оказываются короткоживущими структурами с характерным временем  $\sim 10^7$  лет (например, [34]), хотя может быть зависимость от того, где находится облако: внутри рукава или в межрукавном пространстве, во внутренних или внешних областях галактического диска (например, [35]). В этих условиях, вероятно, можно говорить о некоторой квазистационарности формирования гигантских молекулярных облаков, хотя химические, тепловые и динамические процессы внутри облаков далеки от стационарности.

## Круговорот

Часто предполагается, что охлаждение и нагрев способствуют установлению равновесия в межзвездной среде, и считается, что процессы в межзвездной среде приводят к переходу основной части газа в четко различимые фазы. Однако, с другой стороны, довольно простой анализ времен для химических, ионизационных, тепловых процессов свидетельствует о значительном влиянии нестационарности. К этому добавляется возможность развития гидродинамических неустойчивостей в газовых течениях — турбулизации потока. В наблюдениях обнаруживаются многочисленные структуры, только подтверждающие сложность устройства межзвездной среды. Уже

не так уверенно можно говорить о трех основных фазах, и неясно происхождение многих объектов. На все это можно получить ответ только в самосогласованных моделях, учитывающих все многообразие *нестационарной* межзвездной среды.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 15-02-08293, 15-02-06204, 15-52-45114), МОН (проект 2663) и РНФ (грант 14-50-0004).

## Библиографические ссылки

1. *Edvardsson B., Andersen J., Gustafsson B. et al.* The Chemical Evolution of the Galactic Disk — Part One — Analysis and Results // *Astron. Astrophys.* — 1993. — Vol. 275. — P. 101.
2. *Roy J.-R., Kunth D.* Dispersal and mixing of oxygen in the interstellar medium of gas-rich galaxies // *Astron. Astrophys.* — 1995. — Vol. 294. — P. 432–442.
3. *de Avillez M. A., Mac Low M.-M.* Mixing Timescales in a Supernova-driven Interstellar Medium // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 581. — P. 1047–1060.
4. *Luck R. E., Kovtyukh V. V., Andrievsky S. M.* The Distribution of the Elements in the Galactic Disk // *Astron. J.* — 2006. — Vol. 132. — P. 902–918.
5. *Karitskaya E. A., Bochkarev N. G., Shimansky V. V., Galazutdinov G. A.* Confirmation of Element Abundance Inhomogeneity in Interstellar Matter from a Study of the O-type Supergiants HDE 226868 (Cyg X-1) and  $\alpha$  Cam // *Why Galaxies Care about AGB Stars II: Shining Examples and Common Inhabitants* / ed. by F. Kerschbaum, T. Lebzelter, R. F. Wing : *Astronomical Society of the Pacific Conference Series.* — 2011. — Vol. 445. — P. 335.
6. *Schaye J., Carswell R. F., Kim T.-S.* A large population of metal-rich, compact, intergalactic CIV absorbers - evidence for poor small-scale metal mixing // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2007. — Vol. 379. — P. 1169–1194.
7. *Ferland G. J., Korista K. T., Verner D. A. et al.* CLOUDY 90: Numerical Simulation of Plasmas and Their Spectra // *Publ. Astron. Soc. Pac.* — 1998. — Vol. 110. — P. 761–778.
8. *Mazzotta P., Mazzitelli G., Colafrancesco S., Vittorio N.* Ionization balance for optically thin plasmas: Rate coefficients for all atoms and

- ions of the elements H to NI // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* — 1998. — Vol. 133. — P. 403–409.
9. *Sutherland R. S., Dopita M. A.* Cooling functions for low-density astrophysical plasmas // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1993. — Vol. 88. — P. 253–327.
  10. *Wolfire M. G., Hollenbach D., McKee C. F. et al.* The neutral atomic phases of the interstellar medium // *Astrophys. J.* — 1995. — Vol. 443. — P. 152–168.
  11. *Habing H. J.* The interstellar radiation density between 912 Å and 2400 Å // *Bull. Astron. Inst. Neth.* — 1968. — Vol. 19. — P. 421.
  12. *Khoperskov S. A., Vasiliev E. O., Sobolev A. M., Khoperskov A. V.* The simulation of molecular clouds formation in the Milky Way // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2013. — Vol. 428. — P. 2311–2320.
  13. *Kafatos M.* Time-Dependent Radiative Cooling of a Hot Low-Density Cosmic Gas // *Astrophys. J.* — 1973. — Vol. 182. — P. 433–448.
  14. *Gnat O., Sternberg A.* Time-dependent Ionization in Radiatively Cooling Gas // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2007. — Vol. 168. — P. 213–230.
  15. *Vasiliev E. O.* Non-equilibrium ionization states and cooling rates of photoionized enriched gas // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2011. — Vol. 414. — P. 3145–3157.
  16. *Oh S. P., Haiman Z.* Second-Generation Objects in the Universe: Radiative Cooling and Collapse of Halos with Virial Temperatures above  $10^4$  K // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 569. — P. 558–572.
  17. *Vasiliev E. O.* Non-equilibrium cooling rate for a collisionally cooled metal-enriched gas // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2013. — Vol. 431. — P. 638–647.
  18. *Spaans M., Norman C. A.* Cosmological Evolution of Dwarf Galaxies: The Influence of Star Formation and the Multiphase Interstellar Medium // *Astrophys. J.* — 1997. — Vol. 483. — P. 87–97.
  19. *Schure K. M., Kosenko D., Kaastra J. S. et al.* A new radiative cooling curve based on an up-to-date plasma emission code // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 508. — P. 751–757.
  20. *Dalgarno A., McCray R. A.* Heating and Ionization of HI Regions // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1972. — Vol. 10. — P. 375.

21. *McKee C. F., Ostriker J. P.* A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate // *Astrophys. J.* — 1977. — Vol. 218. — P. 148—169.
22. *Пикельнер С. Б.* Нагрев межзвездного газа субкосмическими лучами и образование облаков // *Астрон. журн.* — 1967. — Т. 44. — С. 915—929.
23. *Binney J., Nipoti C., Fraternali F.* Do high-velocity clouds form by thermal instability? // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2009. — Vol. 397. — P. 1804—1815.
24. *Inutsuka S.-I., Koyama H., Inoue T.* The Role of Thermal Instability in Interstellar Medium // *Magnetic Fields in the Universe: From Laboratory and Stars to Primordial Structures.* / ed. by E. M. de Gouveia dal Pino, G. Lugones, A. Lazarian : American Institute of Physics Conference Series. — 2005. — Vol. 784. — P. 318—328.
25. *Щекинов Ю. А.* Тепловые неустойчивости в нестационарной среде // *Астрон. журн.* — 1978. — Т. 55. — С. 311—317.
26. *Efstathiou G.* Suppressing the formation of dwarf galaxies via photoionization // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1992. — Vol. 256. — P. 43P—47P.
27. *Heiles C., Troland T. H.* The Millennium Arecibo 21 Centimeter Absorption-Line Survey. II. Properties of the Warm and Cold Neutral Media // *Astrophys. J.* — 2003. — Vol. 586. — P. 1067—1093.
28. *Heiles C.* Tiny-Scale Atomic Structure and the Cold Neutral Medium—Review and Recap // *SINS - Small Ionized and Neutral Structures in the Diffuse Interstellar Medium* / ed. by M. Haverkorn, W. M. Goss : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 2007. — Vol. 365. — P. 3.
29. *Heithausen A.* Molecular Hydrogen as Baryonic Dark Matter // *Astrophys. J. Lett.* — 2004. — Vol. 606. — P. L13—L15.
30. *Roman-Duval J., Jackson J. M., Heyer M. et al.* Physical Properties and Galactic Distribution of Molecular Clouds Identified in the Galactic Ring Survey // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 723. — P. 492—507.
31. *Kalberla P. M. W., Shchekinov Y. A., Dettmar R.-J.* H<sub>2</sub> dark matter in the galactic halo from EGRET // *Astron. Astrophys.* — 1999. — Vol. 350. — P. L9—L12. astro-ph/9909068.

32. *Draine B. T.* Lensing of Stars by Spherical Gas Clouds // *Astrophys. J. Lett.* — 1998. — Vol. 509. — P. L41–L44.
33. *Larson R. B.* Turbulence and star formation in molecular clouds // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1981. — Vol. 194. — P. 809–826.
34. *Roman-Duval J., Jackson J. M., Heyer M. et al.* Kinematic Distances to Molecular Clouds Identified in the Galactic Ring Survey // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 699. — P. 1153–1170.
35. *Zasov A., Kasparova A.* Can molecular clouds live long? // *Astrophys. Space. Sci.* — 2014. — Vol. 353. — P. 595–602.

## СВЕРХНОВЫЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ПЫЛИ

Некоторое время назад в контексте эволюции пыли сверхновые считались однозначно разрушительным фактором. Однако наблюдения остатков сверхновых в инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах убедительно свидетельствуют, что при вспышках сверхновых пыль может также и образовываться, причем в заметных количествах. Баланс между процессами разрушения и формирования пыли при вспышках сверхновых можно определить при помощи численного моделирования эволюции содержания пыли в галактике или в отдельной области звездообразования, однако для этого необходимо понимание механизма взрыва, особенно в случае сверхновых типа Ia.

In the recent past, in the context of dust evolution, supernovae were considered exclusively as a destructive factor. However, observations of supernova remnants in infrared and submillimeter bands convincingly show that dust can also form in a quite significant amount in the course of the explosion. A balance between dust destruction and formation processes during supernova events can be determined using the numerical modeling of the dust content evolution in a galaxy or in an individual star-forming region. However, an understanding of the explosion mechanism is needed for that, especially in the case of type Ia supernovae.

### Введение

В конце 1980-х и начале 1990-х гг. в целом сложилась картина эволюции космической пыли, в которой основным источником пылинок являются проэволюционировавшие звезды, а основным разрушающим фактором — вспышки сверхновых [1, 2]. Однако развитие глобальных моделей эволюции пыли в нашей Галактике и других галактиках довольно скоро выявило существенный дисбаланс между процессами формирования и разрушения космических пылинок. Оказалось, что суммарный темп производства пыли в проэволюционировавших звездах примерно на порядок уступает темпу их разрушения в ударных волнах от вспышек сверхновых (см., например [3]).

Особенно остро эта проблема встала после открытия значительных количеств пыли в галактиках на больших красных смещениях [4, 5], т. е. в очень молодых системах, времени существования которых недостаточно для производства пыли в проэволюционировавших звездах [6]. Здесь можно упомянуть, например, наблюдения пылевой полосы поглощения на  $2175 \text{ \AA}$  в родительской галактике гамма-всплеска на  $z = 2.45$  [7], а также обширную литературу по так называемым субмиллиметровым галактикам. Они, вероятно, представляют собой системы со вспышкой звездообразования [8], в которых количество пыли настолько велико (оценки массы пыли составляют  $10^8$ – $10^9 M_{\odot}$  [9]), что она поглощает практически все коротковолновое излучение молодых звезд и переизлучает его в субмиллиметровом диапазоне. По оценкам [10] пыли в галактиках на больших  $z$  в 240 раз больше, чем в состоянии обеспечить звезды-гиганты.

К настоящему времени предложено несколько объяснений для этого дисбаланса. В частности, высказывается предположение, что пылинки могут образовываться непосредственно в молекулярных облаках [11, 12]. В этом случае нет необходимости объяснять, почему пылинки не разрушаются ударными волнами в межзвездной среде (МЗС) на пути к облакам от старых звезд. Предполагалось также, что несколько переоценен темп разрушения пылинок в остатках сверхновых [13, 14].

Взглянуть на эту проблему еще с одной стороны позволило развитие наблюдательной техники дальнего инфракрасного (ИК) и субмиллиметрового диапазона. Благодаря ей в последнее время появляется все больше доказательств того, что вспышки сверхновых могут быть не только причиной разрушения пыли, но и ее источником.

## **Разрушение пылинок при вспышках сверхновых**

На микроскопическом уровне разрушение пылевых частиц происходит в результате их взаимодействия с излучением, с окружающим газом и друг с другом. В ударных волнах, возникающих при вспышках сверхновых, разрушение связано главным образом с эрозией (sputtering) пылинок в результате высокоскоростных столкновений с частицами газа и с дроблением (shattering) пылинок при их взаимных столкновениях. Теоретические аспекты этих процессов исследованы уже давно [3, 15], однако теперь у нас есть возможность наблюдать их в действии.



В работе [16] при помощи космического телескопа им. Спитцера исследовалось разрушение пылинок в одном из самых известных остатков сверхновой — туманности Петля Лебедя. Точнее, при помощи «Спитцера» были получены снимки северо-восточного волокна туманности на длинах волн 24 и 70 мкм. Предполагается, что длинноволновое излучение порождается равновесно нагретыми «крупными» частицами с размером порядка 0.1 мкм, а излучение на длине волны 24 мкм связано со стохастическим нагревом мелких пылинок размером в десятки раз меньше. Очевидно, что разрушаться в ударных волнах и в горячей газе остатка сверхновой в первую очередь должны частицы меньших размеров, поэтому логично ожидать, что по разные стороны волокна отношение потоков излучения на 70 и 24 мкм будет меняться. Конкретно, во внутренней области остатка это отношение должно быть больше, чем снаружи, поскольку там остается меньше мелких пылинок. Именно такую картину рисуют наблюдения: если с внешней стороны ударной волны отношение потоков равно  $14.5 \pm 2.2$ , внутри остатка оно возрастает до  $21.9 \pm 3.3$ . Сравнение с моделями показало, что при скорости ударной волны порядка 400 км/с в исследованной области шириной около 0.14 пк уже разрушено 35 % пыли.

Другое наглядное свидетельство разрушения пылинок в остатках сверхновых можно получить при помощи наблюдений еще более мелких частиц, известных под обобщающим названием полициклических ароматических углеводородов (ПАУ). Предполагается, что частицы ПАУ являются источником так называемых неидентифицированных инфракрасных полос в ближней ИК-области спектра. Наличие полос в спектре считается явным признаком наличия ПАУ, соответственно исчезновение полос из спектра можно считать явным признаком их разрушения. Именно такое исчезновение полос наблюдалось при помощи космического телескопа им. Спитцера в остатке сверхновой Puppis A [17]. Это относительно молодой (3 700 лет) остаток, особенность которого состоит в том, что в своей восточной части он налетает на молекулярное облако, что делает ударную волну и разрушение пылинок более различимыми. В спектрах невозмущенной части облака видны многочисленные ИК-полосы, принадлежащие ПАУ. В спектрах участков облака, по которым ударный фронт уже прошел, эти полосы практически полностью отсутствуют. Моделирование спектров показало, что ударная волна полностью

разрушила ПАУ и на 15—35 % сократила население более крупных частиц. И это только начало, уцелевшие пылинки и далее будут разрушаться горячим газом внутри остатка.

Однако не всегда ситуация оказывается столь фатальной для ПАУ. Наблюдения остатка сверхновой N132D в Большом Магеллановом Облаке [18, 19] показали, что в нем (по крайней мере, сразу за ударной волной) разрушаются только мелкие частицы ПАУ (с числом атомов менее 500). Более крупные ПАУ выживают в этом остатке достаточно долго, чтобы их можно было обнаружить, в отличие от остатка Puppis A, имеющего примерно тот же возраст, что и N132D. В целом конечный результат в каждом конкретном случае, вероятно, сильно зависит от скорости ударной волны и от распределения вещества в той области, где она распространяется [20].

## **Формирование пылинок при вспышках сверхновых**

В ходе обзора галактических остатков сверхновых, проведенного с использованием данных, полученных на спутнике IRAS [21], выяснилось, что примерно треть остатков являются источниками ИК-излучения, скорее всего, теплового излучения пыли. Само по себе это не означает, что в остатке формируется пыль. Это излучение вполне может принадлежать межзвездной пыли, собранной остатком в его оболочке. Однако в настоящее время накоплено множество свидетельств того, что пылинки не только нагребаются остатками, но и *формируются* в них. В принципе, ничего неожиданного в этом нет: местом конденсации пыли может стать любая плотная расширяющаяся и остывающая оболочка. Предположения о том, что в расширяющейся оболочке сверхновой могут формироваться твердые частицы, высказывались еще в 1970-е гг. для объяснения происхождения некоторых досолнечных пылинок в метеоритах [22]. Неожиданным оказался масштаб явления.

Здесь необходимо сделать два замечания. С одной стороны, часть пыли в остатках сверхновых теплее «обычной» межзвездной пыли, поэтому остатки проще наблюдать в ближнем ИК-диапазоне [23]. С другой стороны, наблюдения в ближнем ИК-диапазоне не позволяют оценить полное количество пыли в остатке. Для получения таких оценок необходимы наблюдения в дальнем ИК- и субмиллиметровом

диапазонах. Но в результатах таких наблюдений сложно отличить пыль, находящуюся в остатке, от межзвездной пыли, находящейся на луче зрения.

Одна из самых известных историй о синтезе пыли в остатке сверхновой связана с остатком Cas A, возраст которого оценивается примерно в 350 лет. Первые предположения о том, что в этом объекте наблюдается не только пыль, сметенная остатком, но и пыль, сформировавшаяся в нем (порядка  $10^{-2} M_{\odot}$ ), были высказаны в работе [24] на основании наблюдений в ближнем ИК-диапазоне на космической обсерватории IRAS. Авторы [25] наблюдали ИК-излучение в нескольких ярких узелках Cas A при помощи обсерватории ISO и оценили, что в ярчайшем из узелков масса *теплой* пыли составляет порядка  $10^{-7} M_{\odot}$ . При этом они отметили, что за эмиссию в ближнем ИК-диапазоне отвечает пыль во внешней части узелка, тогда как большая ее часть скрыта внутри него и в ближнем ИК-диапазоне никак себя не проявляет. Столь значительный разброс в оценках массы пыли связан с тем, что характеристики излучения пылинок в ближнем ИК-диапазоне сильно зависят от причин нагрева пыли и от ее физических свойств.

Чтобы получить более точные оценки, необходимы наблюдения в длинноволновых диапазонах. Исследование остатка Cas A на длинах волн 450 и 850 мкм при помощи инструмента SCUBA, установленного на телескопе JCMT, было представлено в работе [26]. Полученная в результате этих наблюдений оценка массы оказалась необычайно высокой —  $2-4 M_{\odot}$ . Это существенно больше массы пыли, которую остаток успел бы нагрести за свой незначительный возраст, значит, мы имеем дело с пылью, сформировавшейся в остатке. Эта работа заставила взглянуть на сверхновые не просто как на еще один источник пыли, но как на один из основных ее источников.

Результаты [26] были вскоре оспорены. В работе [27] была предложена другая оценка массы пыли в Cas A —  $0.2 M_{\odot}$ , основанная на предположении о том, что значительная часть субмиллиметровой эмиссии в направлении остатка на самом деле принадлежит молекулярному облаку, расположенному на луче зрения. Двек [28] отметил, что масса пыли в несколько солнечных масс означает, что в пылевых частицах сконденсированы практически все тяжелые элементы, выброшенные сверхновой. Это представляется маловероятным, особенно если учесть, что в остатке наряду с процессами формирования пыли действуют и процессы ее разрушения. Автор [28] предложил другое объяснение результатам субмиллиметровых наблюдений

остатка Cas A, согласно которому пылинки в этом остатке представляют собой железные иглы. Поскольку такие частицы излучают в субмиллиметровом диапазоне гораздо эффективнее «стандартных» силикатных пылинок, их полная масса может быть гораздо меньше, порядка  $10^{-4}$ – $10^{-3} M_{\odot}$ . В работе [28] было предсказано, что вытянутые металлические частицы могут приводить к сильной поляризации субмиллиметрового излучения. В работе [29] действительно было обнаружено, что поляризация излучения остатка Cas A на длине волны 850 мкм достигает 30 %, что заведомо превышает возможную поляризацию синхротронного излучения в этом объекте. Излучение пыли в молекулярных облаках обычно поляризовано в значительно меньшей степени, и потому столь высокая степень поляризации в направлении Cas A свидетельствует в пользу того, что это излучение связано именно с остатком, а не с веществом на луче зрения.

Возможное преобладание в остатках сверхновых пылинок с экзотическими свойствами ставит под вопрос их роль в производстве «обычной» межзвездной пыли. Вторая проблема с признанием важности вклада сверхновых в производство пыли состоит в том, что пока неясно, насколько пыль, синтезированная в первые годы (столетия) после вспышки, способна в конечном итоге попасть в межзвездную среду. Когда расширяющаяся оболочка сверхновой сгребает массу окружающего вещества, сравнимую с массой оболочки, в остатке помимо прямой ударной волны, распространяющейся от места взрыва, появляется обратная ударная волна, распространяющаяся внутрь остатка [30]. Пыль, наблюдаемая в Cas A и в остатке сверхновой 1987A [31], находится пока *внутри* обратной ударной волны. Не исключено, что при последующей эволюции остатка обратная волна уничтожит большую часть синтезированной пыли. Следует, впрочем, отметить, что этот исход необязателен: наблюдения при помощи телескопа SOFIA позволили найти как минимум один остаток сверхновой, в котором значительное количество пыли сохранилось и после прохождения обратной ударной волны [32].

## **История вспышек сверхновых и эволюция пыли**

Проверить, действительно ли сверхновые могут вносить ощутимый вклад в производство и разрушение пыли, можно при помощи глобальных моделей эволюции межзвездной среды в галактике или индивидуальной области звездообразования (см., напри-

мер, [33]). При этом вклад индивидуальной сверхновой обычно достаточно учесть в упрощенном виде: задав определенную массу пыли, которая синтезируется при каждой вспышке, и массу газа, в которой отдельная сверхновая полностью разрушает пыль. Сложнее дело обстоит в описании истории вспышек. В случае сверхновых с коллапсом ядра (СС) темп вспышек в данный момент времени описывается интегралом

$$R_{\text{CC}}(t) = \int_{M_{\text{SN}}}^{M_{\text{max}}} \psi(t - \tau_M) \phi(M) dM,$$

где  $M$  — масса звезды;  $M_{\text{SN}}$  — минимальная начальная масса звезды, которая может взорваться как сверхновая с коллапсом ядра ( $\sim 10 M_{\odot}$ );  $M_{\text{max}}$  — максимально возможная масса звезды;  $\psi(t)$  — скорость звездообразования в момент времени  $t$ ;  $\tau_M$  — время жизни звезды массы  $M$ ;  $\phi(M)$  — начальная функция масс. При рассмотрении эволюции отдельной зоны звездообразования в течение первых нескольких миллионов лет вспышки сверхновых этого типа можно вообще не учитывать. При моделировании целой галактики на длительных интервалах времени можно считать, что эволюция темпа вспышек сверхновых примерно повторяет эволюцию скорости звездообразования.

Для сверхновых другого типа (термоядерных, SN Ia) такое простое рассмотрение уже не проходит, поэтому мы поговорим о них отдельно.

## Природа термоядерных сверхновых

Исключительная роль, которую сверхновые типа Ia играют в астрофизике, в том числе в понимании эволюции Вселенной, определяется в первую очередь тем, что они могут, с некоторыми оговорками, рассматриваться в качестве «стандартных свечей» и служить индикаторами космических расстояний. В частности, исследование SN Ia позволило установить факт ускоренного расширения Вселенной [34, 35]. Однако природа вспышек SN Ia до сих пор неясна. Консенсус существует лишь в том, что это явление, как впервые предположили Хойл и Фаулер [36], связано с термоядерными взрывами белых карликов (БК) в двойных системах. С современным состоянием проблемы можно познакомиться в обзорах [37–40].

Одной из важнейших характеристик SN Ia является т. н. распределение по времени задержки (delay-time distribution, DTD), кото-

рое характеризует интервал времени между образованием двойной системы и завершением ее эволюции как SN Ia (напомним, что SN Ia взрываются без остатка). Например, если в эллиптической галактике, сформировавшейся 10 млрд лет назад, произошла лишь короткая начальная вспышка звездообразования, очевидно, что в настоящее время SN Ia будут наблюдаться в ней только в случае, если существует механизм, обеспечивающий время жизни предсверхновой, сопоставимое с хаббловским временем. С другой стороны, в спиральных галактиках, где звездообразование происходит и в настоящее время, возможны вспышки термоядерных сверхновых, для которых характерны как малые, так и большие времена задержки.

Определение DTD является сложной спектроскопической и фотометрической задачей, требующей наблюдений SN Ia в галактиках со значительным красным смещением. В настоящее время экспериментальное распределение DTD базируется на наблюдениях SN Ia на  $z \lesssim 3$  [39]. На рис. 1 оно показано квадратиками с интервалами ошибок. Большие значения ошибок связаны с неопределенностями в определении возрастов галактик и истории звездообразования (например, в эллиптических галактиках возможно текущее низкоуровневое звездообразование), слиянием галактик со спутниками и т. д.

Теоретическое распределение DTD зависит от того, какой механизм (или механизмы) формируют популяцию предшественников SN Ia. На рис. 2 схематически представлена диаграмма эволюции тесных двойных систем (ТДС) малых и умеренных масс (исходные массы компонентов  $\lesssim (8-9) M_{\odot}$ ), ведущей к SN Ia. Более подробное описание можно найти в обзоре [38].

**Слияние белых карликов (double-degenerate, DD).** Большинство первичных (изначально более массивных) компонентов всех ТДС после ухода с главной последовательности заполняет полость Роша (ниже мы именуем звезды, теряющие вещество, донорами, а их спутники — аккреторами). Если масса будущего донора меньше  $\simeq 2.5 M_{\odot}$  и он заполняет полость Роша до загорания гелия в ядре, остаток звезды (ее ядро) превращается в гелиевый белый карлик. Остатками более массивных звезд являются невырожденные гелиевые звезды, которые после выгорания гелия в ядрах порождают углеродно-кислородные (CO) белые карлики.

Характер обмена веществом в ТДС зависит от отношения масс компонентов и наличия или отсутствия у донора глубокой конвективной оболочки. Примерно у 10 % ТДС обмен стабилен и приводит к увеличению расстояния между компонентами. Более интересны

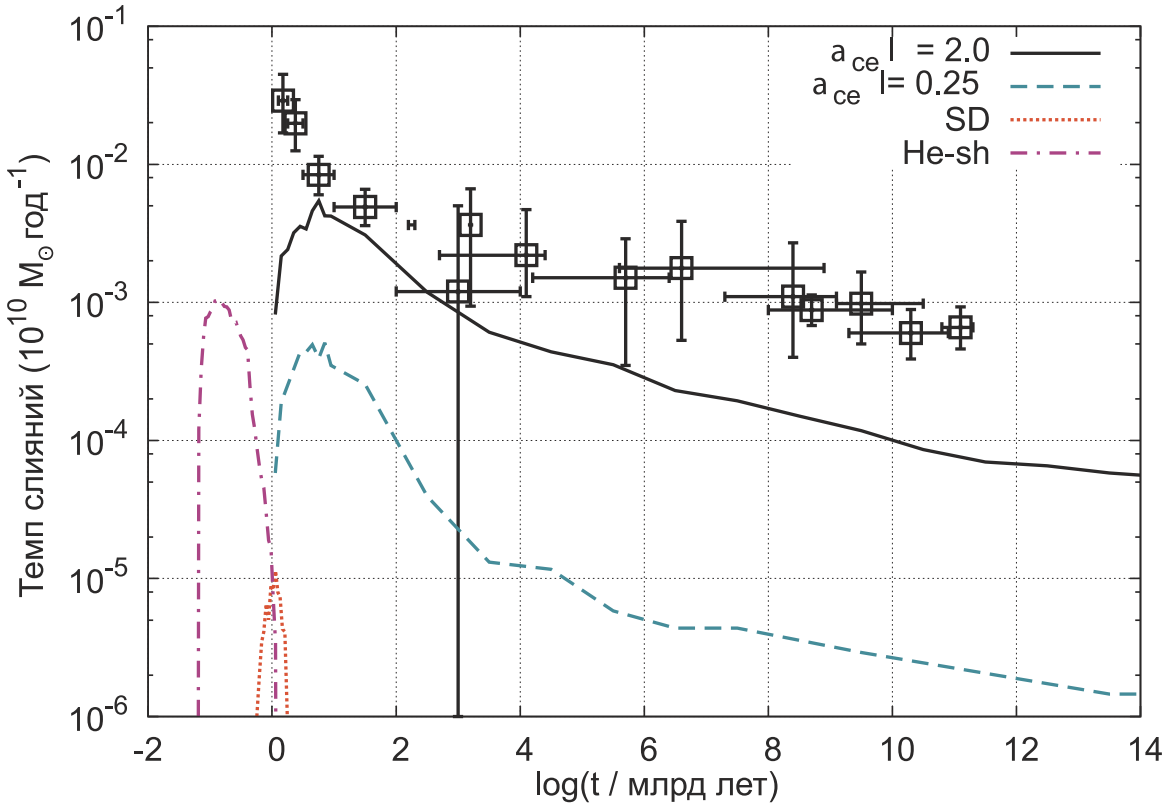


Рис. 1. Сравнение наблюдаемого (квадратики) [41, 42] и теоретических распределений DTD [Юнгельсон и Куранов, в печати]. Сплошная и штриховая линии соответствуют DD-сценарию с различными значениями  $\alpha_{ce}\lambda$ . Пунктирной и штрихпунктирной линиями показаны распределения DTD для различных вариантов SD-сценария

остальные  $\sim 90\%$  ТДС, в которых донор теряет вещество катастрофически (за время  $\sim (10^3-10^4)$  лет). Как правило, звезда-аккректор не в состоянии «усвоить» все выпадающее на нее вещество и вокруг звезд образуется т. н. общая оболочка. Если рассеяние оболочки происходит за счет орбитальной энергии системы, изменение расстояния между компонентами может быть описано уравнением [43, 44]

$$\frac{GM_d(M_d - M_c)}{\lambda R_L} = \alpha_{ce} \left( \frac{GM_a M_c}{2a_i} - \frac{GM_1 M_a}{2a_f} \right), \quad (1)$$

где  $M_d$  и  $M_a$  — исходные массы донора и аккректора соответственно;  $M_c$  — масса ядра донора;  $R_L$  — радиус полости Роша, равный радиусу звезды-донора;  $a_i$  и  $a_f$  — исходное и конечное расстояния между компонентами;  $\lambda$  — параметр порядка единицы, характеризующий энергию связи оболочки донора;  $\alpha_{ce}$  — т. н. параметр общих обо-

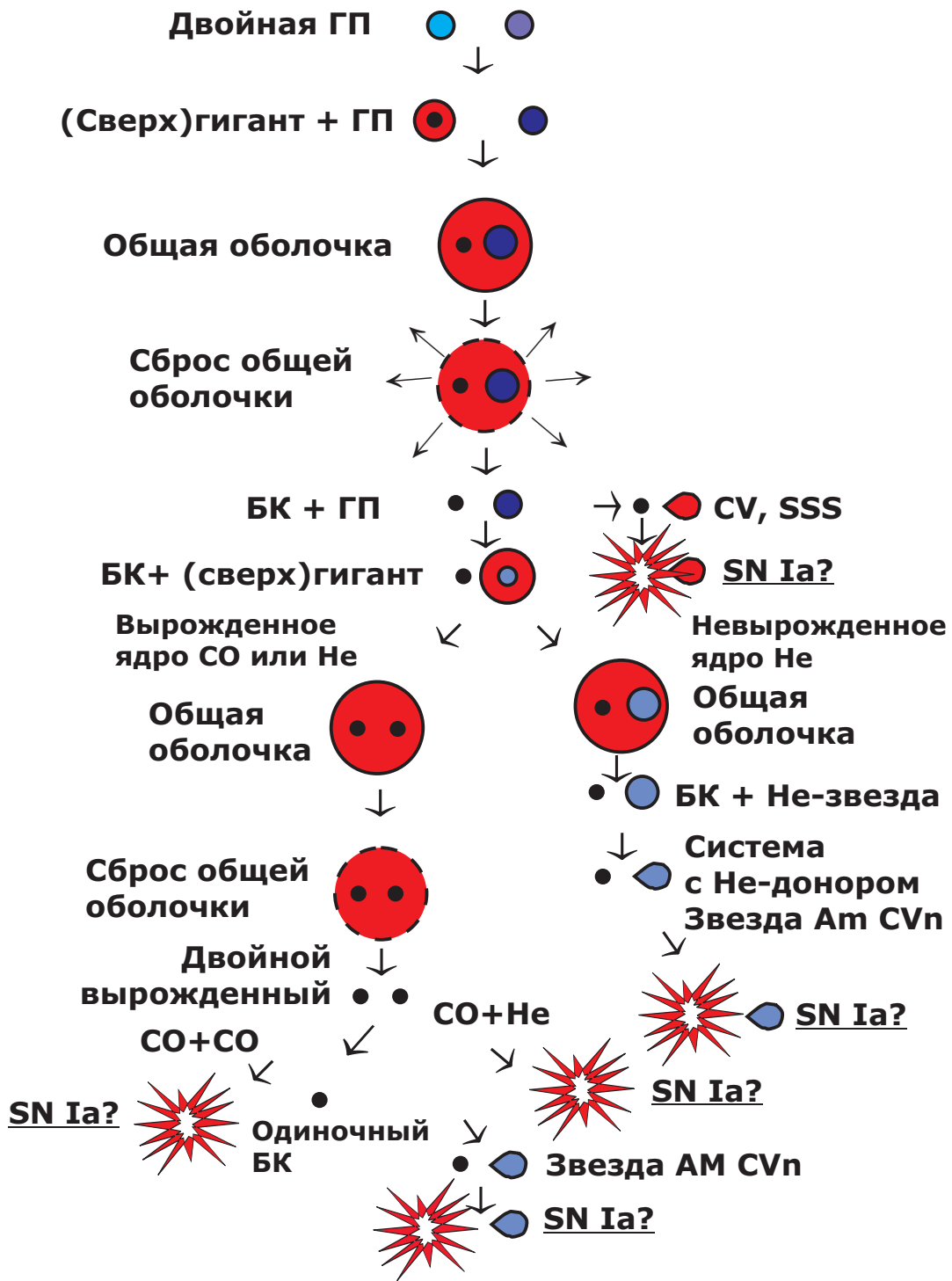


Рис. 2. Схематическая диаграмма эволюции тесных двойных систем, ведущей к SN Ia



лочек, характеризующий эффективность расходования орбитальной энергии на рассеяние общей оболочки. Решение этого уравнения

$$\frac{a_f}{a_i} = \frac{M_c}{M_d} \left( 1 + \frac{2a_i}{\lambda \alpha_{ce} R_L} \frac{M_1 - M_c}{M_a} \right)^{-1} \quad (2)$$

показывает, что в ходе выброса общей оболочки расстояние между компонентами может уменьшиться в 10—100 раз. Весьма приближенно можно считать, что  $a_f \propto \alpha_{ce} \lambda a_i$ . Наиболее убедительным эмпирическим свидетельством в пользу того, что некоторые двойные звезды проходят стадию общей оболочки, является существование катаклизмических переменных, в которых спутником звезды главной последовательности является углеродно-кислородный БК — бывшее ядро звезды асимптотической ветви гигантов (АВГ) с радиусом в сотни  $R_\odot$ .

Значение (2) зависит от произведения пока «неразделимых» параметров  $\alpha_{ce} \lambda$ . Параметр  $\alpha_{ce}$  на первый взгляд не должен превосходить 1. Но нерешенной проблемой является возможное существование дополнительных источников энергии, например, ядерных реакций, рекомбинации, аккреции на компактный объект. Величина  $\alpha_{ce}$  может зависеть от природы компонентов. Величина  $\lambda$  также неопределенна, так как, например, не вполне ясно, где разделяются «ядро» и «оболочка». Кроме того,  $\lambda$ , безусловно, изменяется в ходе эволюции звезды.

Поскольку трехмерные гидродинамические расчеты эволюции в общих оболочках пока представляют неразрешимую задачу, величина  $\alpha_{ce} \lambda$  может быть в лучшем случае откалибрована по наблюдениям хорошо ограниченных популяций двойных систем, например двойных БК с известными параметрами или предшественников катаклизмических переменных. Существующие оценки указывают, что  $\alpha_{ce} \lambda \lesssim 2$ . Современное состояние проблемы общих оболочек детально рассмотрено в работе [45].

Если расстояние между компонентами в общей оболочке уменьшается настолько, что ядро одного из них заполняет полость Роша, можно считать, что компоненты слились и образовалась новая одиночная звезда. Второй обмен веществом практически всегда сопровождается формированием общей оболочки. Если слияния не происходит, возникает двойной БК (левая ветвь сценария на рис. 2). Двойной БК обладает дипольным моментом и теряет момент импульса (угловой момент) за счет излучения гравитационных волн [46]. Вре-

$$t = 9.8 \times 10^6 \left( \frac{P_0}{1 \text{ ч}} \right)^{8/3} \left( \frac{\widehat{M}}{M_\odot} \right)^{-5/3} \text{ лет.} \quad (3)$$

Здесь  $\widehat{M} = \mu^{3/5} M^{2/5}$  — т. н. «чирп-масса»;  $M = M_1 + M_2$ ,  $\mu$  — приведенная масса системы; индексом 0 отмечено начальное значение орбитального периода двойного БК. Из (3) следует, что за 10 млрд лет могут прийти в контакт пары БК с  $P_0 \lesssim 13$  ч. Благодаря разбросу в значениях  $a_0$ ,  $M_1$  и  $M_2$  в парах БК их слияние может произойти за время в диапазоне от  $\simeq 30$  млн лет<sup>1</sup> до 10 млрд лет.

В ранних работах предполагалось, следуя [36, 43, 47–49], что для взрыва необходимо, чтобы оба карлика были углеродно-кислородными, а их общая масса превышала чандрасекаровскую ( $M_{\text{Ch}}$ ). В настоящее время взрывы SN Ia связывают и со слиянием СО- и Не-карликов с субчандрасекаровской общей массой, полагая, что при слиянии возникают условия для детонации в слое аккрецированного гелия, которая порождает сходящиеся к центру ударные волны, инициирующие детонацию СО-ядра (см. упомянутые выше обзоры).

Если менее массивный гелиевый БК после контакта устойчиво заполняет полость Роша, возможно накопление СО-карликом чандрасекаровской массы со взрывом SN Ia (ветвь AM CVn), но вероятность таких событий очень мала.

**Сценарии с одним аккрецирующим карликом (single-degenerate, SD).** Исторически первым был предложен сценарий накопления  $M_{\text{Ch}}$  БК-аккретором в результате устойчивого перетекания вещества в полуразделенной двойной системе с донором — звездой главной последовательности [50] или красным гигантом [51] — ветвь, отмеченная на рис. 2 как CV, SSS. Результативность данного сценария зависит от того, насколько эффективно аккретор аккумулирует вещество: водород, который перегорает в гелий, а гелий — в смесь углерода и кислорода. Диапазоны темпов аккреции, при которых возможно горение водорода или гелия в стабильном режиме или в режиме слабых вспышек, позволяющее увеличить массу БК, перекрываются преимущественно в случаях, когда донором является звезда главной последовательности с массой  $\sim 2 M_\odot$ , что обуславливает времена задержки порядка 1 млрд лет (см. рис. 1, на кото-

---

<sup>1</sup>Минимальное время формирования двойных БК.

ром показаны результаты расчетов для этого сценария согласно [52]). Подобные системы предварительно отождествляются с источниками сверхмягкого рентгеновского излучения.

Отметим, что существующие расчеты значительно различаются по принимаемым параметрам, например, эффективности аккумуляции вещества, условиям устойчивости обмена веществом, параметрами общих оболочек, реакцией на аккрецию и т. д. Несмотря на это, характерные задержки в SD-сценарии всегда приходятся на интервал от нескольких сотен миллионов лет до 2 млрд лет, и сценарий не может объяснить более  $\sim 10\%$  частоты SN Ia [53].

Другой сценарий с одним аккретором предполагает, что донором является невырожденная гелиевая звезда малой массы ( $0.35\text{--}1.0$ )  $M_{\odot}$  — остаток звезды с массой на начальной ГП больше  $\sim 2.5 M_{\odot}$ , заполнившей полость Роша до загорания гелия в ядре (ветвь «Невырожденное He-ядро» на рис. 2). При характерной скорости обмена веществом в подобных системах  $\sim 10^{-8} M_{\odot}$  в год возможна уже упоминавшаяся выше «двойная детонация»: гелий детонирует в оболочке после накопления  $\sim 0.1 M_{\odot}$  или даже меньшей массы вещества, а распространяющиеся к центру ударные волны инициируют детонацию CO-ядра [54]. Подобные системы могут быть относительно многочисленными, но, поскольку предшественники доноров массивны и время выгорания He в их ядрах не превышает нескольких сотен миллионов лет ( $T_{\text{He}} \approx 10^{7.15} (M_{\text{He}}/M_{\odot})^{-3.7}$ ), где  $M_{\text{He}}$  — масса гелиевой звезды [55]), для этих SN Ia характерны короткие времена задержки (кривая He-sh на рис. 1).

Принципиальная и, по-видимому, неразрешимая в обозримом будущем проблема сценария DD состоит в том, что стадии разрушения менее массивного карлика и динамической аккреции и релаксации сформировавшейся конфигурации до достижения квазистационарного состояния рассчитываются методом SPH, разрешение которого достигает в лучшем случае  $\sim 10^7$  см, а модели процесса ядерного горения оперируют масштабами вплоть до  $\sim 1$  см. SPH-расчеты позволяют, как правило, лишь установить, выполняется ли необходимое условие детонации — шкала времени энерговыделения  $\tau_{3\alpha}$  короче локальной динамической шкалы времени  $\tau_{\text{dyn}}$ . Необходимым и достаточным условием детонации является сверхзвуковая скорость распространения пламени. Если выполнение последнего условия не следует непосредственно из результатов расчетов процесса слияния карликов, о возможности детонации приходится судить по тому, насколько в продукте слияния вероятно спонтанное возник-

новение очагов горения. Параметры последних определяются пока только на основе одномерных расчетов. Другой проблемой сценария является вопрос о том, достаточно ли формируется двойных БК для объяснения большинства SN Ia.

С другой стороны, отсутствие остатков спутников у предполагаемых галактических исторических SN Ia, жесткие ограничения на массу богатого водородом околозвездного вещества, которое могло быть выброшено предшественниками SN Ia или при взрыве SN Ia [56], отсутствие (за одним предполагаемым исключением [57]) свидетельств взаимодействия выброса SN Ia со спутником, дефицит источников сверхмягкого рентгеновского излучения по сравнению с требуемым для объяснения частоты SN Ia в SD-сценарии, определенные проблемы в воспроизведении наблюдаемых характеристик SN Ia в SD-сценарии [37, 58, 59] делают слияние двойных БК, для которых DTD перекрывает весь интервал хаббловского времени, наиболее вероятным механизмом SN Ia, способным объяснить их взрывы в галактиках всех морфологических типов.

## Заключение

Сверхновые с коллапсом ядра могут выступать как в роли источников, так и в роли разрушителей пыли. Производство и разрушение пыли при вспышках может начаться уже через несколько миллионов лет после начала звездообразования в галактике. Баланс процессов производства и разрушения пылевых частиц можно оценить только при помощи численного моделирования. В индивидуальной области звездообразования (ОЗО) в первые миллионы лет ее существования действием сверхновых с коллапсом ядра можно пренебречь. «Местных» сверхновых к этому времени в ОЗО еще не будет. Вероятность же попадания в ОЗО предсверхновой из другой области (например, как убегающей звезды) крайне мала, поскольку время перемещения из одной ОЗО в другую, скорее всего, будет больше времени жизни предсверхновой.

Расчеты и наблюдения показывают, что при вспышках термоядерных сверхновых пыль в заметных количествах не производится [60, 61] и в эволюции содержания пыли они играют только разрушительную роль. Как видно из рис. 1, после начала эпизода звездообразования первые вспышки термоядерных сверхновых происходят не ранее чем через несколько десятков миллионов лет. Это означает, что в данной ОЗО вспышки SN Ia, порожденные сформировавшими

мися в ней двойными системами, существенного вклада в разрушение пыли внести не успеют. Однако с самого начала существования ОЗО в ней могут происходить вспышки термоядерных сверхновых, предшественники которых образовались в ходе предыдущих эпизодов звездообразования. Таким образом, термоядерные сверхновые могут оказаться своеобразной «миной замедленного действия» для галактической пыли.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 14-02-00604.

## Библиографические ссылки

1. *Gehrz R.* Sources of Stardust in the Galaxy // *Interstellar Dust* / ed. by L. J. Allamandola, A. G. G. M. Tielens : IAU Symposium. — 1989. — Vol. 135. — P. 445.
2. *McKee C.* Dust Destruction in the Interstellar Medium // *Interstellar Dust* / ed. by L. J. Allamandola, A. G. G. M. Tielens : IAU Symposium. — 1989. — Vol. 135. — P. 431.
3. *Jones A. P., Tielens A. G. G. M., Hollenbach D. J., McKee C. F.* Grain destruction in shocks in the interstellar medium // *Astrophys. J.* — 1994. — Vol. 433. — P. 797–810.
4. *Magnelli B., Lutz D., Santini P. et al.* A Herschel view of the far-infrared properties of submillimetre galaxies // *Astron. Astrophys.* — 2012. — Vol. 539. — P. A155. 1202.0761.
5. *Santini P., Maiolino R., Magnelli B. et al.* The dust content of high-z submillimeter galaxies revealed by Herschel // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 518. — P. L154. 1005.5678.
6. *Di Criscienzo M., Dell’Agli F., Ventura P. et al.* Dust formation in the winds of AGBs: the contribution at low metallicities // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2013. — Vol. 433. — P. 313–323. 1304.7120.
7. *Elíasdóttir Á., Fynbo J. P. U., Hjorth J. et al.* Dust Extinction in High-z Galaxies with Gamma-Ray Burst Afterglow Spectroscopy: The 2175 Å Feature at  $z = 2.45$  // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 697. — P. 1725–1740. 0810.2897.
8. *Casey C. M., Narayanan D., Cooray A.* Dusty star-forming galaxies at high redshift // *Physics Reports.* — 2014. — Vol. 541. — P. 45–161. 1402.1456.

9. *Rowlands K., Dunne L., Dye S. et al.* Herschel-ATLAS: properties of dusty massive galaxies at low and high redshifts // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 441. — P. 1017–1039. 1403.2994.
10. *Rowlands K., Gomez H. L., Dunne L. et al.* The dust budget crisis in high-redshift submillimetre galaxies // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 441. — P. 1040–1058. 1403.2995.
11. *Michalowski M. J., Murphy E. J., Hjorth J. et al.* Dust grain growth in the interstellar medium of  $5 < z < 6.5$  quasars // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 522. — P. A15. 1006.5466.
12. *Krasnokutski S. A., Rouillé G., Jäger C. et al.* Formation of Silicon Oxide Grains at Low Temperature // *Astrophys. J.* — 2014. — Vol. 782. — P. 15. 1312.5517.
13. *Костюкова Л. В., Прудских В. В., Щекинов Ю. А.* О насыщении бетатронного ускорения пылевых частиц за фронтами ударных волн // *Астрон. журн.* — 2010. — Vol. 87. — P. 54–60.
14. *Mattsson L., Andersen A. C., Munkhammar J. D.* On the dust abundance gradients in late-type galaxies — I. Effects of destruction and growth of dust in the interstellar medium // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 423. — P. 26–37. 1201.3375.
15. *Draine B. T., Salpeter E. E.* Destruction mechanisms for interstellar dust // *Astrophys. J.* — 1979. — Vol. 231. — P. 438–455.
16. *Sankrit R., Williams B. J., Borkowski K. J. et al.* Dust Destruction in a Non-radiative Shock in the Cygnus Loop Supernova Remnant // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 712. — P. 1092–1099.
17. *Arendt R. G., Dwek E., Blair W. P. et al.* Spitzer Observations of Dust Destruction in the Puppis A Supernova Remnant // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 725. — P. 585–597.
18. *Tappe A., Rho J., Reach W. T.* Shock Processing of Interstellar Dust and Polycyclic Aromatic Hydrocarbons in the Supernova Remnant N132D // *Astrophys. J.* — 2006. — Vol. 653. — P. 267–279. astro-ph/0609133.
19. *Tappe A., Rho J., Boersma C., Micelotta E. R.* Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Processing in the Blast Wave of the Supernova Remnant N132D // *Astrophys. J.* — 2012. — Vol. 754. — P. 132.
20. *Rho J., Andersen M., Tappe A. et al.* PAH and Dust Processing in Supernova Remnants // *EAS Publications Series* / ed. by C. Joblin, A. G. G. M. Tielens : EAS Publications Series. — 2011. — Vol. 46. — P. 169–175.

21. *Arendt R. G.* An infrared survey of Galactic supernova remnants // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1989. — Vol. 70. — P. 181–212.
22. *Clayton D. D.* Precondensed matter — Key to the early solar system // *Moon and Planets.* — 1978. — Vol. 19. — P. 109–137.
23. *Dwek E., Werner M. W.* The infrared emission from supernova condensates // *Astrophys. J.* — 1981. — Vol. 248. — P. 138–151.
24. *Dwek E., Hauser M. G., Dinerstein H. L. et al.* Physical processes and infrared emission from the Cassiopeia A supernova remnant // *Astrophys. J.* — 1987. — Vol. 315. — P. 571–579.
25. *Lagage P. O., Claret A., Ballet J. et al.* Dust formation in the Cassiopeia A supernova. // *Astron. Astrophys.* — 1996. — Vol. 315. — P. L273–L276.
26. *Dunne L., Eales S., Ivison R. et al.* Type II supernovae as a significant source of interstellar dust // *Nature.* — 2003. — Vol. 424. — P. 285–287. [astro-ph/0307320](#).
27. *Krause O., Birkmann S. M., Rieke G. H. et al.* No cold dust within the supernova remnant Cassiopeia A // *Nature.* — 2004. — Vol. 432. — P. 596–598. [astro-ph/0412092](#).
28. *Dwek E.* The Detection of Cold Dust in Cassiopeia A: Evidence for the Formation of Metallic Needles in the Ejecta // *Astrophys. J.* — 2004. — Vol. 607. — P. 848–854. [astro-ph/0401074](#).
29. *Dunne L., Maddox S. J., Ivison R. J. et al.* Cassiopeia A: dust factory revealed via submillimetre polarimetry // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2009. — Vol. 394. — P. 1307–1316. [0809.0887](#).
30. *Chevalier R. A.* The interaction of supernovae with the interstellar medium // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1977. — Vol. 15. — P. 175–196.
31. *Indebetouw R., Matsuura M., Dwek E. et al.* Dust Production and Particle Acceleration in Supernova 1987A Revealed with ALMA // *Astrophys. J. Lett.* — 2014. — Vol. 782. — P. L2. [1312.4086](#).
32. *Lau R. M., Herter T. L., Morris M. R. et al.* Old supernova dust factory revealed at the Galactic center // *Science.* — 2015. — Vol. 348. — P. 413–418. [1503.07173](#).
33. *Dwek E.* The Evolution of the Elemental Abundances in the Gas and Dust Phases of the Galaxy // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 501. — P. 643. [astro-ph/9707024](#).

34. *Riess A. G., Filippenko A. V., Challis P. et al.* Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant // *Astron. J.* — 1998. — Vol. 116. — P. 1009–1038.
35. *Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G. et al.* Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae // *Astrophys. J.* — 1999. — Vol. 517. — P. 565–586.
36. *Hoyle F., Fowler W. A.* Nucleosynthesis in Supernovae // *Astrophys. J.* — 1960. — Vol. 132. — P. 565.
37. *Hillebrandt W., Kromer M., Röpke F. K., Ruiter A. J.* Towards an understanding of Type Ia supernovae from a synthesis of theory and observations // *Frontiers of Physics.* — 2013. — Vol. 8. — P. 116–143. 1302.6420.
38. *Postnov K. A., Yungelson L. R.* The Evolution of Compact Binary Star Systems // *Living Reviews in Relativity.* — 2014. — Vol. 17. — P. 3. 1403.4754.
39. *Maoz D., Mannucci F., Nelemans G.* Observational Clues to the Progenitors of Type Ia Supernovae // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2014. — Vol. 52. — P. 107–170. 1312.0628.
40. *Ruiz-Lapuente P.* New approaches to SNe Ia progenitors // *New Astron. Rev.* — 2014. — Vol. 62. — P. 15–31. 1403.4087.
41. *Totani T., Morokuma T., Oda T. et al.* Delay Time Distribution Measurement of Type Ia Supernovae by the Subaru/XMM-Newton Deep Survey and Implications for the Progenitor // *Publ. Astron. Soc. Jpn.* — 2008. — Vol. 60. — P. 1327–. 0804.0909.
42. *Maoz D., Sharon K., Gal-Yam A.* The Supernova Delay Time Distribution in Galaxy Clusters and Implications for Type-Ia Progenitors and Metal Enrichment // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 722. — P. 1879–1894. 1006.3576.
43. *Webbink R. F.* Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae // *Astrophys. J.* — 1984. — Vol. 277. — P. 355.
44. *de Kool M.* Common envelope evolution and double cores of planetary nebulae // *Astrophys. J.* — 1990. — Vol. 358. — P. 189–195.
45. *Ivanova N., Justham S., Chen X. et al.* Common envelope evolution: where we stand and how we can move forward // *Astron. Astrophys. Rev.* — 2013. — Vol. 21. — P. 59. 1209.4302.



46. *Peters P. C., Matthews J.* Gravitational Radiation from Point Masses in a Keplerian Orbit // *Phys. Rev.* — 1963. — Vol. 131. — P. 435.
47. *Webbink R. F.* The formation of the white dwarfs in close binary systems // *IAU Colloq. 53: White Dwarfs and Variable Degenerate Stars* / ed. by H. M. van Horn, V. Weidemann. — 1979. — P. 426—447.
48. *Тутуков А. В., Юнгельсон Л. Р.* Эволюционные сценарии для тесных двойных звезд малых и умеренных масс // *Науч. инф.* — 1981. — Т. 49. — С. 3.
49. *Iben I., Tutukov A. V.* Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass (M not greater than about 9 solar masses) // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1984. — Vol. 54. — P. 335—372.
50. *Schatzman E.* White dwarfs and type I supernovae // *Star Evolution* / ed. by L. Gratton. — 1963. — P. 389—+.
51. *Whelan J., Iben I. Jr.* Binaries and Supernovae of Type I // *Astrophys. J.* — 1973. — Vol. 186. — P. 1007—1014.
52. *Yungelson L. R.* Evolution of the number of accreting white dwarfs with shell nuclear burning and the SNe Ia rate // *Astronomy Letters.* — 2010. — Vol. 36. — P. 780—787. 1006.4451.
53. *Nelemans G., Toonen S., Bours M.* Theoretical Delay Time Distributions // *IAU Symposium* / ed. by R. Di Stefano, M. Origo, M. Moe : IAU Symposium. — 2013. — Vol. 281. — P. 225—231. 1204.2960.
54. *Livne E.* Successive detonations in accreting white dwarfs as an alternative mechanism for type I supernovae // *Astrophys. J.* — 1990. — Vol. 354. — P. L53—L55.
55. *Iben I., Tutukov A. V.* On the evolution of close binaries with components of initial mass between 3 solar masses and 12 solar masses // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1985. — Vol. 58. — P. 661—710.
56. *Chomiuk L., Soderberg A. M., Chevalier R. A. et al.* A Deep Search for Prompt Radio Emission from Thermonuclear Supernovae with the Very Large Array // *ArXiv e-prints.* — 2015. 1510.07662.
57. *Marion G. H., Brown P. J., Vinkó J. et al.* SN~2012cg: Evidence for Interaction Between a Normal Type Ia Supernova and a Non-Degenerate Binary Companion // *ArXiv e-prints.* — 2015. 1507.07261.

58. *Sim S. A., Seitenzahl I. R., Kromer M. et al.* Synthetic light curves and spectra for three-dimensional delayed-detonation models of Type Ia supernovae // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2013. — Vol. 436. — P. 333—347. 1308.4833.
59. *Fink M., Kromer M., Seitenzahl I. R. et al.* Three-dimensional pure deflagration models with nucleosynthesis and synthetic observables for Type Ia supernovae // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2014. — Vol. 438. — P. 1762—1783. 1308.3257.
60. *Nozawa T., Maeda K., Kozasa T. et al.* Formation of Dust in the Ejecta of Type Ia Supernovae // *Astrophys. J.* — 2011. — Vol. 736. — P. 45. 1105.0973.
61. *Gomez H. L., Clark C. J. R., Nozawa T. et al.* Dust in historical Galactic Type Ia supernova remnants with Herschel // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 420. — P. 3557—3573. 1111.6627.

## ДИНАМИКА РЕЗОНАНСНЫХ АСТЕРОИДОВ

Данная работа посвящена обзору динамики астероидов, сближающихся с Землей и движущихся в окрестности орбитальных резонансов с большими планетами. Рассмотрены основные резонансные характеристики — критический аргумент и резонансная щель. На ряде примеров показано, каким образом геометрия резонанса влияет на наличие или отсутствие тесных сближений с соответствующей планетой.

The paper deals with survey of dynamics of Near-Earth asteroids moving in vicinity of mean-motion resonances with planets. The basic resonance characteristics are critical argument and resonance band. The set of examples demonstrates the resonance geometry influence on presence or absence of close encounters with appropriate planet.

### Введение

В 1866 г. американский астроном Д. Кирквуд заметил, что в поясе астероидов очень мало объектов с некоторыми определенными значениями периода обращения вокруг Солнца  $P$ , которые составляли бы  $1/3$ ,  $2/5$ ,  $1/2$  периода Юпитера. Позже было обнаружено, что с соизмеримостью средних движений могут быть связаны не только люки, но и сгущения в распределении астероидов. Характерным примером такого сгущения являются троянцы и греки — астероиды, движущиеся в резонансе  $1/1$  с Юпитером. Долгое время считали, что ни одна другая планета, кроме Юпитера, не может иметь своих троянцев. Открытие астероида 5 261 Eureka показало, что это не так: 5 261 Eureka, марсианский троянец, движется в окрестности треугольной точки либрации  $L_5$ , отставая от Марса на  $\sim 60^\circ$ . Первым астероидом, обнаруженным вблизи резонанса  $1/1$  с Землей, является 3 753 Cruithne [1]. В настоящее время известно несколько астероидов, движущихся в окрестности резонанса  $1/1$  с Венерой, Землей и Марсом, их движение изучается многими исследователями [2–12]. В качестве примера на рис. 1 показаны орбиты астероидов 2 002 VE68 (а), 3 753 Cruithne (б), 5 261 Eureka (в) и 588 Achilles (г), движущихся в

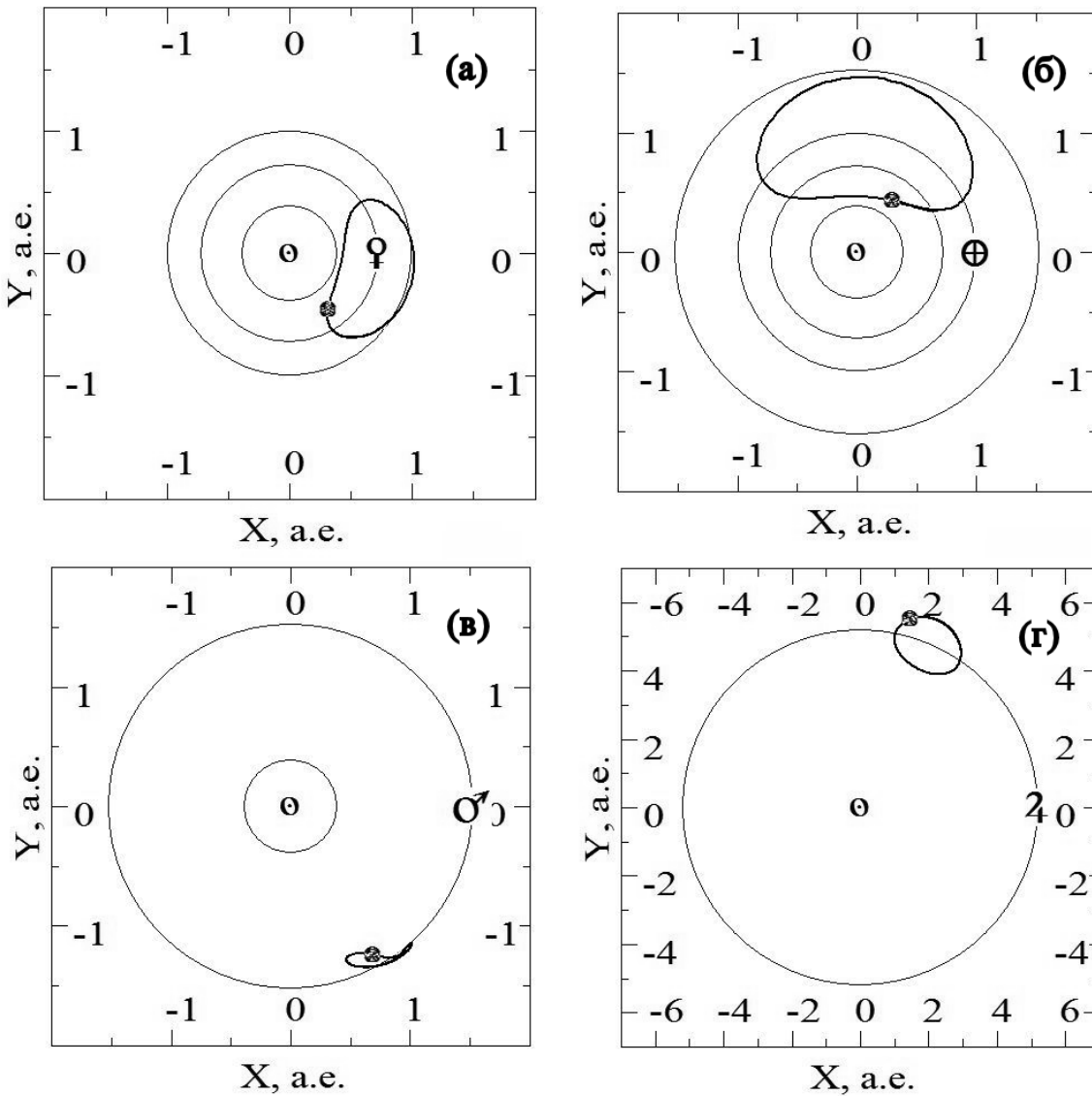


Рис. 1. Проекция на плоскость эклиптики орбит больших планет и астероидов 2002 VE68 (а), 3753 Cruithne (б), 5261 Eureka (в) и 588 Achilles (г) в гелиоцентрической системе координат, вращающейся с угловой скоростью Венеры, Земли, Марса и Юпитера соответственно

окрестности резонанса 1/1 с Венерой, Землей, Марсом и Юпитером соответственно.

Исследование орбитальных резонансов в движении АСЗ представляет особый интерес, поскольку устойчивые резонансы позволяют сохранять определенные геометрические конфигурации в относительном движении астероида и больших планет [13]. А это при благоприятных начальных условиях может служить защитным механизмом от тесных сближений [14].

# Резонансные характеристики

В данной работе исследуются резонансы, определяемые соизмеримостью средних движений исследуемого астероида и большой планеты. В качестве основных резонансных характеристик традиционно рассматриваются резонансная щель и критический аргумент.

Если существует соизмеримость средних движений астероида и планеты, то конфигурация данной системы характеризуется периодичностью. В этом случае взаимные возмущения, обусловленные конфигурацией системы, будут иметь один и тот же период, что усиливает возмущения [15]. Усиление возмущений происходит в момент соединения астероида и планеты, поэтому основным является выражение для долготы соединения и, следовательно, критический (резонансный) аргумент будет иметь вид  $\beta = k_0\lambda_0 - k_j\lambda_j - (k_0 - k_j)\omega_0 - (k_0 - k_j)\Omega_0$ , где  $\lambda_0, \lambda_j$  — средние долготы астероида и  $j$ -й планеты;  $\omega_0$  — аргумент перицентра астероида;  $\Omega_0$  — долгота восходящего узла астероида.

В качестве еще одной резонансной характеристики используется производная критического аргумента, так называемая резонансная щель. Согласно работе [16] будем считать, что астероид движется в  $\alpha$ -резонансе  $k_j/k_0$  с  $j$ -й планетой, если  $\alpha = k_0n_0 - k_jn_j$  есть малая величина. Здесь  $n_0, n_j$  — средние движения соответственно астероида и  $j$ -й планеты;  $k_0, k_j$  — целые числа. Величину  $\alpha$  будем называть резонансной полосой или «щелью», а под порядком резонанса будем понимать число  $k = k_0 + k_j$ .

Будем считать, что астероид движется в окрестности резонанса, если  $\alpha$  и  $\beta$  колеблются около значения точной соизмеримости, так что  $|\beta - \beta_{mean}| \leq 180^\circ$  и  $|\alpha| \leq \alpha_{max}$ ;  $\beta_{mean}$  — центр либраций критического аргумента; величина  $\alpha_{max}$  характеризует границы резонансного движения и определяется по максимальной амплитуде колебаний критического аргумента  $\beta$ .

## Малые знаменатели. Критический аргумент

Исследование поведения критического аргумента является важной составляющей в изучении резонансного движения, поэтому остановимся на этом понятии более подробно. Кроме того, рассмотрим связанную с критическим аргументом проблему малых знаменателей.

Эффект малых знаменателей был открыт французским астрономом и математиком П.-С. Лапласом [17] при попытке решить проблему «неправильностей» в системе Солнце—Юпитер—Сатурн, которая заключалась в том, что движение Юпитера и Сатурна не удавалось объяснить с помощью существующих в то время аналитических теорий.

Рассмотрим возмущенную задачу двух тел. В этом случае уравнения Эйлера для оскулирующих элементов орбиты [18] можно записать в виде

$$\frac{d\varepsilon_{0k}}{dt} = \sum_{j=1}^N m_j E_j^{(k)}(t|\varepsilon_{0k}|\varepsilon_{jk}), \quad (1)$$

где  $\varepsilon_{0k}$  — элементы оскулирующей орбиты астероида;  $\varepsilon_{jk}$  — элементы оскулирующей орбиты  $j$ -й планеты;  $m_j$  — масса  $j$ -й планеты;  $t$  — время;  $E_j^{(k)}$  — некоторая функция времени и двенадцати оскулирующих элементов  $\varepsilon_{0k}$  и  $\varepsilon_{jk}$ .

Каждая функция  $E_j^{(k)}$  может быть представлена шестикратным рядом Фурье по синусам и косинусам сложного аргумента

$$\varphi = k_0\lambda_0 - k_j\lambda_j + l_1\omega_0 + l_2\omega_j + l_3\Omega_0 + l_4\Omega_j, \quad (2)$$

где  $k_0, k_j, l_1, l_2, l_3, l_4$  — целые числа;  $\lambda_i = M_i + \varpi_i = n_i(t - \tau_i) + \varpi_i$  — средняя долгота;  $M_i$  — средняя аномалия;  $\varpi_i$  — долгота перицентра;  $t$  — время;  $\tau_i$  — время прохождения через перицентр;  $\Omega_i$  — долгота восходящего узла;  $\omega_i$  — аргумент перицентра;  $i$  принимает значения «0» или « $j$ », причем индекс «0» относится к астероиду, индекс « $j$ » — к планете. Мы можем записать

$$E_j^{(k)} = A_j^{(k,0)} + \sum_{\bar{k}} \left[ A_j^{(k,\bar{k})} \cos \varphi + B_j^{(k,\bar{k})} \sin \varphi \right], \quad (3)$$

где коэффициенты зависят от больших полуосей, эксцентриситетов и наклонов;  $\bar{k}$  означает всю совокупность шести индексов, суммирование производится по всем этим индексам, так что каждый из них принимает все значения от  $-\infty$  до  $\infty$  таким образом, чтобы все индексы одновременно не равнялись нулю.

Считая в первом приближении все коэффициенты  $A$  и  $B$  постоянными, после интегрирования уравнений (1) получим

$$\varepsilon_k = \sum_{j=1}^N m_j \left[ A_j^{(k,0)}(t - t_0) + \sum_{\bar{k}} \frac{A_j^{(k,\bar{k})} \cos \varphi + B_j^{(k,\bar{k})} \sin \varphi}{k_0 n_0^{(0)} - k_j n_j^{(0)}} \right]. \quad (4)$$

Полученное решение содержит вековую и периодическую часть. При этом каждый отдельный периодический член имеет период

$$T_{k_0, k_j} = \frac{2\pi}{k_0 n_0^{(0)} - k_j n_j^{(0)}}. \quad (5)$$

В зависимости от величины периода периодические члены делятся на короткопериодические и долгопериодические.

В случае если средние движения астероида и  $j$ -й планеты рационально почти соизмеримы, то при интегрировании уравнений Эйлера появляется малый делитель  $k_0 n_0 - k_j n_j$  и амплитуда данного периодического члена может оказаться значительной. Вследствие этого члены, содержащие малые делители, нельзя не учитывать при построении аналитической теории. В случае орбитального резонанса соответствующий аргумент  $\varphi$  будет колебаться около некоторого центра (при отсутствии соизмеримости аргумент циркулирует). Такой аргумент называют критическим или резонансным [13, 15, 19].

В ряде работ критический аргумент рассматривается в качестве основной характеристики резонанса. В работе [20] приводится следующее определение резонансного астероида: астероид является резонансным, если его критический аргумент либрирует или медленно циркулирует (период циркуляции больше чем 1000 лет). Аналогичного определения придерживаются авторы работы [21]: к резонансным относятся астероиды, критический аргумент которых колеблется около неподвижного или смещающегося центра либрации. Однако резонансными могут быть астероиды, для которых в течение длительного времени сохраняется малая резонансная щель, но они не проходят через значение точной соизмеримости. В таком случае критический аргумент будет циркулировать [22]. Поэтому для исследования резонанса лучше использовать обе характеристики: резонансную щель и критический аргумент.

## Геометрия резонанса

В данной работе исследуется движение АСЗ в окрестности резонансов низких порядков с большими планетами. При рассмотрении таких движений особое значение имеет геометрия резонанса, так как устойчивые геометрические конфигурации могут служить защитным механизмом от сближений. В описании геометрии резонанса мы будем следовать монографии [13].

Рассмотрим механизм резонанса с геометрической точки зрения на примере движения астероида в резонансе 2/1 с Юпитером.

На рис. 2 показаны относительные конфигурации астероида 26 166 1995 QN3 и Юпитера, такие что в начальный момент времени  $t_0 = 2454188.5$  Юпитер и астероид находятся в соединении и астероид расположен в перигелии своей орбиты (рис. 2, *a*). Так как они находятся в резонансе 2/1, то астероид проходит два полных периода, тогда как Юпитер — один. Будем рассматривать положения через одну четверть периода Юпитера. Относительное положение астероида и Юпитера в момент времени  $t = 2455269.5$  показано на рис. 2 *b*, в этот момент астероид находится в афелии, а Юпитер прошел  $\frac{1}{4}$  орбиты. Хотя наитеснейшее сближение между орбитами находится в афелии орбиты астероида, Юпитер в этот момент находится далеко от астероида. Аналогичная ситуация повторяется, когда Юпитер достигает этой позиции в момент времени  $t = 2456392.5$ , но астероид уже будет в перигелии (рис. 2, *c*). В момент времени  $t = 2457392.5$  астероид возвращается в опасную точку, но Юпитера там нет (рис. 2, *d*). Когда  $t = t_0 + T_J$ , конфигурация орбиты совпадает с конфигурацией, показанной на рис. 2, *a* (за  $T_J$  принимается период Юпитера). Таким образом, хотя в данном случае и появляется возможность для тесного сближения и больших возмущений от Юпитера в афелии орбиты астероида, такие сближения благодаря резонансному механизму не происходят. Это пример устойчивого равновесия между Юпитером и астероидом.

Действительно, если мы рассмотрим случай, когда соединения Юпитера и астероида происходят в афелии орбиты астероида (рис. 3), то мы получим неустойчивое равновесие: при тесном сближении сильные воздействия будут повторяться каждый период Юпитера.

Различие между устойчивой и неустойчивой геометрической конфигурацией хорошо видны во вращающейся системе координат. На рис. 4 представлены орбиты астероидов 26 166 1995 QN3 и 2 000 PF5 на интервале времени (2005—3000 гг.). Окружностями показаны расстояния до Земли, Марса и Юпитера.

Рассмотрим геометрию резонанса для более общего случая. Будем рассматривать плоское круговое движение двух тел вокруг центральной планеты. Допустим, что

$$\frac{n'}{n} = \frac{p}{p+q}, \quad (6)$$



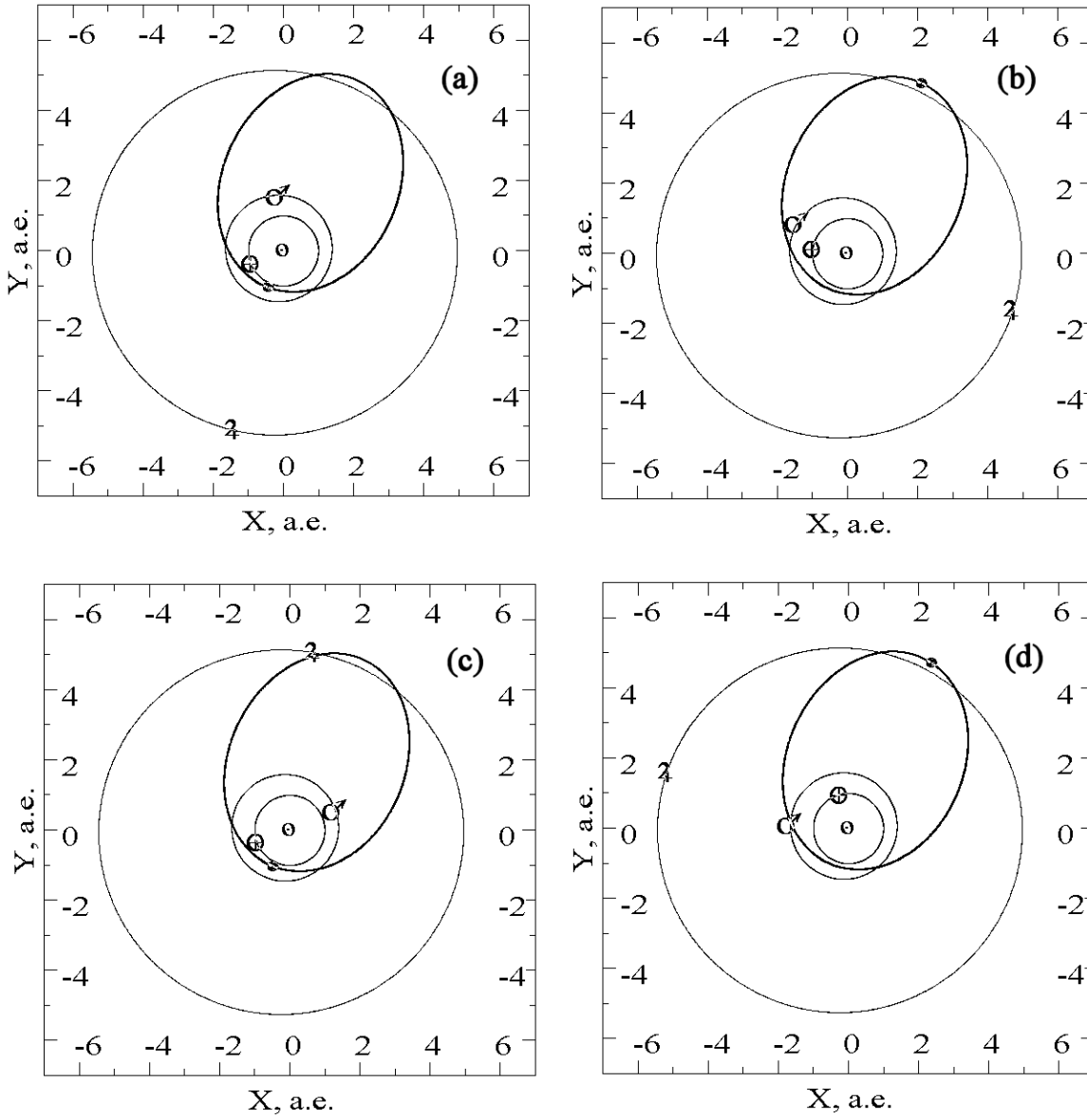


Рис. 2. Относительные положения Юпитера и астероида 26 166 1995 QN3. Конфигурации на моменты времени (a)  $t_0 = 2\,454\,188.5$ , (b)  $t = t_0 + \frac{1}{4}T_J$ , (c)  $t = t_0 + \frac{1}{2}T_J$  и (d)  $t = t_0 + \frac{3}{4}T_J$

где  $n$  и  $n'$  — средние движения внутреннего и внешнего объекта соответственно;  $p$  и  $q$  — целые числа. Если соединение между двумя объектами происходит в момент времени  $t = 0$ , тогда следующее соединение произойдет, когда

$$nt - n't = 2\pi \quad (7)$$

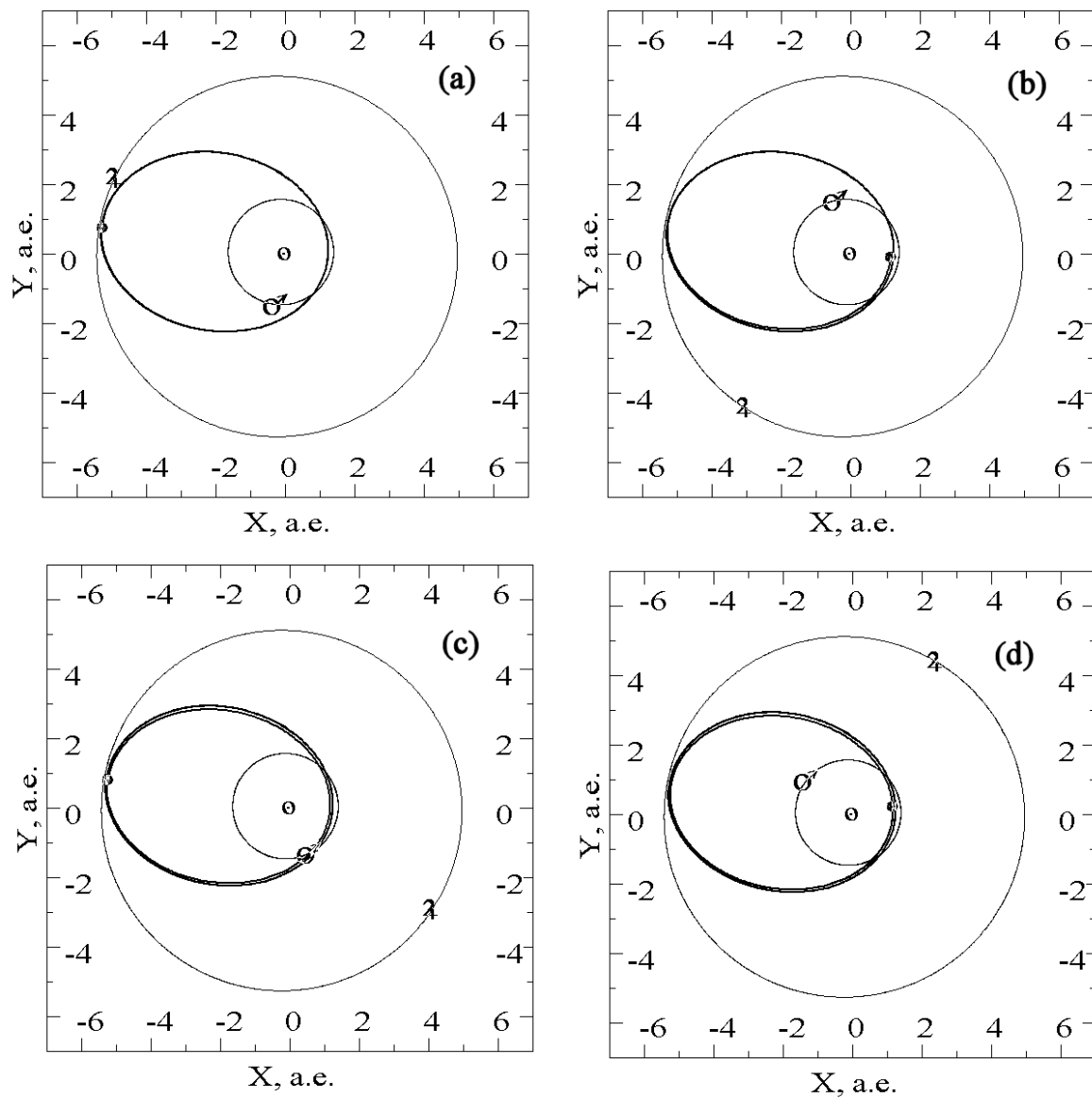


Рис. 3. Относительные положения Юпитера и астероида 2000 PF5. Конфигурации на моменты времени (a)  $t_0 = 2448\,633.5$ , (b)  $t = t_0 + \frac{1}{4}T_J$ , (c)  $t = t_0 + \frac{1}{2}T_J$  и (d)  $t = t_0 + \frac{3}{4}T_J$

и период  $T_{con}$  между последовательными соединениями

$$T_{con} = \frac{2\pi}{n - n'}. \quad (8)$$

Но  $p(n - n') = qn'$  и, следовательно,

$$T_{con} = \frac{p}{q} \frac{2\pi}{n'} = \frac{p}{q} T' = \frac{p+q}{q} T, \quad (9)$$

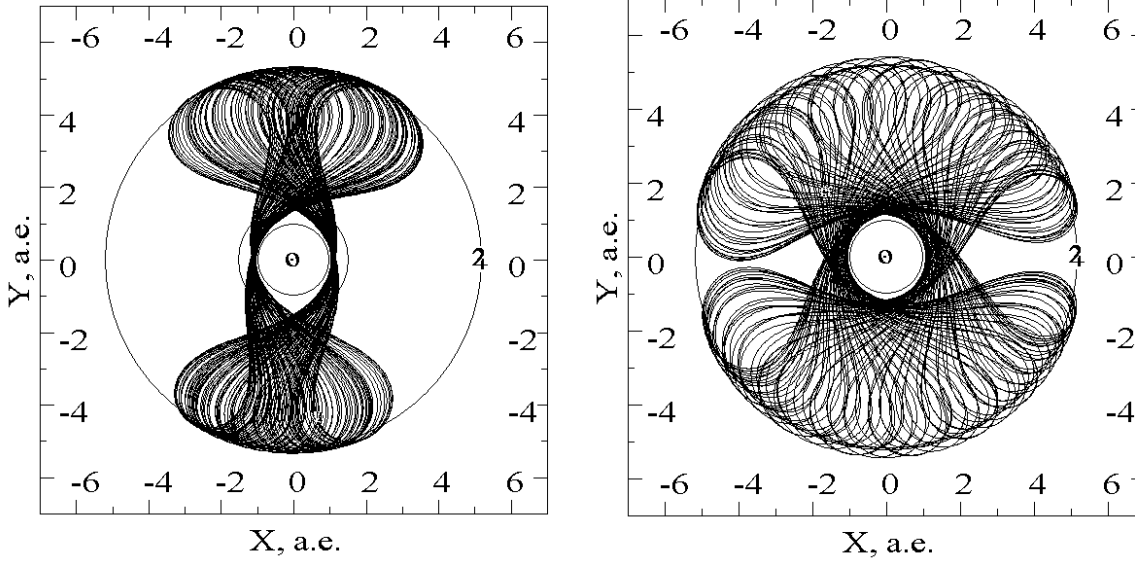
26166 1995 QN32000 PF5

Рис. 4. Проекция орбит астероидов 26 166 1995 QN3 и 2 000 PF5 на плоскость эклиптики в системе координат, вращающейся с угловой скоростью Юпитера

где  $T$  и  $T'$  — орбитальные периоды двух тел. Следовательно,

$$qT_{con} = pT' = (p + q)T. \quad (10)$$

Если  $q = 1$ , то каждый объект совершает целое число оборотов между последовательными соединениями и каждое соединение происходит на одной и той же долготе. Если  $q = 2$ , то только каждое второе соединение происходит на той же долготе и т. д.

Рассмотрим случай, когда  $e = 0$ ,  $e' \neq 0$  и  $\dot{\omega}' \neq 0$ , где  $e$  — эксцентриситет;  $\omega$  — долгота перицентра (штрих относится к параметрам орбиты внешнего объекта). Если резонансное отношение

$$(p + q)n' - pn - q\dot{\omega}' = 0 \quad (11)$$

удовлетворяется, то мы можем записать

$$\frac{n' - \dot{\omega}'}{n - \dot{\omega}'} = \frac{p}{p + q}, \quad (12)$$

где  $n' - \dot{\omega}'$  и  $n - \dot{\omega}'$  — относительные движения, их можно рассматривать как средние движения в системе координат, которая движется со скоростью перицентра внешнего тела. В этой системе координат орбита внешнего тела неподвижна.

Теперь, если  $q = 1$ , каждое соединение происходит в тех же точках на орбите внешнего тела, но так как орбита внешнего тела смещается, то долгота в инерциальном пространстве будет изменяться. Если  $q = 2$ , тогда каждое второе соединение имеет место в тех же точках на орбите и т. д.

Если выполняется резонансное соотношение (11), то соответствующий резонансный аргумент имеет вид

$$\varphi = (p + q)\lambda' - p\lambda - q\varpi'. \quad (13)$$

В соединении двух объектов  $\lambda = \lambda'$  мы имеем

$$\varphi = q(\varpi' - \lambda') = q(\varpi' - \lambda), \quad (14)$$

где  $\lambda$  и  $\lambda'$  — средние долготы внутреннего и внешнего объекта соответственно. Таким образом,  $\varphi$  — мера отклонения долготы соединения от перицентра орбиты внешнего тела.

Рассмотрим геометрические конфигурации астероид—планета для различных эксцентриситетов и резонансов. На рис. 5—7 показаны проекции орбит астероидов на плоскость эклиптики в системе координат, вращающейся с угловой скоростью Юпитера (рис. 5, 6) и Марса (рис. 7), для различных резонансов первого и второго порядка (под порядком резонанса в данном случае понимается величина  $q$ ). Эксцентриситет орбит астероидов принимает значения  $e \approx 0.1$ ,  $e \approx 0.2$  и  $e \approx 0.3$ . Рисунки 1—7 получены с помощью прикладной программной системы «Ассоль» [23]. Начальные элементы орбит были взяты из каталога Е. Боуэлла.

Орбита астероида во вращающейся системе координат иллюстрирует связь между резонансом и частотой соединения с внешним или внутренним телом. В случае когда астероид находится в резонансе  $p + q/p$  с внешним телом, соединения повторяются через каждые  $p + q$  периодов астероида. Однако когда астероид в резонансе  $p/p + q$  с внутренним телом, то соединения повторяются через каждые  $p$  периодов астероида.

На рис. 5—7 видна одна интересная особенность — формирование петель траектории во вращающейся системе координат. Это происходит в апоцентре орбиты внутреннего тела и перицентре орбиты внешнего тела. Так как конфигурация повторяется через  $p + q$  и  $p$  оборотов астероида во внешнем резонансе  $p + q/p$  и во внутреннем резонансе  $p/p + q$  соответственно, то число петель равно  $p + q$  и  $p$  в каждом случае (под внешним резонансом в данном случае понимается резонанс с внешним телом, под внутренним резонансом —

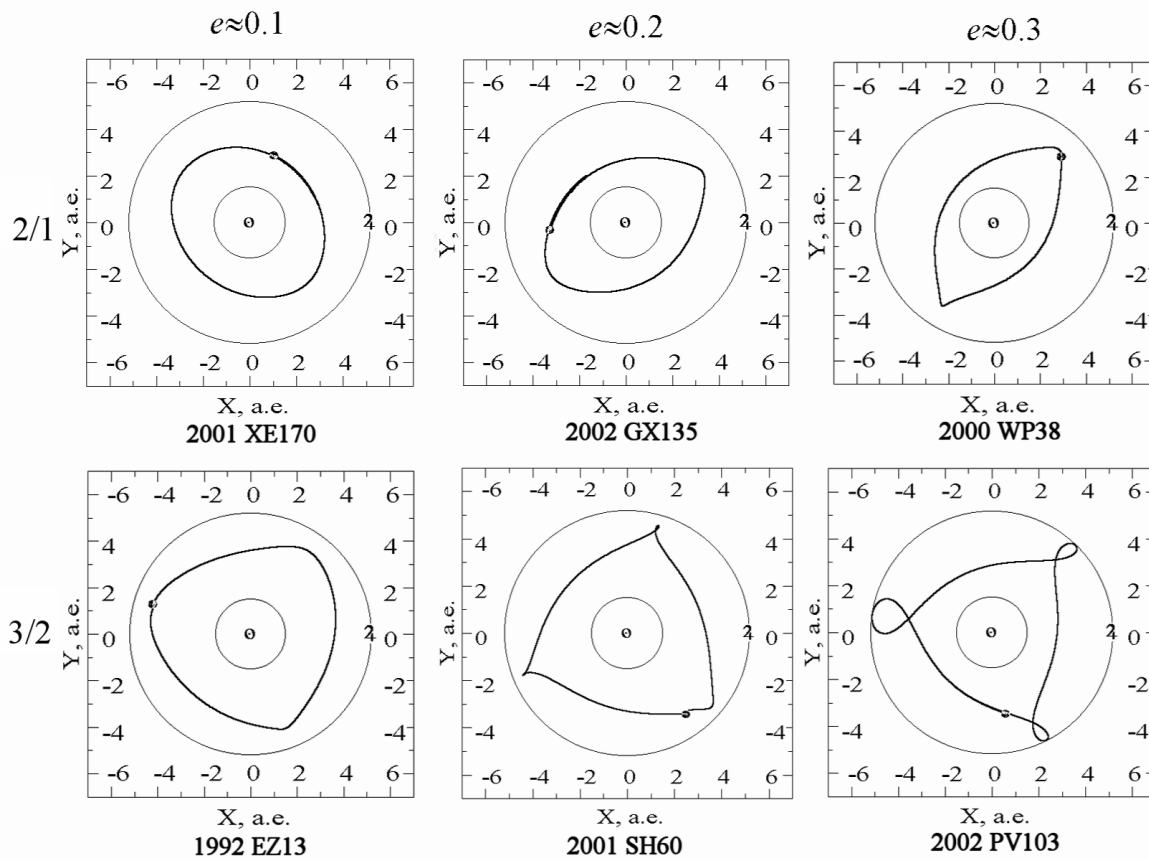


Рис. 5. Проекция орбит астероидов на плоскость эклиптики в системе координат, вращающейся с угловой скоростью Юпитера, для резонансов 2/1 и 3/2 с Юпитером

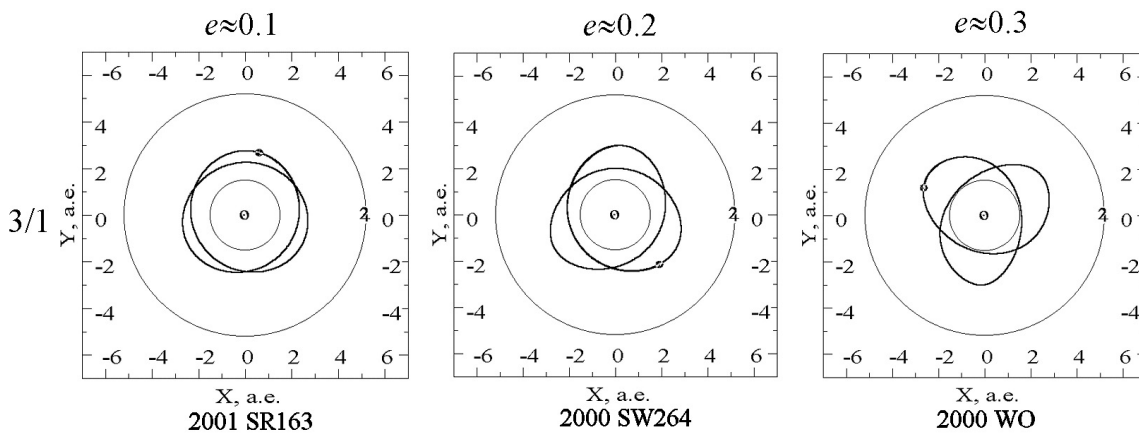


Рис. 6. Проекция орбит астероидов на плоскость эклиптики в системе координат, вращающейся с угловой скоростью Юпитера, для резонанса 3/1 с Юпитером

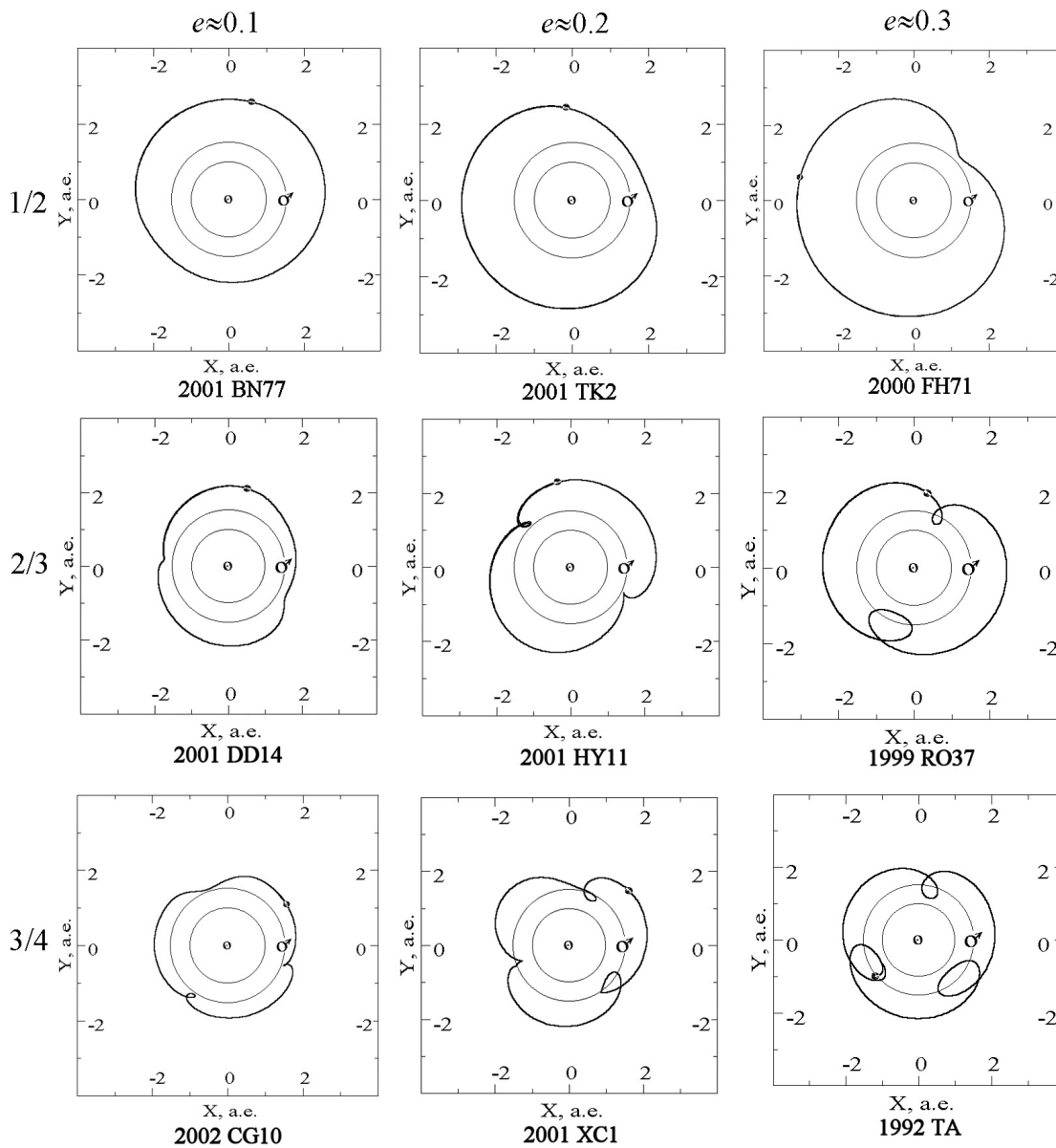


Рис. 7. Проекция орбит астероидов на плоскость эклиптики в системе координат, вращающейся с угловой скоростью Марса, для резонансов 1/2, 2/3 и 3/4 с Марсом

резонанс с внутренним телом). В особом случае при критическом значении эксцентриситета астероида его угловая скорость в некоторой точке орбиты совпадает с угловой скоростью возмущающего тела, в этом случае на траектории возникает «точка возврата». При больших значениях эксцентриситета астероида в этот момент времени орбита во вращающейся системе координат образует обратную петлю. Легко показать, что для внутренней и внешней орбит «точка

возврата» образуется при значениях  $e$  и  $e'$  соответственно, которые удовлетворяют кубическим уравнениям:

$$(1 + e)^3 = \left[ \frac{p + q}{p} \right]^2 (1 - e), \quad (15)$$

$$(1 - e')^3 = \left[ \frac{p}{p + q} \right]^2 (1 + e'). \quad (16)$$

Например, решение уравнения (15) дает значения для критического эксцентриситета  $e$  для внутреннего резонанса  $2/1$ ,  $3/2$  соответственно 0.365; 0.211. Эти значения соответствуют поведению, показанному на рис. 5.

## Заключение

Наблюдения планет и астероидов показывают наличие в Солнечной системе большого числа соизмеримостей между средними движениями планет и астероидов. Говорят, что астероид и планета движутся вблизи некоторой соизмеримости, если периоды обращений астероида и планеты относятся между собой приблизительно как взаимно простые малые числа. Такую соизмеримость обычно называют орбитальным резонансом. Явление резонанса можно охарактеризовать величиной резонансной щели и критическим аргументом. Следует заметить, что порядка 15–20 % АСЗ движутся в окрестности различных орбитальных резонансов с планетами [24–26]. Причем резонансы оказывают существенное влияние на движение и орбитальную эволюцию этих интересных примеров. Рассмотренная на примерах геометрия резонанса наглядно показывает, как устойчивые резонансные соотношения могут защищать астероид от сближений с соответствующей планетой. С другой стороны неустойчивая соизмеримость средних движений приводит к регулярным сближениям и, как следствие, к хаотичности движения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 15–02–02868а.

## Библиографические ссылки

1. *Wiegert P. A., Innanen K. A., Mikkola S.* The Orbital Evolution of Near-Earth Asteroid 3753 // *Astron. J.* — 1998. — Vol. 115. — P. 2604–2613.

2. *Tancredi G.* An Asteroid in a Earth-like Orbit // Dynamics of Comets and Asteroids and their Role in / ed. by S. Yabushita, J. Henrard. — 1998. — P. 119.
3. *Tabachnik S. A., Evans N. W.* Asteroids in the inner Solar system — I. Existence // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2000. — Vol. 319. — P. 63–79. astro-ph/0005400.
4. *Mikkola S., Brassier R., Wiegert P., Innanen K.* Asteroid 2002 VE68, a quasi-satellite of Venus // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2004. — Vol. 351. — P. L63–L65.
5. *Taylor P. A., Margot J.-L., Nicholson P. D. et al.* Properties of Horseshoe Object 2000 PH5 From Radar Observations // AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts # 36 : Bulletin of the American Astronomical Society. — 2004. — Vol. 36. — P. 1181.
6. *Morais M. H. M., Morbidelli A.* Population of NEAs in Coorbital Motion with Venus // AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts # 37 : Bulletin of the American Astronomical Society. — 2005. — Vol. 37. — P. 637.
7. *Connors M., Stacey G., Brassier R., Wiegert P.* A survey of orbits of co-orbitals of Mars // Planet. Space Sci. — 2005. — Vol. 53. — P. 617–624.
8. *Быкова Л. Е., Галушина Т. Ю.* Исследование либрационных движений АСЗ в окрестности резонанса 1/1 с большими планетами // Астероидно-кометная опасность-2005 : Материалы все-рос. конф., Санкт-Петербург, 3–7 окт. 2005 г. — СПб. : СПбГУ, 2005. — С. 79–82.
9. *Wajer P.* Dynamical evolution of Earths quasi-satellites: 2004 GU9 and 2006 FV35 // Icarus. — 2010. — Vol. 209. — P. 488–493.
10. *Christou A. A., Asher D. J.* A long-lived horseshoe companion to the Earth // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2011. — Vol. 414. — P. 2965–2969. 1104.0036.
11. *Галушина Т. Ю.* Исследование вероятностной орбитальной эволюции астероидов в окрестности резонанса 1:1 с Землей // Эколог. вестн. науч. центров Черномор. эконом. сотрудничества. — 2013. — Т. 4, вып. 2. — С. 31–36.
12. *de la Fuente Marcos C., de la Fuente Marcos R.* Asteroid 2013 ND15: Trojan companion to Venus, PHA to the Earth // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2014. — Vol. 439. — P. 2970–2977. 1401.5013.



13. *Мюррей К., Дермотт С.* Динамика Солнечной системы. — М. : ФИЗМАТЛИТ, 2009. — С. 588.
14. *Быкова Л. Е.* Резонансные астероиды, сближающиеся с Землей // Физика космоса : Тр. 32-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 3—7 февр. 2003 г. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2003. — С. 22—40.
15. *Гринберг Р.* Орбитальный резонанс в движении естественных спутников // Спутники планет / ред. Дж. Бернс. — М., 1980. — С. 189—202.
16. *Гребеников Е. А., Рябов Ю. А.* Резонансы и малые знаменатели в небесной механике. — М. : Наука, 1978. — С. 128.
17. *Laplace P. S.* Traité de mécanique céleste, t.t. 1, 2. — P., 1799.
18. *Дубошин Г. Н.* Небесная механика. Основные задачи и методы. — М. : Наука, 1968. — С. 800.
19. *Красинский Г. А.* Квазипериодические и периодические решения // Малые планеты / ред. Н. С. Самойлова-Яхонтова. — М., 1973. — С. 151—203.
20. *Yoshikawa M.* Motions of asteroids at the Kirkwood Gaps. II - On the 5:2, 7:3, and 2:1 resonances with Jupiter // Icarus. — 1991. — Vol. 92. — P. 94—117.
21. *Hahn G., Lagerkvist C.-I., Lindgren M., Dahlgren M.* Orbital evolution studies of asteroids near the 5:2 mean motion resonance with Jupiter // Astron. Astrophys. — 1991. — Vol. 246. — P. 603—618.
22. *Чеботарев Г. А.* Структура кольца малых планет // Малые планеты / ред. Н. С. Самойлова-Яхонтова. — М., 1973. — С. 151—203.
23. *Быкова Л. Е., Галушина Т. Ю.* Прикладной программный комплекс «ИДА» для исследования динамики астероидов // Изв. вузов. Физика. — 2012. — Т. 55, вып. 10/2. — С. 89—96.
24. *Алтынбаев Ф. Х.* Исследование устойчивости резонансного характера движения астероидов групп Аполлона, Амура, Атона // Вестн. Самар. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки. — 2004. — Т. 26. — С. 71—78.
25. *Быкова Л. Е., Галушина Т. Ю.* Астероиды, сближающиеся с Землей и движущиеся в окрестности резонансов низких порядков с большими планетами // Изв. вузов. Физика. Приложение. Небесная механика и прикладная астрономия. — 2006. — Т. 49(2). — С. 5—16.

26. *Галушина Т. Ю.* Перечень астероидов, сближающихся с Землей и движущихся в окрестности орбитальных резонансов низких порядков с внутренними планетами // Вестн. ТГУ. Математика и механика. — 2011. — Т. 4(16). — С. 61—69.

**СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ,  
ВЫПОЛНЕННЫЕ В ТЕЧЕНИЕ ПЕРВЫХ ПЯТИ ЛЕТ  
РАБОТЫ 1.2-м АЛЬТ-АЗИМУТАЛЬНОГО ТЕЛЕСКОПА  
КОУРОВСКОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ УРАЛЬСКОГО ФЕДЕРАЛЬНОГО  
УНИВЕРСИТЕТА**

Представлены основные результаты спектральных исследований различных объектов, выполненные на оптоволоконном эшелле-спектрометре 1.2-м телескопа в период 2011—2015 гг.

The main results of spectral researches of various objects, executed on the fiber-optical echelle-spectrometer of the 1.2-m telescope in the period of 2011—2015 are presented.

Весной 2010 г. в Коуровской астрономической обсерватории был установлен альт-азимутальный телескоп с диаметром главного зеркала 1.2 м [1]. В середине этого же года телескоп был оснащен оптоволоконным эшелле-спектрометром высокого разрешения ( $R = 30\,000$ ), собранным по схеме белого зрачка и изготовленным в лаборатории астроспектроскопии САО РАН [2]. В качестве светоприемного устройства использована ПЗС-камера с чипом E2V 40-42 ( $2\,048 \times 2\,028$ , 13.5 мкм), охлаждаемым до температуры жидкого азота системой замкнутого цикла CRYOTIGER. ПЗС-камера, система управления и программное обеспечение были спроектированы и изготовлены в отделе перспективных разработок САО РАН. Питание спектрометра осуществлено через один из фокусов Несмита ( $F = 11$  м) 1.2-м телескопа.

Уже первые пробные наблюдения, проведенные в начале 2011 г., показали превосходное качество получаемых эшелле-спектров, что явилось следствием использования в оптическом тракте спектрометра элементов высокого качества, конструктивной возможности проведения их точной юстировки, а также реализации схемы белого зрачка. Выявленные в процессе эксплуатации спектрометра некоторые недостатки конструкции подвесной части были исправлены инженерной группой обсерватории [3].

Первые научные результаты были получены в 2011—2012 гг. в процессе проведения спектральных наблюдений затменной переменной звезды  $\text{CC Cas}$  ( $\sim 7^m$ ) [4]. Это первые спектры данной звезды, полученные с помощью ПЗС-приемника. До этого имелись только фотографические данные и одна серия спектров, полученная с помощью фотоэлектрического приемника излучения — ретикон. В результате данного исследования были уточнены значения масс обоих компонентов этой затменной звезды, при этом удалось достичь существенного уточнения значения массы вторичного компонента.

Во время полного лунного затмения 10 декабря 2011 г. был получен ряд спектров высокого разрешения фрагмента лунной поверхности в районе кратера Тихо. На основе измерений абсорбций  $\text{O}_2$ ,  $\text{O}_4$  в красной области спектра была произведена оценка степени рассеяния солнечных лучей в атмосфере Земли в районе Южного полюса при касательных траекториях [5].

На основе наблюдений спектрально-двойной звезды HD 37737, выполненных на эшелле-спектрометре 1.2-м телескопа в 2012 г., а также спектров, полученных на 6-м телескопе САО РАН и 2.1-м телескопе KPNO определены орбитальные и физические параметры видимого компонента, уточнен орбитальный период системы, получена нижняя оценка массы вторичного компонента [6].

В 2013—2014 гг. был получен ряд спектров затменной переменной с массивными компонентами раннего спектрального класса  $\text{SZ Cam}$  ( $\sim 7^m$ ), являющейся кратной системой. Полученные значения лучевых скоростей компонентов в совокупности с данными из литературы и результатами наблюдений на 6-м телескопе САО РАН позволили уточнить массу третьего спектрально-двойного тела в системе  $\text{SZ Cam}$  и период обращения его компонентов [7].

На основе данных, полученных на 1.2-м телескопе Коуровской обсерватории и на 6-м телескопе САО РАН, а также архивных наблюдений, выполненных на спектрометрах высокого разрешения в оптическом диапазоне в течение 20 лет, проведено уточнение орбитального периода двойной звезды Ве Хербига HD 200775. Показано, что основная часть излучения линии  $\text{H}_\alpha$  образуется в веществе, связанном с более массивным компонентом этой системы [8].

С целью выяснения возможностей проведения спектральных исследований с высоким разрешением «слабых» ( $m > 8^m$ ) объектов на 1.2-м телескопе Коуровской обсерватории в 2013—2015 гг. были проведены наблюдения короткопериодической затменной переменной звезды  $\text{AM Leo}$  ( $9.6\text{--}10.2^m$ ), которая ранее мало исследовалась

спектроскопически. Для получения достаточно большого отношения сигнал/шум в спектрах проводилось суммирование спектральных данных, полученных на одинаковых фотометрических фазах. В результате были найдены оценки масс компонентов AM Leo, а также сделано предположение о влиянии пятенной структуры на поверхности компонентов на определение их лучевых скоростей [9].

Работы выполнены на оборудовании уникальной научной установки «Коуровская астрономическая обсерватория». Часть работ проведена при финансовой поддержке государства в лице Министерства образования и науки Российской Федерации (уникальный идентификатор проекта RFMEFI59114X0003), а также базовой части государственного задания, РК № 01201465056, проектной части государственного задания № 3.1781.2014/К, уникальный идентификатор проекта RFMEFI59114X0003; соглашение № 14.619.21.0004, идентификатор проекта RFMEFI61914X0004.

## Библиографические ссылки

1. Горда С. Ю., Захарова П. Е., Крушинский В. В., Кузнецов Э. Д. 1.2-м альт-азимутальный телескоп Коуровской обсерватории // Физика космоса : Тр. 40-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 31 янв. — 4 февр. 2011 г. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2011. — С. 110.
2. Panchuk V. E., Yushkin M. V., Yakopov M. V. High-resolution fiber-fed spectrographs // Astrophysical Bulletin. — 2011. — Vol. 66. — P. 355—370.
3. Krushinsky V. V., Popov A. A., Punanova A. F. Upgrade of the fiber-fed spectrograph of the Kourovka Astronomical Observatory // Astrophysical Bulletin. — 2014. — Vol. 69. — P. 497—505.
4. Gorda S. Y. CCD spectrophotometry of CC Cas. I. Radial velocity curves // Astrophysical Bulletin. — 2013. — Vol. 68. — P. 101—106.
5. Ugolnikov O. S., Punanova A. F., Krushinsky V. V. Trajectory retrieval and component investigations of the southern polar stratosphere based on high-resolution spectroscopy of the totally eclipsed moon surface // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. — 2013. — Vol. 116. — P. 67—74. 1205.5167.

6. *Alexeeva S. A., Sobolev A. M., Gorda S. Y. et al.* Orbital and physical parameters of the spectroscopic binary HD37737 // *Astrophysical Bulletin*. — 2013. — Vol. 68. — P. 169–176.
7. *Gorda S. Y.* Results of a long-term monitoring of the multiple system SZ Cam // *Astronomy Letters*. — 2015. — Vol. 41. — P. 276–288.
8. *Bisyarina A. P., Sobolev A. M., Gorda S. Y., Parfenov S. Y.* Optical spectroscopic monitoring of the Herbig Be binary star HD 200775: New maximum of activity and refinement of the orbital period // *Astrophysical Bulletin*. — 2015. — Vol. 70. — P. 299–309.
9. *Gorda S. Y.* Spectrometric and photometric study of the eclipsing variable AM Leo. — 2016.— In press.

## ПРОТОПЛАНЕТНЫЕ ДИСКИ

Теория предсказывает, что из остатков протозвездного облака около молодой звезды формируется газопылевой диск. Со временем из вещества диска может образоваться планетная система. Процессы, протекающие в протопланетных дисках, оказывают существенное влияние на параметры зарождающихся планет. В работе представлены современные достижения теории о протопланетных дисках, а также проведен обзор наблюдательных данных, полученных с помощью наземных и космических телескопов [1].

A theory predicts that a gas and dust disk around a young star are forming from remnants of a protostar cloud. Over time, a planetary system can originate from the disk material. Processes occurring in the protoplanetary disks have a significant impact on the parameters of the incipient planets. The paper presents the latest achievements of the theory of the protoplanetary disk, as well as a review of observational data obtained by ground-based and space telescopes.

### Введение

Многие молодые звезды окружены околозвездными газопылевыми дисками, которые образуются из остатков протозвездного облака в процессе звездообразования. Протопланетный диск поглощает излучение звезды и переизлучает его в инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах спектра. Однако диск также может светить и в оптике за счет рассеяния излучения звезды мелкими пылинками. Первые данные о поведении молодых звезд в ИК-диапазоне были получены в работе [2]. Все 26 объектов, изученные в данной работе, показывали ИК избытки в спектральном распределении энергии, что свидетельствовало о присутствии пыли в окрестностях этих звезд.

Получение прямых изображений протопланетных дисков в оптике стало возможным с появлением крупных наземных и космических телескопов (VLT и Hubble). Полученные изображения дисков имеют

различную ориентацию к картинной плоскости, в большинстве случаев асимметричную форму. Некоторые диски наблюдаются практически с ребра [3–5] и др. Ряд дисков наблюдается под малым углом к картинной плоскости, с полюса [6–9] и др.

На изображениях протопланетных дисков были выявлены различные асимметричные структуры: спиральные волны [7, 10–12], кольцеобразные полости [13], яркие кольца [14], центральная полость, свободная от вещества [15], изгибы [16] и плотные сгустки [17]. Существование таких неоднородностей может быть следствием неразрешенных объектов в центральных частях диска. В литературе их часто связывают с процессом формирования планетных систем [18–20].

Исследования динамики и состояние вещества протопланетных дисков проводятся с помощью численного моделирования. Особое внимание уделяется при этом взаимодействию с веществом диска маломассивных объектов или компонентов двойной системы. Для расчетов часто используются два подхода: метод SPH (smoothed particle hydrodynamic) [21–23] и конечно-разностные схемы [24–27]. Сравнение результатов моделирования с наблюдениями позволяет объяснить неравномерность распределения вещества в протопланетных дисках. Данные исследования служат инструментом для построения теории формирования планетных систем.

Техника наблюдений и инструменты постоянно совершенствуются, растут и требования к моделям. Несмотря на существенный прогресс последних десятилетий, в области исследования протопланетных дисков остается еще масса неразрешенных вопросов. Данный обзор содержит сведения о современных достижениях науки в этой области знаний.

## Структура дисков

Как было сказано выше, в спектральном распределении энергии молодых звезд с дисками наблюдаются ИК избытки излучения, которые связаны с излучением нагретой звездой пыли. В связи с этим ИК избытки являются важными источниками информации о распределении мелкой пыли в протопланетных дисках. Расчеты показали, что избытки в дальней и средней ИК областях спектра наилучшим образом могут быть описаны с помощью модели расходящегося диска [28]. В этой модели отношение геометрической толщины диска к текущему расстоянию до центра медленно увеличивается с функци-



ей расстояния:

$$h = h_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^\beta, \quad (1)$$

где  $h$  — толщина диска;  $r$  — радиус диска;  $h_0$  и  $r_0$  — начальные значения этих параметров,  $\beta = 5/4, 9/8$ . При этом поверхностный слой диска, нагретый прямым излучением звезды, представляет собой горячую атмосферу диска [29]. Дополнительное излучение в ближней ИК области возникает в результате увеличения геометрической толщины диска в зоне интенсивной сублимации пыли [30]. В таких моделях внутренняя часть диска до радиуса порядка 1 а. е. не содержит пыли, а вблизи радиуса сублимации пыли располагается возмущенная стенка, которая нагревается прямым излучением звезды и дает избыток в ближней ИК области спектра. Такая стенка может быть стабилизирована давлением оптически тонкого газа в центральной области диска и центробежной силой.

Размеры протопланетных дисков определяют по их изображениям в рассеянном свете, по эмиссии пыли в миллиметровом диапазоне и по эмиссии в линиях СО. Разные техники определения размера дают отличающиеся результаты. Дело в том, что в рассеянном свете и линиях СО светится тонкий слой горячей атмосферы над поверхностью диска, тогда как центральная плоскость диска видна в миллиметровом континууме. Размеры протопланетных дисков варьируются от нескольких сотен до тысячи а. е. (см., например, [4, 31, 32]). В данном вопросе важную роль играет окружение молодой звезды: у отдельно расположенных звезд диски обширнее, чем у звезд в тесных скоплениях, периферия дисков которых разрушается соседними звездами.

По эмиссии в миллиметровом диапазоне оценивают массу пыли в диске, затем задают отношение массы пыли к массе газа (обычно, как в межзвездной среде 1 : 100) и определяют общую массу диска. Из миллиметровых интерферометрических карт был получен закон распределения поверхностной плотности с радиусом

$$\Sigma \propto R^{-1.5}. \quad (2)$$

Для численного моделирования обычно используют «стандартные» параметры дисков: радиус 100 а. е., масса 0.01—0.001  $M_\odot$ , а поверхностная плотность обратно пропорциональна радиусу.

## Свойства молодых звезд

Молодые звезды до главной последовательности поздних спектральных классов (F, G, K, M) называются звездами типа Т Тельца. Они являются промежуточной стадией между протозвездами и маломассивными звездами главной последовательности [33, 34]. Эти объекты наблюдаются в различных областях звездообразования. На данный момент считается, что все маломассивные звезды проходят стадию Т Тельца. Для звезд этого типа характерны нерегулярные изменения блеска и наличие в спектре эмиссионных линий, например, бальмеровской серии водорода и линии Fe II. Многие показывают ИК- и УФ-избытки в спектральном распределении энергии. Такое поведение звезд типа Т Тельца связывают с наличием в их окрестностях газопылевых дисков.

Выделяют два подкласса маломассивных молодых звезд: классические звезды типа Т Тельца (CTTS) и звезды Т Тельца со слабыми эмиссионными линиями (WTTS). Предполагается, что WTTS — более поздняя стадия эволюции CTTS. Теория образования планетных систем предсказывает, что со временем ( $\sim 10^6$  лет) газовая составляющая протопланетных дисков диссипирует, а мелкие пылинки увеличиваются в размерах и оседают к плоскости диска. Такие диски уже слабо проявляют себя в эмиссии.

У звезд типа Т Тельца выявлены достаточно мощные магнитные поля  $10^2$ – $10^3$  Гс [35]. Поэтому работает механизм магнитосферной аккреции. Вблизи звезды на расстоянии  $\sim 0.1$  а. е. вещество движется строго вдоль магнитных силовых линий и сталкивается с поверхностью около полюсов звезды. В этих областях на поверхности звезды возникают яркие пятна. Магнитное поле контролирует и истечение вещества: с поверхности диска и звезды вещество уходит вдоль открытых магнитных силовых линий.

Молодые звезды ранних спектральных классов с массами 2– $10 M_{\odot}$  называют звездами Ae/Be Хербига. Они, так же как и звезды типа Т Тельца, показывают эмиссионные линии в спектре и нерегулярную переменность блеска. Большинство звезд Ae/Be Хербига проявляют слабую магнитную активность. Поэтому основным механизмом, приводящим к аккреции вещества протопланетного диска на звезду, является перенос углового момента от периферии диска к звезде под действием вязких сил. Часть углового момента в таком случае отводится за счет дискового ветра на внутренней границе диска.

Большой вклад в понимание физики протопланетных дисков внесли исследования звезд типа UX Ori. Для звезд этого типа характерны глубокие ( $\sim 2-3^m$ ) иррегулярные алгоподобные минимумы на кривых блеска продолжительностью от нескольких дней до нескольких недель [36]. По данным синхронных фотометрических и поляриметрических наблюдений звезд типа UX Ori, начатых в 1986 г. в Крымской астрофизической обсерватории, почти у всех звезда была выявлена значительная линейная поляризация в глубоких минимумах в полосе V. На основании этого в работе [1] был сделан вывод о том, что околозвездные диски этих молодых звезд сильно наклонены относительно картинной плоскости, т. е. наблюдаются с ребра или под небольшим углом к лучу зрения. При такой ориентации луч зрения проходит сквозь газопылевую атмосферу диска. Движение вещества на луче зрения вызывает бурную фотометрическую активность этих молодых звезд. Исследование звезд типа UX Ori дает уникальную информацию о структуре околозвездных дисков и их динамическом состоянии, которую невозможно получить другими методами.

## Двойные звезды

Многие звезды являются компонентами двойных систем. Не исключение и молодые звезды, почти 70 % из наблюдаемых объектов являются двойными системами. У молодых двойных звезд также существуют протопланетные диски. Первые модели молодых двойных систем, аккрецирующих вещество протопланетного диска, были вычислены с помощью метода SPH [21–23, 37]. Данные расчеты показали, что под действием гравитационных возмущений в центральной области диска образуется свободная от вещества полость, размер которой зависит от параметров двойной системы. Под действием сил вязкости и гравитационных возмущений в эту полость проникают два в общем случае неравных по мощности потока вещества, которые поддерживают аккреционную активность компонентов.

Расчеты с использованием конечно-разностных схем [26, 27] показали, что в центральной полости общего диска могут сформироваться околозвездные диски компонентов двойной системы. Околозвездные диски компонентов могут пополняться за счет вещества общего диска. Между околозвездными дисками компонентов существует пе-

ремычка — устойчивая ударная волна, через которую вещество из диска менее массивного компонента перетекает в диск более массивного.

Первой разрешенной парой Т Тельца (большая полуось  $\sim 810$  а. е.) стала звезда SR24. На изображении, полученном с помощью телескопа Субару [38], отчетливо видны окологзездные диски компонентов, поток вещества к диску главного компонента и газовая перемычка между дисками компонентов.

Наши расчеты [39–41] показали, что циклические колебания блеска, которые наблюдаются у некоторых звезд типа UX Ori, могут быть обусловлены наличием у звезды компаньона. Сравнение наблюдаемых кривых блеска и теоретических расчетов показало, что рассматриваемая модель качественно описывает все типы циклической активности, наблюдаемые у этих объектов.

## Заключение

За последнее десятилетие достигнут большой прогресс в области исследования протопланетных дисков, однако теория о протопланетных дисках имеет много сложных вопросов, которые до сих пор остаются открытыми и вызывают много споров. Данный обзор не затронул темы, связанные с распределением температуры протопланетных дисков, их вертикальной структурой, динамикой вещества, химическим составом, которые также играют важную роль в эволюции окологзездных дисков. Некоторые явления могут быть исследованы только с помощью численного моделирования, поскольку наблюдения сильно ограничены разрешением современных телескопов. Большой шаг вперед в этом направлении будет сделан с помощью телескопа-интерферометра ALMA, который недавно начал свою работу. Изучение свойств протопланетных дисков позволяет детально исследовать процессы, приводящие к формированию планетных систем.

## Библиографические ссылки

1. *Grinin V. P., Kiselev N. N., Chernova G. P. et al.* The investigations of 'zodiacal light' of isolated AE-Herbig stars with nonperiodic algol-type minima // *Astrophys. Space. Sci.* — 1991. — Vol. 186. — P. 283–298.

2. *Mendoza V. E. E.* Infrared Photometry of T Tauri Stars and Related Objects // *Astrophys. J.* — 1966. — Vol. 143. — P. 1010.
3. *Burrows C. J., Krist J. E., Stapelfeldt K. R., WFPC2 Investigation Definition Team.* HST Observations of the Beta Pictoris Circumstellar Disk // *American Astronomical Society Meeting Abstracts : Bulletin of the American Astronomical Society.* — 1995. — Vol. 27. — P. 1329.
4. *McCaughrean M. J., O'Dell S. R.* Direct Imaging of Circumstellar Disks in the Orion Nebula // *Astron. J.* — 1996. — Vol. 111. — P. 1977.
5. *Stapelfeldt K. R., Krist J. E., Menard F. et al.* An Edge-On Circumstellar Disk in the Young Binary System HK Tauri // *Astrophys. J. Lett.* — 1998. — Vol. 502. — P. L65–L69.
6. *Grady C. A., Devine D., Woodgate B. et al.* STIS Coronagraphic Imaging of the Herbig AE Star: HD 163296 // *Astrophys. J.* — 2000. — Vol. 544. — P. 895–902.
7. *Grady C. A., Polomski E. F., Henning T. et al.* The Disk and Environment of the Herbig Be Star HD 100546 // *Astrophys. J.* — 2001. — Vol. 122. — P. 3396–3406.
8. *Krist J. E., Stapelfeldt K. R., Menard F. et al.* WFPC2 Images of a Face-on Disk Surrounding TW Hydrae // *Astrophys. J.* — 2000. — Vol. 538. — P. 793–800.
9. *Clampin M., Krist J. E., Ardila D. R. et al.* Hubble Space Telescope ACS Coronagraphic Imaging of the Circumstellar Disk around HD 141569A // *Astron. J.* — 2003. — Vol. 126. — P. 385–392.
10. *Hashimoto J., Tamura M., Muto T. et al.* Direct Imaging of Fine Structures in Giant Planet-forming Regions of the Protoplanetary Disk Around AB Aurigae // *Astrophys. J. Lett.* — 2011. — Vol. 729. — P. L17.
11. *Christiaens V., Casassus S., Perez S. et al.* Spiral Arms in the Disk of HD 142527 from CO Emission Lines with ALMA // *Astrophys. J. Lett.* — 2014. — Vol. 785. — P. L12.
12. *Takakuwa S., Saito M., Saigo T. K. et al.* Angular Momentum Exchange by Gravitational Torques and Infall in the Circumbinary Disk of the Protostellar System L1551 NE // *Astrophys. J.* — 2014. — Vol. 729. — P. 1.

13. *Weinberger A. J., Becklin E. E., Schneider G. et al.* The Circumstellar Disk of HD 141569 Imaged with NICMOS // *Astrophys. J. Lett.* — 1999. — Vol. 525. — P. L53—L56.
14. *Kalas P., Graham J. R., Clampin M. et al.* A planetary system as the origin of structure in Fomalhaut's dust belt // *Nature.* — 2005. — Vol. 435. — P. 1067—1070.
15. *Mathews G. S., Williams J. P., Meñard F. et al.* 880  $\mu\text{m}$  Imaging of a Transitional Disk in Upper Scorpius: Holdover from the Era of Giant Planet Formation? // *Astrophys. J.* — 2012. — Vol. 753. — P. 59.
16. *Heap S. R., Lindler D. J., Lanz Th. M. et al.* Space Telescope Imaging Spectrograph Coronagraphic Observations of  $\beta$  Pictoris // *Astrophys. J.* — 2000. — Vol. 539. — P. 435—444.
17. *Greaves J. S., Holland W. S., Moriarty-Schieven G. et al.* A Dust Ring around  $\epsilon$  Eridani: Analog to the Young Solar System // *Astrophys. J. Lett.* — 1998. — Vol. 506. — P. L133—L137.
18. *Mustill A. J., Wyatt M. C.* Debris disc stirring by secular perturbations from giant planets // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2009. — Vol. 399. — P. 1403—1414.
19. *Демидова Т. В., Гринин В. П.* О происхождении азимутальной асимметрии протопланетных дисков, наблюдаемых с полюса. Случай LkH $\alpha$  101 // *Письма в Астрон. журн.* — 2014. — Т. 40. — С. 377—385.
20. *Ruge J. P., Wolf S., Demidova T., Grinin V.* Structures in circumbinary disks: Prospects for observability // *Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 579. — P. A110.
21. *Artymowicz P., Lubow S. H.* Mass Flow through Gaps in Circumbinary Disks // *Astrophys. J. Lett.* — 1996. — Vol. 467. — P. L77.
22. *Bate M. R., Bonnell I. A.* Accretion during binary star formation - II. Gaseous accretion and disc formation // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1997. — Vol. 285. — P. 33—48.
23. *Сотникова Н. Я., Гринин В. П.* Газодинамические процессы в молодых двойных системах как источник циклических вариаций околозвездной экстинкции // *Письма в Астрон. журн.* — 2007. — Т. 33. — С. 667—677.
24. *Gunther R., Kley W.* Circumbinary disk evolution // *Astron. Astrophys.* — 2002. — Vol. 387. — P. 550—559.

25. *Ochi Y., Sugimoto K., Hanawa T.* Evolution of a Protobinary: Accretion Rates of the Primary and Secondary // *Astrophys. J.* — 2005. — Vol. 623. — P. 922—939.
26. *Hanawa T., Ochi Y., Ando K.* Gas Accretion from a Circumbinary Disk // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 708. — P. 485—497.
27. *Кайгородов П. В., Бусикало Д. В., Фатеева А. М., Сытов А. Ю.* Структура околозвездной оболочки вблизи молодой двойной системы // *Астрон. журн.* — 2010. — Т. 87. — С. 1170.
28. *Kenyon S. J., Hartmann L.* Spectral energy distributions of T Tauri stars — Disk flaring and limits on accretion // *Astrophys. J.* — 1987. — Vol. 323. — P. 714—733.
29. *Chiang E. I., Goldreich P.* Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks // *Astrophys. J.* — 1997. — Vol. 490. — P. 368—376.
30. *Natta A., Grinin V. P., Mannings V.* Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks // *Protostars and Planets IV (Book - Tucson: University of Arizona Press).* — 2000. — P. 559—588.
31. *Vicente S. M., Alves J.* Size Distribution of Disks in the Trapezium Cluster // *Extrasolar Planets: Today and Tomorrow, ASP Conference Proceedings eds. J.-P. Beaulieu, A. Lecavelier des Etangs and C. Terquem.* — 2004. — Vol. 321. — P. 331.
32. *Lada C. J., Muench A. A., Haisch K. E. Jr. et al.* Infrared L-Band Observations of the Trapezium Cluster: A Census of Circumstellar Disks and Candidate Protostars // *Astron. J.* — 2000. — Vol. 120. — P. 3162—3176.
33. *Appenzeller I., Mundt R.* T Tauri stars // *Astron. Astrophys. Rev.* — 1989. — Vol. 1. — P. 291—334.
34. *Bertout C.* T Tauri stars — Wild as dust // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 1989. — Vol. 27. — P. 351—395.
35. *Чугайнов П. Ф.* Пятна и магнитные поля звезд поздних спектральных классов // *Астрофизика.* — 1991. — Т. 34. — С. 271.
36. *Гринин В. П., Киселев Н. Н., Минякулов Н. Х., Чернова Г. П.* Линейная поляризация в глубоких минимумах WW Vul // *Письма в Астрон. журн.* — 1988. — Т. 14. — С. 514.
37. *Artymowicz P., Lubow S. H.* Mass Flow through Gaps in Circumbinary Disks // *Astrophys. J.* — 1994. — Vol. 421. — P. 651—667.

38. *Mayama S., Tamura M., Hanawa T. et al.* Direct Imaging of Bridged Twin Protoplanetary Disks in a Young Multiple Star // *Science*. — 2010. — Vol. 327. — P. 306.
39. *Демидова Т. В., Сотникова Н. Я., Гринин В. П.* Бимодальные колебания блеска в моделях молодых двойных систем // *Письма в Астрон. журн.* — 2010. — Т. 36. — С. 445—452.
40. *Демидова Т. В., Гринин В. П., Сотникова Н. Я.* Колебания блеска в моделях молодых двойных систем с маломассивными вторичными компонентами // *Письма в Астрон. журн.* — 2010. — Т. 36. — С. 526—534.
41. *Гринин В. П., Демидова Т. В., Сотникова Н. Я.* Модуляция околозвездной экстинкции в молодой двойной системе с маломассивным компаньоном на некопланарной орбите // *Письма в Астрон. журн.* — 2010. — Т. 36. — С. 854—861.



Д. В. Иванов, А. В. Вытнов, В. Ф. Зимовский,  
Г. Н. Ильин, И. С. Гаязов, В. В. Мардышкин,  
А. И. Сальников, В. Г. Стэмповский,  
И. Ф. Суркис, Л. В. Федотов  
Институт прикладной астрономии РАН

## РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС «КВАЗАР-КВО»

РСДБ-комплекс «Квазар-КВО» является уникальной в России и одной из нескольких в мире постоянно действующих национальных радиоинтерферометрических сетей со сверхдлинными базами. Данная статья представляет собой обзор комплекса, дает описание его задач, достижений и планов развития

Quasar VLBI network is unique in Russia and one of several in the world constantly acting national VLBI networks. This paper represents the review of the network, gives the description of tasks, achievements and development plans

### Введение в РСДБ-комплекс «Квазар-КВО»

Созданный в ИПА РАН радиоинтерферометрический комплекс «Квазар-КВО» является уникальной в России и одной из нескольких в мире постоянно действующих национальных радиоинтерферометрических сетей со сверхдлинными базами. В состав комплекса входят три радиоастрономические обсерватории («Светлое», Ленинградская область; «Зеленчукская», Карачаево-Черкесская Республика; «Бадары», Республика Бурятия). Эти три обсерватории объединены высокоскоростными оптоволоконными линиями связи с центром управления в Санкт-Петербурге в главном здании ИПА РАН, где происходят сбор и обработка данных в глобальный радиотелескоп с эффективным диаметром зеркала более 4 000 км (рис. 1).

Основным элементом каждой из обсерваторий является полноповоротный радиотелескоп с диаметром зеркала 32 м (РТ-32), оснащенный комплексом высокочувствительных приемников на волны

---

© Иванов Д. В., Вытнов А. В., Зимовский В. Ф., Ильин Г. Н.,  
Гаязов И. С., Мардышкин В. В., Сальников А. И., Стэмповский В. Г.,  
Суркис И. Ф., Федотов Л. В., 2016

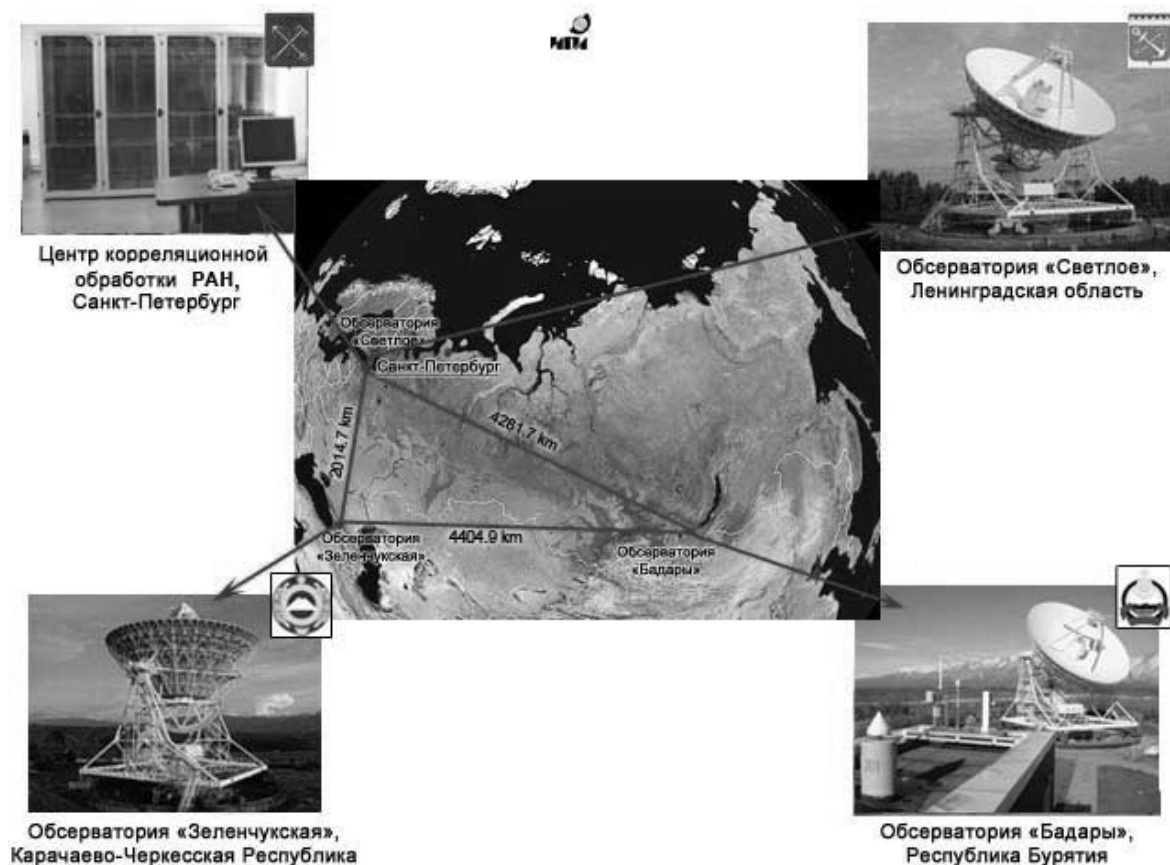


Рис. 1. Радиointерферометрическая сеть «Квazar-КВО»

1.35, 3.5, 6, 13 и 18—21 см, охлаждаемых парами гелия до сверхнизких температур и позволяющих принимать радиоизлучение от космических радиоисточников в двух поляризациях с предельной чувствительностью по потоку (рис. 2). Все радиотелескопы работают под управлением центрального компьютера комплекса, регистрируя в цифровой форме широкополосные сигналы на магнитные диски (регистратор Mark 5B) или передавая их в центр обработки по волоконно-оптическим линиям связи (режим e-РСДБ). Корреляционная обработка данных ведется с помощью разработанного в ИПА РАН специального коррелятора [1].

Данные, получаемые с помощью РСДБ-комплекса «Квazar-КВО», по своему пространственно-временному разрешению по крайней мере на три порядка превышают потенциал существующих наземных оптических средств и составляют доли миллисекунды дуги при определении координат радиоисточников и параметров вращения Земли, микросекунды дуги при построении изображений радиоисточников и определении фундаментальных астрономических по-



Рис. 2. Радиотелескоп РТ-32 в обсерватории «Светлое»

стоянных, миллиметры при определении трехмерных координат точек земной поверхности и больших баз, миллиметры в год при определении глобальных тектонических движений и десятки пикосекунд при синхронизации шкал времени, разнесенных на глобальные расстояния.

Для проведения сложных высокоточных измерений необходимо иметь соответствующую технологическую основу. В ИПА РАН проводятся инновационные исследования и разработки по следующим направлениям радиоастрономического приборостроения: антенно-фидерные устройства, малозумящие криоэлектронные приемно-усилительные устройства, системы преобразования и цифровой регистрации радиоастрономических сигналов, системы корреляционной обработки радиоинтерферометрической информации, высокоточные цифровые системы наведения радиотелескопов, системы высокоточной синхронизации времени.

Институт не только проводит наблюдения, в ИПА РАН создан Центр обработки и анализа наблюдательных данных, полученных высокоточными методами и средствами космической геодезии. Разработаны новые программные средства для обработки различных типов высокоточных координатно-временных измерений.

В ИПА РАН создан и активно работает международный центр по определению параметров вращения Земли, причем служба ПВЗ ИПА РАН является единственным центром в мире, получающим эти параметры с помощью всех современных методов космической геодезии. Станции комплекса «Квазар-КВО» «Светлое», «Зеленчукская» и «Бадары» являются опорными станциями для построения Международной земной системы координат (ITRF). На сайте ИПА РАН публикуются еженедельные бюллетени определения параметров вращения Земли, включающие результаты обработки радиоинтерферометрических, лазерных и спутниковых наблюдений на глобальных сетях станций, их сравнение с данными Международной службы вращения Земли систем отсчета (IERS) и годовой прогноз.

Сотрудники ИПА РАН активно работают во многих международных астрономических, геодезических и геофизических организациях, таких как Международный астрономический союз, Европейское астрономическое общество, Международный союз геодезии и геофизики, Международная служба по геодезии и астрометрии, Международная служба по лазерной локации, Международная ГНСС-служба, Международный комитет по освоению космического пространства и многие другие [1].

## **Задачи РСДБ-комплекса «Квазар-КВО»**

Задачи, выполняемые комплексом «Квазар-КВО», можно разделить на три уровня [2].

Задача первого уровня состоит в том, чтобы комплекс «Квазар-КВО» вел наблюдения автономно с целью определения параметров вращения Земли (ПВЗ) в оперативном режиме и передавал эту информацию российскому потребителю.

С 2006 г. комплекс «Квазар-КВО» проводит регулярные наблюдения по отечественным астрометрическим программам определения ПВЗ. Именно на базе РСДБ-комплекса «Квазар-КВО» впервые в России реализована технология проведения радиоинтерферометрических наблюдений в режиме e-РСДБ, близком к режиму реального времени. На основе применения технологии e-РСДБ достигнута высокая оперативность определения всемирного времени комплексом «Квазар-КВО» в интересах фундаментальных и прикладных исследований ближнего и дальнего космоса, в частности для обеспечения космической навигационной системы ГЛОНАСС. По ежедневным часовым сессиям РСДБ-наблюдений обеспечивается получение

всемирного времени с точностью 60 мкс и с задержкой не более трех часов. Достигнутые скорости передачи данных позволяют обеспечить оперативное получение поправок к всемирному времени в интересах ГЛОНАСС, опираясь исключительно на национальные источники наблюдательных данных. Внедрение этих результатов в Государственную службу времени, частоты и определения параметров вращения Земли позволило повысить более чем на порядок точность и на два порядка оперативность определения всемирного времени отечественными средствами. Таким образом, работы, проводимые в ИПА РАН, позволяют обеспечить независимость Российской Федерации от данных Международных служб при определении ПВЗ, повысить точность, надежность и оперативность обеспечения данными о ПВЗ потребителей [1].

Задачи второго уровня заключаются в наблюдениях в составе глобальной РСДБ-сети, определениях ПВЗ с более высокой точностью, пусть даже ценой некоторой потери в оперативности. Также важно уточнять координаты станций комплекса в международной опорной системе.

РСДБ-комплекс «Квазар-КВО» участвует в крупнейших международных астрометрических, геодезических, геодезических и астрофизических наблюдательных программах, координируемых различными международными организациями (Международной РСДБ-службой по геодезии и астрометрии (IVS), Европейской РСДБ-сетью (EVN)) и объединяющих до 30 радиотелескопов, расположенных на всех континентах Земли. При этом доля наблюдений комплекса «Квазар-КВО» в данных, поставляемых всем мировым РСДБ-сообществом для целей радиоастрометрии, геодинамики и космической геодезии, порядка 20 %.

Задачи третьего уровня заключаются в связке координатно-временной системы комплекса «Квазар-КВО» с соответствующими российскими системами с целью создания Единой системы КВО страны. Эта система должна иметь доступ к общему банку данных атомного времени, к общей фундаментальной геодезической сети, использовать общие линии связи и применять общие методы измерений [2].

## Обсерватории РСДБ-комплекса «Квазар-КВО» — современные станции колокации

Современные средства космической геодезии не ограничиваются радиоинтерферометрией со сверхдлинными базами. К этим средствам относятся также спутниковые (SLR) и лунные (LLR) дальнометрические системы, навигационные системы определения положения (GPS/ГЛОНАСС), доплеровская система DORIS, радиометрический комплекс для измерения параметров тропосферы.

В настоящее время все обсерватории комплекса «Квазар-КВО» оснащены системой беззапросных измерений (БИС) — совмещенными ГЛОНАСС/GPS-приемниками, которые обеспечивают фазовые и кодовые измерения на несущих частотах действующих спутниковых систем GPS и ГЛОНАСС, а в перспективе также и европейской системы Galileo. Эти приемники входят в состав открытой глобальной международной сети базовых станций IGS. Часовые и суточные файлы наблюдений этих станций оперативно представляются в международные центры данных.

В 2011 г. во всех обсерваториях комплекса «Квазар-КВО» установлены и введены в действие современные SLR-установки квантово-оптические системы (КОС) «Сажень-ТМ» производства ОАО «Научно-производственная корпорация «Системы прецизионного приборостроения». КОС предназначена для определения дальности и угловых координат геодезических и навигационных космических аппаратов (ЛАГЕОС, Эталон, ГЛОНАСС и т. д.) с целью получения высокоточных данных, необходимых для определения ПВЗ и положения геоцентра. Регулярные лазерные наблюдения геодинимических спутников и спутников ГЛОНАСС, проводимые с начала 2012 г. на всех обсерваториях РСДБ-комплекса «Квазар-КВО», ознаменовали собой завершение создания первой очереди Российской сети станций лазерных наблюдений, и все станции были включены в Международную службу лазерной локации (ILRS). С апреля 2012 г. наблюдения регулярно посылаются в Европейский центр данных (EDC) ILRS и в Информационно-аналитический центр ГЛОНАСС (ЦНИИмаш). Анализ качества наблюдений проводится как при первичной обработке наблюдений, так и путем сравнения с точными орбитами спутников, определяемыми из обработки наблюдений станций глобальной сети. Среднеквадратические значения отклонений наблюденных дальностей до спутников ЛАГЕОС при сравнении их с точными орбитами находятся на уровне 10 мм [1].



Рис. 3. Квантово-оптическая система «Сажень-ТМ» в обсерватории «Светлое»

В 2014 г. завершено оснащение обсерваторий температурными профилемерами МТР-5 и радиометрами водяного пара (РВП). Установка этих приборов обеспечила комплекс «Квазар-КВО» высокоточными (до 3 мм) данными о задержке распространения радиосигнала в атмосфере и о содержании водяного пара.

Важно подчеркнуть, что на сегодняшний день обсерватория «Бадары» является одной из трех обсерваторий в мире, оснащенных всеми типами технических средств космической геодезии, включая DORIS (доплеровская спутниковая система для определения орбит ИСЗ и координат наземных пунктов).

Каждый из методов обладает определенными преимуществами и недостатками. Например, общим недостатком спутниковых методов (SLR и GPS/ГЛОНАСС) является неспособность определять Всемирное время, а достоинством — привязка координат к центру масс Земли — к геоцентру. В методе РСДБ, наоборот, все ПВЗ, включая Всемирное время и координаты небесного полюса, определяются на-

дежно, зато z-координаты станций не имеют привязки к геоцентру. Совместное использование методов РСДБ, SLR и GPS/ГЛОНАСС позволяет устранить указанные недостатки и сохранить их преимущества [2].

К началу 2012 г. РСДБ-комплекс «Квазар-КВО» превратился в комплекс колоцированных геодинимических станций международного уровня, включающий самые высокоточные инструменты для наблюдений методами космической геодезии: РСДБ, SLR и GPS/ГЛОНАСС. Создание сети глобально распределенных современных обсерваторий, оснащенных колоцированными средствами космической геодезии, обеспечит пространственное и временное разрешение, необходимое для поддержания развиваемой международным сообществом Глобальной геодезической наблюдательной системы (GGOS) Международной ассоциации геодезии (IAG). Совместное использование наблюдений различных инструментов на пунктах колокации имеет исключительно важное значение для устранения систематических ошибок при построении высокоточной земной системы координат и определении параметров вращения Земли. Включение в конце 2012 г. станций «Светлое», «Зеленчукская» и «Бадары» в состав GGOS на правах действующих колоцированных станций позволило заполнить существующий в настоящее время географический дефицит в глобальном покрытии и, следовательно, значительно повысить качество данных GGOS для использования их международным сообществом.

## **Развитие РСДБ-комплекса «Квазар-КВО»**

В настоящее время ИПА РАН — динамично развивающаяся организация. За последние 5 лет материально-техническая база ИПА РАН была кардинально модернизирована, устаревающее оборудование было существенно доработано или заменено на новые надежные современные аналоги.

Процесс расширения глобальной РСДБ-сети сопровождается и существенным улучшением техники приема, регистрации и корреляционной обработки сигналов. Этому способствует небывало быстрое развитие цифровых технологий и средств наземной и космической связи. Это привело к появлению нового международного проекта «VLBI-2010» [3]. Для реализации такого проекта необходимо резкое



увеличение количества наблюдений с дальнейшим повышением их точности. Такой объем работы могут выполнить полноповоротные антенны с диаметрами зеркала порядка 12—13 м [2].

В ИПА РАН создан двухэлементный радиоинтерферометр нового поколения для целей космической геодезии, в частности для поддержки глобальной навигационной системы ГЛОНАСС. Радиоинтерферометр основан на антеннах малого диаметра (13.2 м), установленных в обсерваториях «Бадары» в декабре 2014 г. и «Зеленчукская» в мае 2015 г. (рис. 4).



Рис. 4. Радиотелескоп РТ-13 в обсерватории «Зеленчукская»

Радиотелескопы оснащены приемно-усилительными системами, цифровыми системами передачи данных. Опорно-поворотные устройства антенн обеспечивают высокую скорость переброса антенны с одного радиисточника на другой, что позволяет увеличить количество наблюдаемых радиисточников почти на порядок. Система сбора и обработки данных позволяет осуществлять передачу наблюдений в центры корреляционной обработки РАН, Росстандарта и Минобороны России в режиме, близком к режиму реального времени (со скоростью 8—16 Гбит/с). Предусмотрен режим совмещения с антеннами большого диаметра для высокоточного определения координат земного и небесного полюсов [4].

Проведенные в октябре—ноябре 2015 г. первые сеансы наблюдений и результаты их обработки показали возможность оперативного (3—4 раза в сутки) определения Всемирного времени с погрешностью 20 мкс.

В рамках GGOS создана новая Глобальная Абсолютная Гравиметрическая Сеть, в задачи которой входит, в частности, регулярный мониторинг вариаций гравитационного поля на максимально достижимом уровне точности. Поэтому в обсерватории «Бадары» в 2017—2018 гг. предусмотрена установка абсолютного баллистического гравиметра. Объединение геометрических и гравиметрических методов сделает станцию «Бадары» особенно важной с точки зрения развития методов и средств противодействия естественным природным катастрофам.

Таким образом, придание нового технологического облика обсерваториям, объединение методов космической геодезии и гравиметрических методов, повышение точностных характеристик измерений позволит расширить круг задач, решаемых с помощью наблюдений комплекса «Квazar-КВО», особенно при стремлении к миллиметровой точности данных и результатов их обработки [4].

## Библиографические ссылки

1. *Ипатов А. В., Шуйгина Н. В.* Институту прикладной астрономии Российской академии наук — 25 лет // История науки и техники. — 2013. — Т. 3. — С. 3—8.
2. *Губанов В. С.* Как это было // История науки и техники. — 2013. — Т. 3. — С. 91—114.
3. *Малкин З. М.* Проект VLBI 2010 // Известия Главной астрономической обсерватории в Пулкове. — 2010. — Т. 219. — С. 199—204.
4. *Ипатов А. В.* Радиointерферометр нового поколения для фундаментальных и прикладных исследований // Успехи физических наук. — 2013. — Т. 183. — С. 769—777.

## ОБРАЗОВАНИЕ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД

Массивные звезды играют большую роль в астрофизике, но процесс их образования вызывает пока много вопросов. В данном обзоре приводятся данные наблюдательных исследований областей образования звезд большой массы.

Massive stars play an important role in astrophysics but there are still many open questions concerning the process of their formation. In this review we present observational data on regions of high mass star formation.

### Введение

Процесс образования звезд большой массы ( $\gtrsim 8\text{--}10 M_{\odot}$ ) вызывает пока много вопросов. Массивные протозвезды оказывают сильное влияние на окружающее облако. В частности, радиационное давление их излучения может остановить аккрецию. Рассматриваются различные сценарии этого процесса [1]. Один вариант — это масштабированный вариант процесса образования звезд малой массы. Другой — так называемая конкурентная аккреция. В настоящее время ведутся активные наблюдательные и теоретические исследования данного процесса.

### Как это делается

Исследования областей звездообразования ведутся в различных диапазонах длин волн. Однако в оптике плотные межзвездные облака непрозрачны. В ИК диапазоне можно видеть молодые звезды внутри их родительского облака и можно получить оценки количества поглощающего материала на луче зрения. По наблюдениям на разных длинах волн можно оценить температуру и некоторые другие характеристики протозвездных сгустков. Наиболее информативным оказывается диапазон миллиметровых и субмиллиметровых волн. Именно на него приходится пик излучения холодной межзвездной пыли, а также на этих волнах наблюдается огромное количество

спектральных линий различных молекул, которые присутствуют в межзвездной среде. На основе анализа данных об интенсивности линий, их доплеровском смещении, особенностях профиля удается детально изучить структуру облаков, физические характеристики и химический состав вещества, проследить движения газа и пр. Важным дополнением к этой картине являются также наблюдения на более длинных волнах радиодиапазона, которые дают информацию об ионизованном газе, атомарном водороде и пр.

Для изучения процесса формирования звезд большой массы необходимо прежде всего идентифицировать объекты, находящиеся на ранних стадиях этого процесса. Существуют различные индикаторы этих ранних стадий, такие как ультракомпактные и гиперкомпактные зоны H II, мазерное излучение некоторых молекул, мощное излучение в дальнем ИК диапазоне. Большинство из них, однако, соответствуют уже достаточно продвинутым фазам процесса звездообразования. Самые же ранние стадии образования массивных звезд, как сейчас считается, наблюдаются в так называемых инфракрасных темных облаках [2, 3].

Одной из проблем при исследованиях областей образования массивных звезд является то, что они находятся сравнительно далеко от нас, в основном на расстояниях в несколько килопарсек. Угловое разрешение, требуемое для их детального изучения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах, можно реализовать только при помощи интерферометров.

В настоящее время в мире существует несколько одиночных антенн и интерферометров этого диапазона, которые можно эффективно использовать для изучения процесса звездообразования. Наиболее совершенным инструментом является Большая миллиметровая и субмиллиметровая антенная решетка в высокогорной пустыне Атакама в Чили — ALMA [4], которая состоит примерно из 60 антенн диаметром 12 и 7 м. С ее помощью уже получен ряд важных результатов. Идет модернизация интерферометра Института миллиметровой радиоастрономии во Французских Альпах, в результате которой количество его антенн должно удвоиться и он станет аналогом ALMA для северного неба (проект NOEMA). Интерферометры позволяют детально изучать компактные детали в источниках, однако теряют информацию о протяженном излучении. Для этого нужны одиночные антенны. Таких антенн довольно много. Заканчивается строительство Большого 50-м миллиметрового радиотелескопа (LMT) в Мексике [5]. В то же время более старые инструменты,

такие как 30-м радиотелескоп IRAM, Субмиллиметровая решетка SMA и другие, продолжают активно использоваться и дают важные результаты.

Кроме того, поскольку миллиметровые и особенно субмиллиметровые волны сильно поглощаются в земной атмосфере, создаются космические обсерватории. Очень успешной оказалась работа субмиллиметрового космического телескопа Herschel [6]. Идет работа по подготовке российского космического телескопа «Миллиметрон» диаметром 10 м [7].

Нужно, однако, иметь в виду, что, даже имея в своем распоряжении огромный объем наблюдательной информации, далеко не всегда можно однозначно понять, что же мы видим. Во-первых, как обычно в астрономии, наблюдается лишь двумерная проекция объекта, а скорость чаще всего измеряется лишь вдоль луча зрения. Для восстановления по этим данным трехмерной структуры и кинематики источника обычно нужно использовать какие-то априорные модели. Оценки физических параметров тоже во многих случаях зависят от модели.

## Некоторые результаты

К настоящему времени проведено довольно много обзоров областей образования массивных звезд на разных стадиях эволюции (например, [8–10]), что позволило понять их основные характеристики. При этом надо учитывать эффекты химической дифференциации молекул в этих объектах [11, 12]. По результатам данных обзоров построены статистические распределения различных параметров массивных сгустков, в которых происходит процесс звездообразования.

Более детальную картину можно получить на основе наблюдений таких объектов в различных диапазонах и на разных масштабах. Примером такого исследования являются наши работы по изучению области образования массивных звезд S255 [13, 14]. Этот объект наблюдался нами в континууме на волнах от  $\sim 1$  м до  $\sim 1$  мм. Кроме того, наблюдалось несколько десятков спектральных линий различных молекул. Угловое разрешение достигало  $0.4''$ , что на расстоянии около 1.6 кпк соответствует линейному масштабу  $\sim 600$  а. е. В то же время общий размер исследовавшейся области достигает  $\sim 10$  пк (рис. 1). Здесь находятся несколько протяженных областей H II и

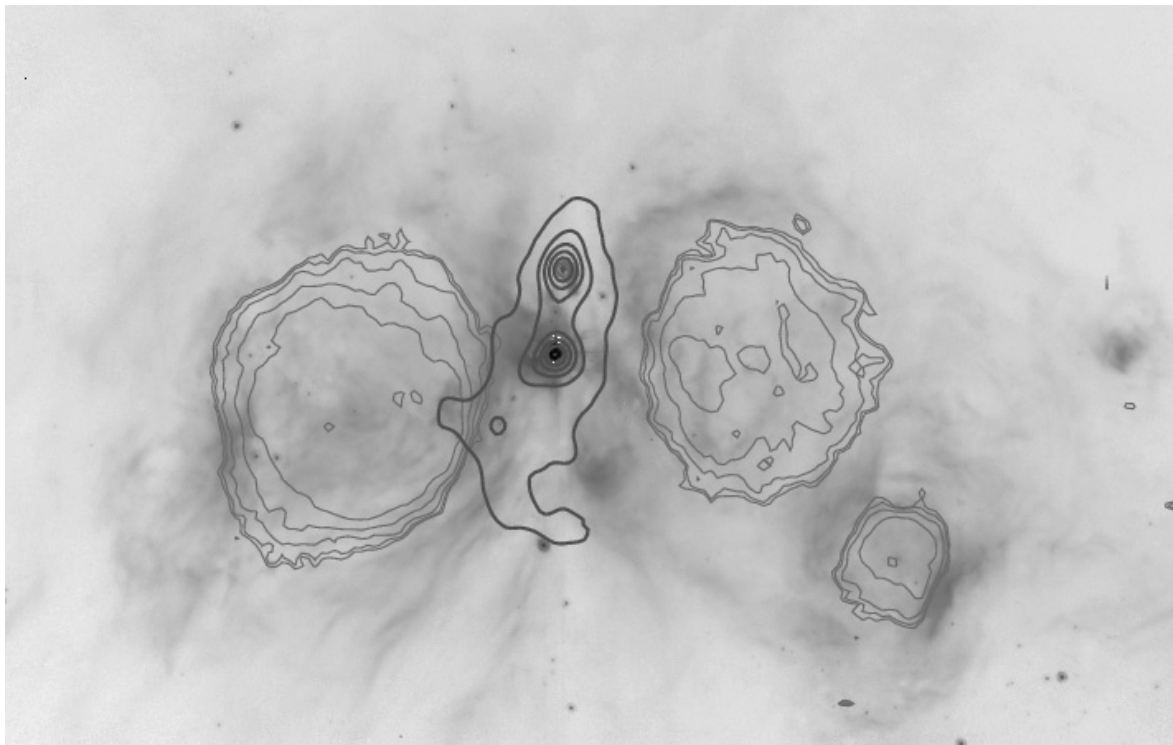


Рис. 1. Карты изофот излучения в континууме на частоте 610 МГц (темные контуры) и на волне 1.2 мм (светлые контуры), наложенные на изображение области S255 на волне 8 мкм, полученное при помощи космического ИК телескопа Spitzer

плотные газопылевые сгустки, в которых проходит процесс звездообразования.

Центральный сгусток (S255IR) был детально исследован с наиболее высоким угловым разрешением [14] (рис. 2). В результате показано, что биполярное истечение от массивной формирующейся звезды в S255IR наиболее вероятно ускоряется ударными волнами, возникающими при периодических (с интервалом в несколько тысяч лет) выбросах вещества из центра, где расположено горячее ( $\sim 170$  К), плотное (средняя концентрация газа  $6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ ), сильно неоднородное вращающееся ядро (вероятно, диск). Его масса много меньше массы центральной протозвезды, а характер вращения не противоречит закону Кеплера. Недалеко от центра горячего ядра обнаружен холодный ( $< 80$  К) довольно массивный сгусток, который может представлять собой протозвезду небольшой массы. Показано, что интерферометр дает сильно искаженную картину истечения, что необходимо учитывать при исследованиях подобных объектов.

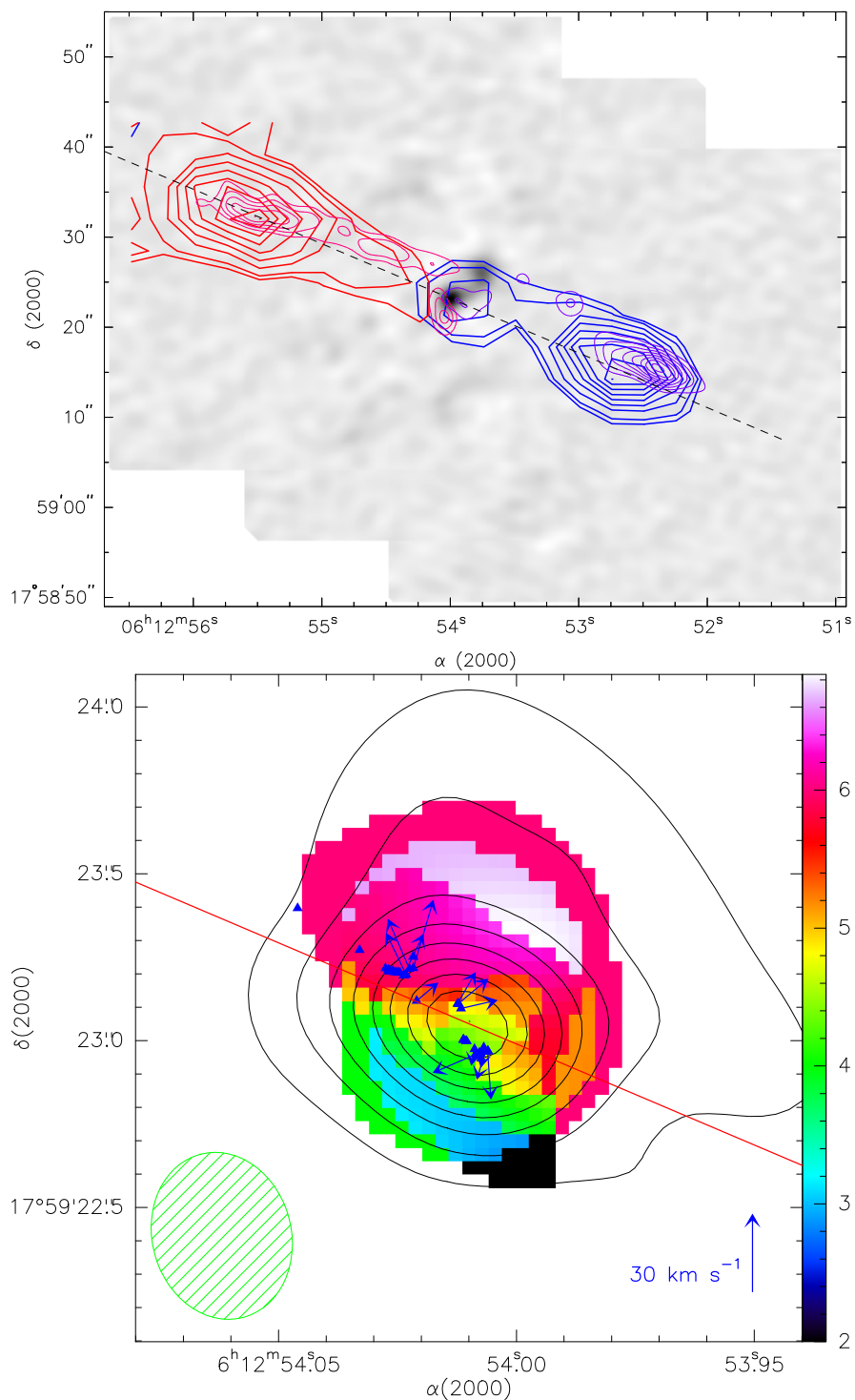


Рис. 2. Вверху — карты биполярного потока в крыльях линии CO(3–2), полученные на 30-м радиотелескопе IRAM (толстые контуры) и на интерферометре SMA (тонкие контуры), наложенные на изображение данной области в континууме на волне 0.8 мм. Внизу — карта распределения скоростей в центральной сгустке. Контуры — изофоты излучения в континууме на волне 1.2 мм. Синие треугольники — мазеры H<sub>2</sub>O. Стрелками показаны их собственные движения

Как уже отмечалось, самые ранние стадии образования массивных звезд ассоциируются сейчас с так называемыми инфракрасными темными облаками, которые наблюдаются как темные провалы на фоне ИК излучения Галактики. Они находятся далеко от нас — на расстояниях от 1 до 8 кпк, а их размеры составляют от 0.4 до 15 пк. Анализ возбуждения формальдегида дал оценки плотности ( $n > 10^5 \text{ см}^{-3}$ ) и температуры ( $T < 20 \text{ К}$ ) [3]. Надежные оценки температуры (10–20 К) были получены по наблюдениям линий аммиака [15]. Массы облаков составляют от сотен до тысяч солнечных масс, число молекул  $\text{H}_2$  на луче зрения — от 2 до  $10 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$  (например, [16–18]). Исследования 15 инфракрасных темных облаков в линиях 13 различных молекул [19] показали, что по химическому составу они ближе к дозвездным облакам малой массы, чем к массивным протозвездным объектам (облакам, содержащим молодые массивные звезды).

Инициировать процесс звездообразования могут различные явления, в частности расширение зон ионизованного водорода. Вокруг таких расширяющихся зон Н II образуется плотная оболочка, которая может фрагментировать. В этих фрагментах начинается процесс звездообразования. Есть ряд наблюдений таких оболочек. Одним из примеров является туманность W40. Здесь наблюдается пылевое кольцо с цепочкой плотных сгустков [20] (рис. 3). Характеристики этой структуры соответствуют тому, что ожидается в теоретических моделях [21]. Показано, что параметры модели близки к наблюдаемым, если принять, что плотность облака, в котором происходит расширение зоны Н II, достаточно высока ( $\gtrsim 10^5 \text{ см}^{-3}$ ).

## Заключение

Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в исследованиях процесса образования массивных звезд, в этой области остается еще много вопросов. Появление новых инструментов, таких как ALMA и в дальнейшем «Миллиметр», позволит лучше понять соответствующие явления.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-02-06098.



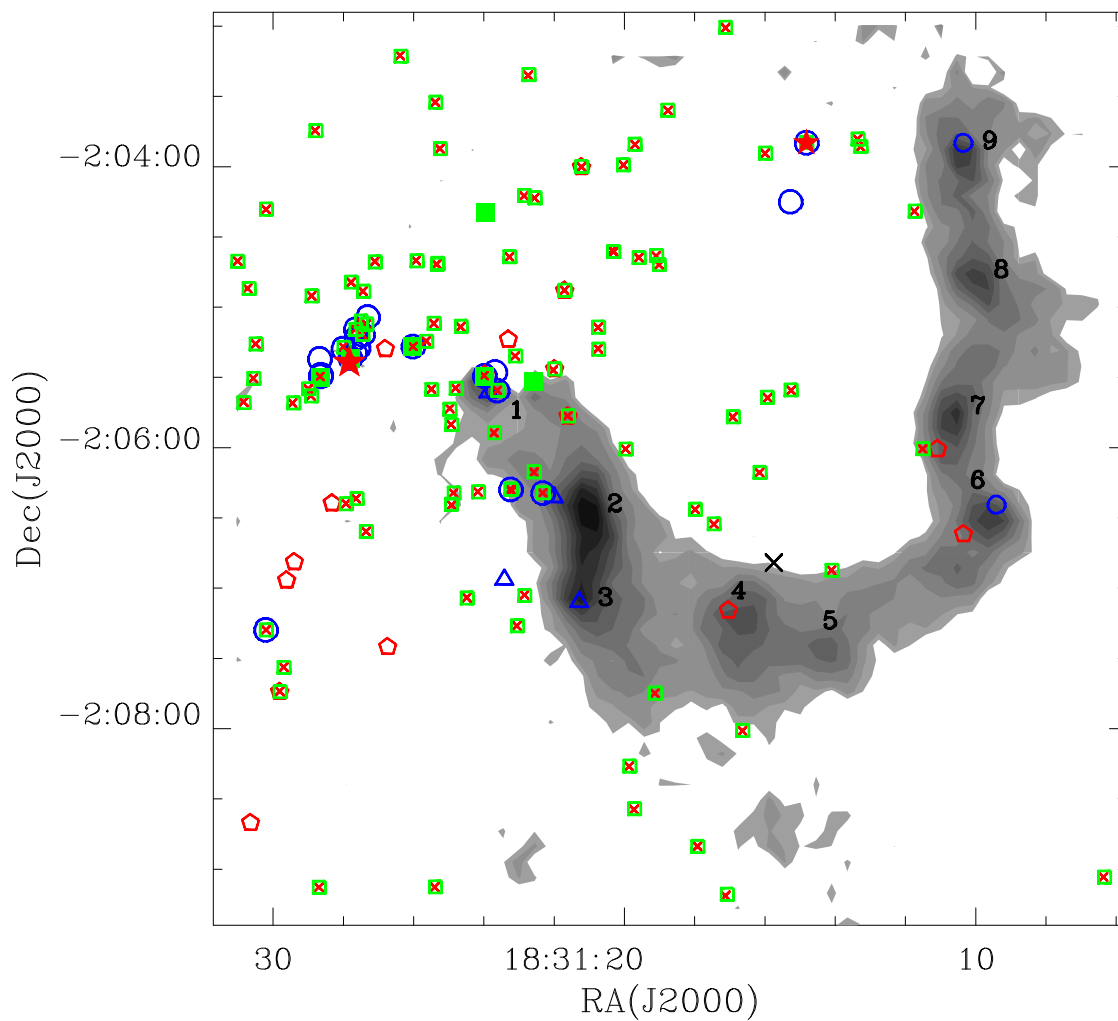


Рис. 3. Карта излучения пыли в направлении туманности W40. Цифрами помечены отдельные пылевые сгустки. Отмечены также ИК источники и компактные радиоисточники, а также звезды, создающие зону H II

## Библиографические ссылки

1. *Tan J. C., Beltrán M. T., Caselli P. et al.* Massive Star Formation // Protostars and Planets VI. — 2014. — P. 149—172. 1402.0919.
2. *Egan M. P., Shipman R. F., Price S. D. et al.* A Population of Cold Cores in the Galactic Plane // *Astrophys. J. Lett.* — 1998. — Vol. 494. — P. L199+.
3. *Carey S. J., Clark F. O., Egan M. P. et al.* The Physical Properties of the Midcourse Space Experiment Galactic Infrared-dark Clouds // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 508. — P. 721—728.
4. *Wootten09 A., Thompson A. R.* The Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array // *IEEE Proceedings.* — 2009. — Vol. 97. — P. 1463—1471. 0904.3739.
5. *Irvine W. M., Schloerb F. P.* The Large Millimeter Telescope- El Gran Telescopio Milimetrico // *Bull. Am. Astron. Soc.* — 2005. — Vol. 37. — P. 652.
6. *Pilbratt G. L.* Herschel mission overview and key programmes // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series : Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference. — 2008. — Vol. 7010.
7. *Smirnov A. V., Baryshev A. M., Pilipenko S. V. et al.* Space mission Millimetron for terahertz astronomy // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. — 2012. — Vol. 8442.
8. *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.
9. *Zinchenko I., Henkel C., Mao R. Q.* HNC0 in massive galactic dense cores // *Astron. Astrophys.* — 2000. — Vol. 361. — P. 1079—1094. astro-ph/0007095.
10. *Pirogov L., Zinchenko I., Caselli P. et al.* N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(1-0) survey of massive molecular cloud cores // *Astron. Astrophys.* — 2003. — Vol. 405. — P. 639—654. astro-ph/0304469.
11. *Pirogov L., Zinchenko I., Caselli P., Johansson L. E. B.* Chemical differentiation in regions of high-mass star formation. CS, dust,

- and N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> in southern sources // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 461. — P. 523–535. astro-ph/0608015.
12. *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.
  13. *Zinchenko I., Liu S.-Y., Su Y.-N. et al.* A Multi-wavelength High-resolution study of the S255 Star-forming Region: General Structure and Kinematics // *Astrophys. J.* — 2012. — Vol. 755. — P. 177. 1206.5906.
  14. *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.
  15. *Pillai T., Wyrowski F., Carey S. J., Menten K. M.* Ammonia in infrared dark clouds // *Astron. Astrophys.* — 2006. — Vol. 450. — P. 569–583. arXiv:astro-ph/0601078.
  16. *Rathborne J. M., Jackson J. M., Simon R.* Infrared Dark Clouds: Precursors to Star Clusters // *Astrophys. J.* — 2006. — Vol. 641. — P. 389–405. arXiv:astro-ph/0602246.
  17. *Vasyunina T., Linz H., Henning T. et al.* Physical properties of Southern infrared dark clouds // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 499. — P. 149–161. 0902.1772.
  18. *Ragan S. E., Bergin E. A., Gutermuth R. A.* Detection of Structure in Infrared-Dark Clouds with Spitzer: Characterizing Star Formation in the Molecular Ring // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 698. — P. 324–349. 0903.2771.
  19. *Vasyunina T., Linz H., Henning T. et al.* Chemistry in infrared dark clouds // *Astron. Astrophys.* — 2011. — Vol. 527. — P. A88. 1012.0961.
  20. *Pirogov L., Ojha D. K., Thomasson M. et al.* Molecular-line and continuum study of the W40 cloud // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2013. — Vol. 436. — P. 3186–3199. 1309.6188.
  21. *Пирогов Л. Е.* Область индуцированного звездообразования W40: наблюдения и модель // *Астрон. журн.* — 2015. — Vol. 92, № 5.

## ИНФРАКРАСНЫЕ КОЛЬЦЕВЫЕ ТУМАННОСТИ В ГАЛАКТИКЕ

Космические телескопы «Спитцер» и WISE обнаружили в Галактике несколько тысяч кольцевых структур, излучающих в инфракрасном диапазоне. Предполагается, что это проекции трехмерных оболочек на картинную плоскость. В лекции рассказывается о физических моделях образования этих туманностей.

Space telescopes "Spitzer" and WISE has discovered several thousands of ring structures on the infrared images of the Galaxy. It is assumed that these rings are projections of three-dimensional shells on the plane. Physical models for the shells are discussed in this lecture.

### Введение

Телескопами «Спитцер» и WISE покрыто более 90 % неба в инфракрасном (ИК) диапазоне на длинах волн от 3 до 70 мкм. Эти наблюдения показали, что на изображениях неба присутствуют более 5 000 сплошных либо разорванных кольцевых структур. Первым появилось предположение, что кольцевые структуры — это проекции трехмерных оболочек на картинную плоскость [1]. Небольшая часть кольцевых туманностей является остатками сверхновых или планетарными туманностями. Большинство же туманностей наблюдается вокруг молодых звездных скоплений или одиночных массивных звезд. Ультрафиолетовое излучение звезд возбуждает свечение пылинок в ИК-диапазоне. Существует несколько теоретических моделей, объясняющих те или иные особенности кольцевых туманностей. Среди тысяч кольцевых туманностей выделяются объекты, имеющие симметричную форму. В лекции на примере области ионизованного водорода (НИ) RCW 120 проиллюстрировано развитие теоретических моделей образования кольцевых туманностей.

## Расширение областей III

Чечвелл и др. [1] каталогизировали часть кольцевых туманностей, обнаруженных в результате обзора GLIMPSE. Примерно 25 % объектов из этого каталога отождествлены с известными областями III.

Одной из первых моделей, привлеченных для описания кольцевых туманностей, стала классическая расширяющаяся область III, описанная еще Стремгреном [2] и Спитцером [3]. С ее помощью можно объяснить образование молодых звездных скоплений на периферии областей III, которые часто наблюдаются. Эта модель не требует существования плотных сгустков молекулярного газа, зачатков будущих скоплений, перед началом расширения области III. После образования начальной зоны Стремгрена, граница которой определяется уравниванием скоростей ионизации и рекомбинации, размер области III продолжает увеличиваться. Это происходит за счет разности давлений между горячим ионизованным газом и холодным газом окружающего молекулярного облака. Постепенно впереди фронта ионизации образуется ударная волна, которая сгребает окружающий газ в плотную оболочку. Распределение плотности газа вблизи области III показано на рис. 1. В плотной оболочке со временем развивается гравитационная неустойчивость, приводящая к образованию звездообразующих сгустков, как показали Элмегрин и Лада [4]. Сценарий, который они предложили, называется «сбор и сжатие», или по-английски «collect-and-collapse». Важно, что модель предсказывает образование звезд широкого спектра масс, в том числе и массивных.

Начиная с 2005 г. внимание к модели «сбора и сжатия» было привлечено серией работ марсельской группы астрономов [6]. Они искали примеры массивных звезд или протозвезд, которые бы родились на периферии области III. Подробно об этом механизме индуцированного звездообразования и наблюдаемых примерах можно прочитать, например, в [7]. Модель «сбора и сжатия» оценивает возраст области III RCW 120 в 400–600 тыс. лет [5, 8]. Вблизи RCW 120 были обнаружены звездообразующие сгустки, в том числе один, содержащий массивную протозвезду. Саму же кольцевую туманность III называли «идеальным пузырем» за то, что ее форма на ИК и оптических изображениях близка к круговой [9]. ИК-изображение RCW 120 показано на рис. 2. Однако видимость оказалась обманчивой.

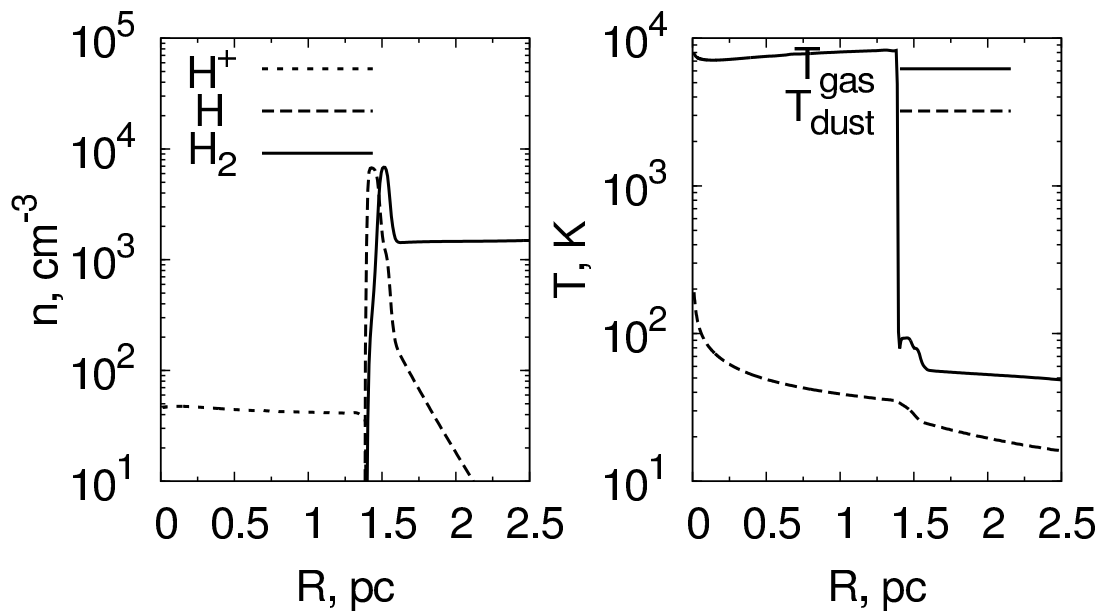


Рис. 1. Слева — плотность газа вблизи молодой массивной звезды класса O8V. Звезда расположена в начале координат по оси  $x$ . Показан ионизованный ( $\text{H}^+$ ), нейтральный ( $\text{H}$ ) и молекулярный водород ( $\text{H}_2$ ). Справа — температура газа и пыли. Возраст области НII равен 630 000 лет. Рисунок взят из работы Акимкина и др. [5]

Для оценки масс звездообразующих сгустков в модели «сбора и сжатия» часто используют аналитические выражения из работы Уитворта и др. [10]. Основная трудность при использовании этих выражений — необходимость оценивать динамический возраст области НII по данным наблюдений и сравнивать его с теоретическим моментом начала фрагментации плотной молекулярной оболочки. Для определения динамического возраста нужно знать плотность газородительского молекулярного облака до начала расширения области НII, что неоднозначно оценивается по данным наблюдений, а также ее размер и расстояние до нее. Кроме того, учет дополнительных факторов в физической модели расширения области НII приводит к изменению динамического возраста. Например, учет давления излучения звезды на газ и пыль, а также передачу импульса от пыли к газу приводит к тому, что возраст области НII из рис. 1 меняется с 630 до 350 тыс. лет. В аналитическую модель [10] давление излучения не включено.

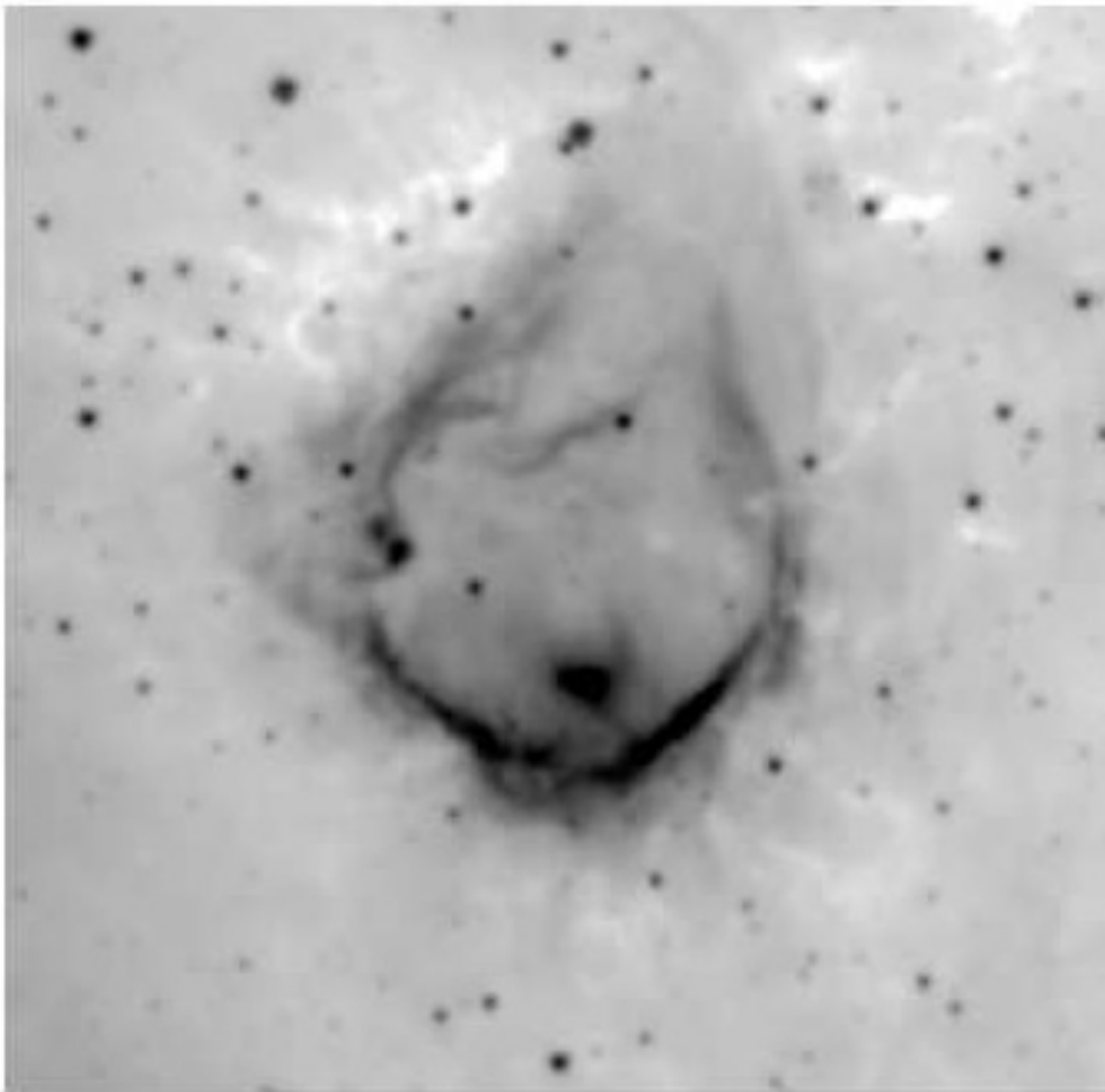


Рис. 2. ИК-изображение области III RCW 120 на длине волны 12 мкм из архива телескопа WISE. Кольцо имеет почти правильную круговую форму и разорвано в северном направлении

## Выдувание звездным ветром

Известно, что массивные звезды обладают мощным звездным ветром [11]. Скорость ветра варьируется от 1 000 до 3 000 км/с, а темп потери массы  $10^{-7}$ – $10^{-4}$   $M_{\odot}$ /год. Если мы будем сравнивать структуру ионизованной газовой оболочки вокруг молодой массивной звезды в одномерном приближении без учета ветра и с учетом ветра, то разница будет в следующем. В первой модели температура газа в области НП примерно постоянна и находится на уровне  $T_{gas} \sim 8\,000$ – $10\,000$  К. Плотность газа также примерно постоянна, см. рис. 1. В модели с ветром в непосредственной близости от звезды находится каверна, газ из которой выметен звездным ветром механически. Ветер в этой каверне расширяется свободно. На своем пути звездный ветер встречает ионизованный газ области НП, который также движется в направлении от звезды. На некотором расстоянии от звезды образуется так называемый контактный разрыв — граница, через которую не идет перетекание вещества и в системе координат которой движение газа по обе стороны от нее представляет собой ударные волны. С ближней к звезде стороны этот газ имеет электронную плотность  $n_{e-} \sim 0.1$  см $^{-3}$ , температуру  $T_{gas} \sim 10^6$  К и называется «горячим ветром». Именно он светит в рентгеновском диапазоне. С дальней от звезды стороны контактного разрыва находится уже не классическая область НП — сфера Стремгрена, а слой ионизованного газа с параметрами газа, типичными для области НП. Таким образом, наряду с давлением ионизованного газа и давлением излучения звезды динамику области НП в этом случае определяет еще и импульс, передаваемый газу звездным ветром.

Указанием на то, что кольцевая туманность образована звездным ветром, является наличие диффузного рентгеновского излучения в ее направлении. Рентген был обнаружен в направлении звезд типа Вольфа—Райе, у которых высокий темп потери массы, но его светимость оказалась слабее, чем предсказывает классическая теория. Для туманностей вокруг звезд главной последовательности рентген был обнаружен в М17 и Розетке, но его светимость опять-таки оказалась гораздо меньше, чем ожидалось. Однако в работе [1] приводятся несколько аргументов в пользу того, что кольцевые туманности являются оболочками, выметенными ветром из окрестностей молодых звезд или скоплений. Например, соотношение «размер кольца — толщина» совпадает с теоретической зависимостью для модели оболочки, выдутой звездным ветром, из классической работы Уивера [12].



В работе Эвретта и Чечвелла [13] было показано, что структуру кольцевой туманности N49 можно описать с помощью модели выдувания звездным ветром. Они предположили что кольцо, видимое на 24 мкм внутри кольца на 8 мкм, может быть границей выдутой звездным ветром оболочки. Сама оболочка еще не достигла размеров области НП. Наличие внутри оболочки пыли, видимой на ИК-изображениях, противоречит гипотезе звездного ветра в N49. Пыль не должна находиться внутри выдутой ветром оболочки, но ее излучение в этом направлении наблюдается. Для описания ИК-излучения в N49 пришлось привлечь гипотезу о существовании газопылевых облачков внутри нее, испарение которых обеспечивает излучение мелких пылинок на 24 мкм. Арку вокруг центральной звезды на длине волны 24 мкм в N49 такой моделью объяснить не удается.

Излучение на 24 мкм в виде арки вокруг центральной звезды в RCW 120 удалось объяснить Маккей и др. [14]. Форма RCW 120 хоть и ближе к симметричной, чем у многих других областей НП, но все-таки не идеальна. На рис. 2 видно, что кольцо туманности разорвано с северной стороны RCW 120, а интенсивность излучения пыли максимальна с южной. Было показано, что туманность RCW 120 могла быть образована массивной звездой, которая движется сквозь молекулярное облако со скоростью около 4 км/с. С поверхности звезды истекает ветер, выдувающий вещество. Вокруг звезды с ветром образуется и область НП. Теоретически RCW 120 еще слишком молода, чтобы размер выдутой ветром оболочки сравнялся с областью НП, последняя хоть и расширяется, но расширение это замедляется со временем.

## **Неоднородность молекулярных облаков и наблюдаемые свойства кольцевых туманностей**

Обнаружение тысяч кольцевых туманностей стало новым толчком для исследования звездообразования, стимулированного расширяющимися газовыми оболочками, как уже было сказано выше. Следуя модели Элмегринна и Лады [4], астрономы нашли свидетельства процесса «сбора и сжатия» в направлении нескольких областей НП. Одним из основных аргументов в пользу этой модели является расположение молодых звездных скоплений равномерно по границе ионизированной области [6].

Однако межзвездные молекулярные облака имеют неоднородную структуру. Чтобы оценить правдоподобность сценария «сбора и сжатия» в клочковатом облаке, Вальч и др. [15] провели моделирование эволюции сгустков молекулярного газа под действием УФ-излучения молодой звезды методом гидродинамики сглаженных частиц. Они показали, что массивные сгустки газа на границе области НII образуются в результате увеличения массы уже существующих неоднородностей путем сгребания вещества ударной волной и поджатия газа давлением УФ-фотонов, проникающих в пустоты между сгустками. Классический сценарий «сбора и сжатия» не работает в этом случае, нет гравитационно неустойчивой массивной оболочки. Однако структуру RCW 120 и окружающего ее газа можно объяснить в рамках модели сжатия клочковатых сгустков, несмотря на симметричную форму этой кольцевой туманности [16].

Наблюдаемые кольцевые туманности могут не быть проекциями сферических оболочек на картинную плоскость. Бомонт и др. [17] показали это на примере молекулярного газа, видимого в CO. Интенсивность излучения CO по направлению на внутренние части туманностей значительно меньше, чем ожидается от сферически симметричных молекулярных оболочек. Тот факт, что области НII наблюдаются в видимом диапазоне, говорит нам, что газа в их направлении мало, хотя вокруг областей НII наблюдаются массивные сгустки. Объяснение можно найти, предположив, что молекулярные облака уплощены и являются чем-то наподобие толстых блинов. Видимая форма объектов может меняться от кольцевой до биполярной в зависимости от ориентации «блина». Наблюдения ИК-излучения пыли в кольцевых туманностях также больше соответствуют гипотезе об уплощенных молекулярных облаках. Несоответствие результатов наблюдений и теоретических сферических оболочек показано на рис. 3. Теоретическая интенсивность излучения внутри кольцевой туманности существенно выше наблюдаемой.

## Столкновения облаков

Преыдушие модели образования кольцевых туманностей подразумевали, что сначала образуется молодая массивная звезда в молекулярном облаке, а уже после под действием ее мощного УФ-излучения — область НII, окруженная плотной оболочкой сжатого газа. Но есть также модель, в которой все эти процессы происходят за гораздо более короткое время или практически одновременно, —

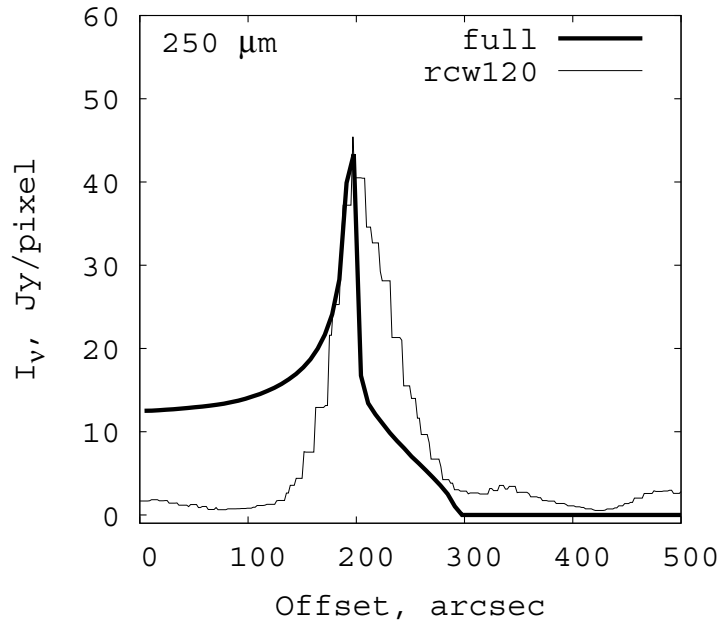


Рис. 3. Наблюдаемое распределение интенсивности излучения пыли на длине волны 250 мкм в направлении на область III RCW 120 из архива телескопа «Гершель» (тонкая линия) и результат моделирования переноса излучения в области III (толстая линия)

это модель звездообразования в сталкивающихся молекулярных облаках. Обычно ее привлекают тогда, когда вблизи области звездообразования наблюдаются молекулярные облака, разность лучевых скоростей которых велика — от 10–20 км/с. Такую разность скоростей облаков не удастся объяснить ни влиянием звездного ветра ни сверхновыми. Хабе и Ота [18] показали, что столкновение двух молекулярных облаков разных масс приводит к образованию плотного слоя сжатого газа, в котором рождается массивная звезда. При этом в большем облаке образуется каверна, которая постепенно заполняется ионизованным газом. Если скорость сближения велика, то меньшее облако может разделить более массивное на две части, пространство между которыми заполнится ионизованным газом.

Тории и др. [19] применили модель сталкивающихся облаков для объяснения карт излучения молекул  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$  и  $\text{C}^{18}\text{O}$  опять-таки в RCW 120. Карты излучения молекул показывают скачок лучевых скоростей как раз в том единственном направлении на севере туманности, где она разорвана (см. рис. 2). В направлении разрыва наблюдается меньшее по размеру облако, которое, согласно этой модели, сталкивается с большим. Вот сколько разных моделей при-

ходится привлекать для того, чтобы интерпретировать результаты наблюдений объекта, который первоначально считался простым и понятным! Около 40 % ИК-пузырей в каталоге Чечвелла и др. [1] разорваны. Возможно, внимательное изучение этих объектов позволит найти несколько новых примеров сталкивающихся молекулярных облаков.

## Заключение

По-видимому, нет одной универсальной модели образования тысяч кольцевых туманностей, найденных телескопами «Спитцер» и WISE. Работа по каталогизации и систематизации морфологических особенностей на картах ИК-излучения еще не окончена. Необходимо разработка рафинированных теоретических моделей, которые бы предсказывали не только морфологические особенности объектов, но и позволяли бы моделировать перенос излучения в линиях ионов, атомов, молекул, а также в континууме, чтобы охватить широкий спектр температур и плотностей в газовых оболочках вокруг молодых звезд.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 16-02-00834 А.

## Библиографические ссылки

1. *Churchwell E., Povich M. S., Allen D. et al.* The Bubbling Galactic Disk // *Astrophys. J.* — 2006. — Vol. 649. — P. 759—778.
2. *Strömberg B.* The Physical State of Interstellar Hydrogen. // *Astrophys. J.* — 1939. — Vol. 89. — P. 526.
3. *Spitzer L.* Physical processes in the interstellar medium. — 1978.
4. *Elmegreen B. G., Lada C. J.* Sequential formation of subgroups in OB associations // *Astrophys. J.* — 1977. — Vol. 214. — P. 725—741.
5. *Akimkin V. V., Kirsanova M. S., Pavlyuchenkov Y. N., Wiebe D. S.* Dust dynamics and evolution in expanding H II regions. I. Radiative drift of neutral and charged grains // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 449. — P. 440—450. 1502.06865.
6. *Deharveng L., Zavagno A., Caplan J.* Triggered massive-star formation on the borders of Galactic H II regions. I. A search for

- “collect and collapse” candidates // *Astron. Astrophys.* — 2005. — Vol. 433. — P. 565–577. astro-ph/0412602.
7. *Курсанова М. С.* Индуцированное звездообразование // *Физика космоса* : Тр. 41-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 2012 г. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2012. — С. 81–91.
  8. *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. — P. 835–846.
  9. *Deharveng L., Zavagno A., Schuller F. et al.* Star formation around RCW 120, the perfect bubble // *Astron. Astrophys.* — 2009. — Vol. 496. — P. 177–190.
  10. *Whitworth A. P., Bhattal A. S., Chapman S. J. et al.* The Preferential Formation of High-Mass Stars in Shocked Interstellar Gas Layers // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 1994. — Vol. 268. — P. 291.
  11. *Лозинская Т. А.* Взрывы звезд и звездный ветер в галактиках. — 2012.
  12. *Weaver R., McCray R., Castor J. et al.* Interstellar bubbles. II - Structure and evolution // *Astrophys. J.* — 1977. — Vol. 218. — P. 377–395.
  13. *Everett J. E., Churchwell E.* Dusty Wind-blown Bubbles // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 713. — P. 592–602.
  14. *Mackey J., Gvaramadze V. V., Mohamed S., Langer N.* Wind bubbles within H ii regions around slowly moving stars // *Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 573. — P. A10.
  15. *Walch S., Whitworth A. P., Bisbas T. G. et al.* Clumps and triggered star formation in ionized molecular clouds // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2013. — Vol. 435. — P. 917–927. 1306.4317.
  16. *Walch S., Whitworth A. P., Bisbas T. G. et al.* Comparing simulations of ionization triggered star formation and observations in RCW 120 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 452. — P. 2794–2803.
  17. *Beaumont C. N., Williams J. P.* Molecular Rings Around Interstellar Bubbles and the Thickness of Star-Forming Clouds // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 709. — P. 791–800.
  18. *Habe A., Ohta K.* Gravitational instability induced by a cloud-cloud collision - The case of head-on collisions between clouds with different sizes and densities // *Publ. Astron. Soc. Jpn.* — 1992. — Vol. 44. — P. 203–226.

19. *Torii K., Hasegawa K., Hattori Y. et al.* Cloud-Cloud Collision as a Trigger of the High-mass Star Formation: a Molecular Line Study in RCW120 // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 806. — P. 7. 1503.00070.

О. Ю. Малков<sup>1,2</sup>, Д. А. Ковалева<sup>1</sup>,  
А. С. Позаненко<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН

<sup>2</sup>Московский государственный университет

<sup>3</sup>Институт космических исследований РАН

## БОЛЬШИЕ ДАННЫЕ В АСТРОНОМИИ: ОБЗОРЫ, АРХИВЫ, БАЗЫ ДАННЫХ

В настоящее время вопросы, связанные с организацией, поддержкой и распространением объемных коллекций данных, а также с обеспечением обработки больших потоков данных, становятся весьма актуальными. Основной целью настоящей работы является попытка дать обзор основных тенденций создания и функционирования крупных источников данных в астрономии. Мы представляем здесь перечень крупных коллекций астрономических данных, как существующих, так и планируемых к появлению в ближайшем будущем.

Today issues related to the organization, maintenance and dissemination of the volume data collections, as well as processing of large data streams are very topical. The main goal of this work is to give an overview of the main trends in construction and functioning of large data sources in astronomy. Here we present a list of major collections of astronomical data, both existing and expected to appear in the near future.

### Введение

В конце прошлого века в связи со значительными достижениями в наблюдательных, регистрирующих и вычислительных технологиях астрономия столкнулась с лавинообразным увеличением количества получаемых данных (достаточно подробный обзор причин этого приведен в [1]). Вместе с тем, в силу специфики астрономических исследований, данные со временем не обесцениваются и должны сохраняться. Это приводит к появлению все возрастающего числа ресурсов, содержащих большие объемы астрономических данных разных типов — изображения, спектры, кривые блеска, численные характеристики астрономических объектов. Это могут быть данные разного уровня обработки (сырые или приведенные к общепринятым

единицам, полученные из наблюдений или пересчитанные). В зависимости от типа данных и уровня их обработки различным будет и занимаемый ими объем. В связи с этим объем редко рассматривается в астрономии как определяющая характеристика коллекции астрономических данных, часто не заявляется создателями архива и не всегда легко определяется напрямую, особенно для многоуровневых, сложноструктурированных ресурсов. Во многих случаях возможны лишь приблизительные оценки. Важными считаются скорее количество объектов и тип данных.

Характерный период, в течение которого астрономические данные, полученные в ходе работ по определенному проекту, находятся в исключительном доступе участников проекта, составляет около года. После этого данные поступают в прямой всеобщий доступ.

Целью настоящей работы является попытка дать обзор основных тенденций создания и функционирования крупных источников данных в астрономии. Создан примерный перечень условных направлений, к которым можно отнести крупные коллекции астрономических данных, как существующих, так и планируемых к появлению в ближайшем будущем. По каждому направлению будут приведены примеры важнейших и представительных коллекций данных, при этом перечень не претендует на полноту. Мы стремимся, однако, по возможности передать разнообразие проектов внутри каждого направления.

## **Архивы наземных наблюдательных проектов**

В современной астрономии особое место занимают систематические обзоры небесной сферы — наблюдательные проекты, предполагающие получение полного (т. е. исчерпывающего), в границах предельных звездных величин и определенных участков неба, набора астрономических данных и/или изображений астрономических объектов. Результатом обзора всегда становится получение большого объема астрономических данных.

В эпоху фотографической астрономии такой обзор был, в силу технических причин, чрезвычайно трудоемкой задачей. Из-за этого до 1990-х гг. существовал лишь один завершённый оцифрованный обзор всего неба — комбинация Паломарского [2] обзора северного и Англо-Австралийского [3] обзора южного полушарий, доступный в настоящее время как Digitized Sky Survey ([http://archive.stsci.edu/cgi-bin/dss\\_form](http://archive.stsci.edu/cgi-bin/dss_form)). Однако в течение



последних двух десятилетий количество проектов, как наземных, так и космических, предполагающих проведение полного или частично-го обзора неба, имеющих различные цели и проводимых в различных диапазонах волн, постоянно растет, причем объемы получаемых данных имеют тенденцию к возрастанию.

В рамках одного из ведущих наблюдательных проектов современной астрономии, имеющего наиболее высокое отношение количества публикаций к стоимости проекта, Sloan Digital Sky Survey (SDSS, <http://www.sdss.org/>) [4], уже более 15 лет выполняются глубокий многоцветный фотометрический обзор и спектроскопические исследования примерно 1/3 небесной сферы. Работа продлится еще по крайней мере до 2020 г. При этом каждая ночь наблюдений приносит около 200 Гб сырых фотометрических и спектроскопических данных. Раз в полгода выпускаются новые релизы данных SDSS, содержащие около 4 Тб каждый.

Регулярный обзор небесной сферы с целью поиска объектов, сближающихся с Землей, а также транзиентных явлений, использующий один из самых больших из существующих на сегодняшний момент светоприемников, проект PanSTARRS (<http://pan-starrs.ifa.hawaii.edu/public/home.html>) [5] уже начал свою работу. Хотя, по-видимому, из-за финансовых проблем не будет реализован в полном объеме (на сегодня создан и введен в строй лишь второй телескоп из планируемых четырех), ожидаемый объем данных на порядок превышает SDSS. Уже в конце 2014 г. объем базы данных PanSTARRS составлял около 100 Тб, и планируется, что в ходе выполнения проекта он достигнет 1.8 Пб.

В ближайшем будущем планируется сразу несколько чрезвычайно масштабных проектов обзорного характера, предполагающих получение беспрецедентно больших объемов данных. Среди них выделяется оптический наземный проект обзорного широкоугольного телескопа Large Synoptic Survey Telescope (LSST, <http://www.lsst.org/lsst/about/technology>) [6], первые наблюдения на котором должны начаться в 2020 г. В рамках проекта планируется осуществить многократный обзор доступной наблюдениям расположенного в Чили телескопа небесной полусферы в шести фотометрических полосах. Ожидаемый поток данных составит около 15 Тб за ночь, количество объектов, планирующих к наблюдению, составляет около 40 млрд.

Примерно в то же время должны стартовать наблюдения самого масштабного обзорного проекта в радиодиапазоне — Square Kilometer Array (SKA, <https://www.skatelescope.org>) [7]. Ожидаемые в рамках этого проекта объемы и потоки данных (до 10 Пб сжатых данных за ночь) превышают современные возможности компьютерной техники и компьютерных сетей и требуют новых разработок.

Не только систематические обзоры, однако, способны производить масштабные коллекции астрономических данных. В частности, спектроскопические данные имеют достаточно большой объем, а ряд научных задач, в том числе связанных с поисками переменных явлений, требуют многократных экспозиций одного и того же объекта. Так, например, первые релизы кубов данных начавшего наблюдения в 2014 г. спектрографа Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE) на VLT (Very Large Telescope) в ESO (European Southern Observatory) только начинают публиковаться (<http://muse-vlt.eu/science/data-releases/>) [8], однако было заявлено, что объем данных составляет до 100 Гб за ночь.

Следует выделить также проекты LIGO/Virgo [9], имеющие целью обнаружение и регистрацию гравитационных волн. Информационная система LIGO Data System содержит более петабайта данных. Архивные данные становятся доступными для публичного открытого пользования в виде выпусков, текущий выпуск S5 (<https://losc.ligo.org/S5/>) содержит данные за 2005—2007 гг. В рамках проекта создана система распространения оповещений о транзиентных гравитационных событиях в режиме реального времени (Rapid Triggers from LIGO Data: <http://www.ligo.org/scientists/GWEMalerts.php>). Эта система дает возможность участникам проекта и подписчикам получать координаты областей локализации гравитационных источников для дальнейшего наблюдения этих областей в различных диапазонах электромагнитных волн.

## **Архивы космических миссий**

Значительное количество успешно завершенных и текущих космических наблюдательных экспериментов имеют достаточно объемные архивы данных. Так, поддерживаемый NASA объединенный архив Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST, <http://archive.stsci.edu/index.html>) [10] содержит 300 Тб аст-

рономических данных, главным образом полученных космическими миссиями, в первую очередь космическим телескопом Хаббла (Hubble Space Telescope, HST). Эта коллекция содержит данные оптического, ближнего инфракрасного и ультрафиолетового диапазонов. Объединенный архив инфракрасных и субмиллиметровых космических миссий, NASA/IPAC Infrared Science Archive (IRAF, <http://irsa.ipac.caltech.edu/frontpage/>) [11], включает данные многоцветных всенебесных обзоров, 88 млрд строк каталогов, 100 млн изображений и свыше 100 000 спектров. Архив миссий, получающих данные в диапазоне от жесткого ультрафиолета до гамма-излучения, High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (HEASARC, <http://heasarc.gsfc.nasa.gov>) [12], с 1998 г. вырос с 1 до 70 Тб. Все эти разнородные и сложные коллекции изображений, таблиц, спектров, кривых блеска предоставляют пользователю инструменты для поиска и работы с архивами. Аналогичным образом организована коллекция Объединенного архива планетных данных The European Space Agency's Planetary Science Archive (PSA, <http://www.sciops.esa.int/index.php?project=PSA>) [13]. Она содержит данные космических миссий ESA, посвященных исследованиям Солнечной системы.

Отдельно необходимо упомянуть космическую обсерваторию Gaia (ESA, <http://www.cosmos.esa.int/web/gaia/home>), [14], созданную для проведения высокоточного астрометрического обзора и выведенную на орбиту в 2013 г. Целью миссии является создание каталога одного миллиарда астрономических объектов (главным образом звезд), который должен стать ключом для решения фундаментальных астрономических проблем. Дополнительно ожидается обнаружение от тысяч до десятков тысяч планет, подобных Юпитеру, за пределами Солнечной системы (экзопланет), около полумиллиона квазаров и десятков тысяч астероидов и комет в Солнечной системе. За пять лет миссии общий объем данных составит 20 Тб. Окончательная версия каталога будет доступна в 2020 г.

## **Архивы астрономических обсерваторий**

В эру фотографической астрономии (примерно до конца 1980-х гг.) архивы обсерваторий представляли собой в основном хранилища стеклянных фотопластинок и пленок — астронегативов. После повсеместного ввода в использование нового поколения светоприемников, главным образом ПЗС-матриц, наблюдательная инфор-

мация хранится обсерваториями в цифровом виде и у крупных обсерваторий, в зависимости от решаемых задач и используемых инструментов и светоприемников, может достигать значительных объемов. Принципиальное отличие наблюдательного архива обсерватории от архива данных, полученных на одном инструменте или в рамках одного наблюдательного проекта, в неоднородности данных, которая определяет специальные требования к инструментам доступа к коллекции. В качестве примера организованного крупного архива наблюдательных данных можно назвать ESO Science Archive: (<http://archive.eso.org/cms.html>) [15], содержащий данные, получаемые на телескопах обсерваторий ESO в Ла Силья и на Паранале, субмиллиметрового телескопа в Льяно Чахнантор, а также на Британском ИК телескопе на Гавайях.

Архив ESO ежегодно рассылает около 12 Тб данных общего доступа в ответ на примерно 10 000 сетевых запросов. До недавнего времени объем архива не превышал 100 Тб информации при скорости поступлений около 15 Тб в год. Однако с началом проведения систематических обзоров в инфракрасной области при помощи крупнейшего в этом спектральном диапазоне обзорного телескопа Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy (VISTA) [16], а также с введением в строй оптического обзорного VLT Survey Telescope (VST) [17] эти цифры вскоре вырастут примерно в 10 раз. Только обзорный телескоп VISTA будет ежегодно поставлять около 150 Тб.

Отдельную тему представляет сохранение астрономических данных, полученных в доцифровую эпоху наблюдений. Количество фотопластинок и/или астронегативов в мире оценивается в 7 млн. Процесс оцифровки занимает много времени и завершился лишь в ограниченном количестве небольших обсерваторий. В числе самых масштабных можно назвать многолетний Гарвардский проект Digital Access to a Sky Century @ Harvard (DASCH, <http://tdc-www.harvard.edu/plates/>) [18] по переводу в цифровую форму архива, содержащего 500 000 пластинок. На сегодняшний день оцифровано почти 120 000 фотопластинок, причем каждый скан занимает около 700 Мб; получено свыше 7 млрд фотометрических измерений.

## Инфраструктурные проекты

С ростом объема доступных данных возрастает роль инфраструктурных проектов, предоставляющих возможности унифицированного доступа и обработки для данных из разнородных источников. Можно выделить как тематические инфраструктурные проекты, интегрирующие астрономические данные об определенных категориях объектов, так и проекты, объединяющие данные о данных.

В этом ряду необходимо прежде всего упомянуть базу данных Set of Identifications, Measurements, and Bibliography for Astronomical Data (SIMBAD, <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>) [19], включающую основные данные, кросс-идентификаторы, библиографию и результаты измерений для звезд, а также NASA/IPAC Extragalactic Database (NED, <https://ned.ipac.caltech.edu/>) [20], базу данных о внегалактических объектах, проводящую систематическое постоянное слияние данных (data fusion), получаемых из сотен обзоров и десятков тысяч публикаций. При поступлении новых наблюдений они кросс-идентифицируются или статистически связываются с предыдущими данными и интегрируются в базу для упрощения запросов и получения информации.

Для этих тематических баз данных обеспечивается беспроводная связь с базой астрономических каталогов VizieR (<http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR>) [21], а также с высокоуровневой библиографической базой данных астрономических публикаций SAO/NASA Astrophysics Data System (ADS, <http://adsabs.harvard.edu/index.html>) [22].

Среди тематических проектов специальный интерес представляет Gamma-ray Coordinates Network, GCN (сейчас получившая новое наименование TAN: Transient Astronomy Network; первоначальное название BACODINE. <http://gcn.gsfc.nasa.gov/>), первый в мире успешный проект по открытому распространению данных в реальном времени [23]. По сути, GCN является дружественным интерфейсом к данным многих космических обсерваторий и предназначена для оповещения наземных обсерваторий о транзиентных событиях в гамма-диапазоне, в основном о космических гамма-всплесках. Кроме того, GCN содержит в виде циркуляров ссылки на все гамма-всплески, представляющие интерес для научной общественности, а также предоставляет интерфейс к коллекциям различных экспериментов по наблюдению транзиентных событий в гамма-диапазоне, как прошлых (например, Compton Gamma Ray

Observatory, CGRO), так и планирующихся (например, Space-based multi-band astronomical Variable Objects Monitor, SVOM). GCN является чрезвычайно важным инфраструктурным проектом по развитию транзиентной астрономии, т. е. астрономии уникальных (одноразовых) быстропротекающих астрофизических явлений.

Следует отметить, что значительное число крупных астрономических коллекций данных, в частности, проектов, предполагающих интеграцию данных, используют стандарты и протоколы Альянса Международной виртуальной обсерватории (IVOA, <http://ivoa.net/>) [24].

## Заключение

В российской астрономии существуют в основном аналоги ведущих мировых проектов, создающих и поддерживающих большие коллекции данных, однако работают они, как правило, со значительно меньшими объемами информации. Так, наиболее, по-видимому, объемный архив наблюдательных астрономических данных с поисково-информационной системой в России создается и поддерживается крупнейшей российской обсерваторией САО РАН (Общий архив наблюдательных данных, <http://www.sao.ru/oasis/cgi-bin/fetch?lang=ru>, 250 Гб по состоянию на 2010 г.) [25]. В ПРАО РАН начат круглосуточный радиообзор неба на частоте 110 МГц, который должен давать поток данных от 32 Тб/год [26]. Достаточно активно проводится оцифровка астронегативов Московской коллекции [27], причем архив, находящийся в Звенигородской обсерватории ИНАСАН [28], оцифрован практически полностью (свыше 4000 фотопластинок). Наряду с функционирующим на орбите с 2011 г. космическим проектом Радиоастрон [29] подготавливающиеся к запуску телескопы Спектр-Рентген-Гамма [30], WSO-UV [31] и Миллиметрон [32] будут иметь результатом объемные коллекции астрономических данных (в случае WSO-UV — около 1 Тб). Создана и развивается интегрирующая база данных для двойных и кратных звезд BDB (<http://bdb.inasan.ru>) [33].

Представляется, однако, очевидным, что тенденции развития астрономии, приведшие в последние два десятилетия к экспоненциальному росту объема данных, со временем будут лишь усиливаться. В связи с этим сложно преувеличить актуальность исследования вопросов, связанных с организацией, поддержкой и распространением

ем данных объемных коллекций, а также с обеспечением обработки больших потоков данных, в том числе и в режиме реального времени.

Авторы выражают признательность за поддержку РФФИ (ОМ и ДК: проекты 15-02-04053, 16-07-01162; АП: проект 15-02-10203\_K).

## Библиографические ссылки

1. *Бартунов О. С., Карпов С. В.* Астрономия в эпоху Big Data // Интернет и общество : Тр. XV Всерос. объединен. конф., Санкт-Петербург, 2012. — — СПб. : СПбГУ, 2012. — С. 23—27.
2. *Lasker B. M., Djorgovski S., Postman M. et al.* The Palomar Observatory — ST ScI Digital Sky Survey. II. The Scanning Process. // American Astronomical Society Meeting Abstracts #180 : Bulletin of the American Astronomical Society. — 1992. — Vol. 24. — P. 741.
3. *Peterson B. A.* A Southern Digital Sky Survey using the UK Schmidt Telescope // IAU Colloq. 148: The Future Utilisation of Schmidt Telescopes / ed. by J. Chapman, R. Cannon, S. Harrison, B. Hidayat : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 1995. — Vol. 84. — P. 156.
4. *Ahn C. P., Alexandroff R., Allende Prieto C. et al.* The Tenth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey: First Spectroscopic Data from the SDSS-III Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment // Astrophys. J. Suppl. Ser. — 2014. — Vol. 211. — P. 17. 1307.7735.
5. *Flewelling H., Consortium P.* Public Release of Pan-STARRS Data // IAU General Assembly. — 2015. — Vol. 22. — P. 58174.
6. *Juric M., Tyson T.* LSST Data Management: Entering the Era of Petascale Optical Astronomy // Highlights of Astronomy. — 2015. — Vol. 16. — P. 675—676.
7. *Taylor A. R.* Data Intensive Radio Astronomy en route to the SKA: The Rise of Big Radio Data // Highlights of Astronomy. — 2015. — Vol. 16. — P. 677—678.
8. *Richard J., Bacon R., Weilbacher P. M. et al.* Reduction and analysis of MUSE data // SF2A-2012: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics / ed. by S. Boissier, P. de Laverny, N. Nardetto et al. — 2012. — P. 553—557. 1210.0709.

9. *Guidi G. M., LIGO Scientific Collaboration, Virgo Collaboration.* LIGO and Virgo Gravitational Wave Data Analysis // Twelfth Marcel Grossmann Meeting on General Relativity. — 2012. — P. 1700.
10. *Fleming S. W., Abney F., Donaldson T. et al.* Beyond The Prime Directive: The MAST Discovery Portal and High Level Science Products // American Astronomical Society Meeting Abstracts : American Astronomical Society Meeting Abstracts. — 2015. — Vol. 225. — P. 336.59.
11. *Fitzpatrick M.* IRAF: Lessons for Project Longevity // Astronomical Data Analysis Software and Systems XXI / ed. by P. Ballester, D. Egret, N. P. F. Lorente : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 2012. — Vol. 461. — P. 595.
12. *Pence W., Chai P.* The New Web-Based Hera Data Processing System at the HEASARC // Astronomical Data Analysis Software and Systems XXI / ed. by P. Ballester, D. Egret, N. P. F. Lorente : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 2012. — Vol. 461. — P. 103.
13. *Heather D., Barthelemy M., Szumlas M. et al.* The European Space Agency's Planetary Science Archive (PSA) // European Planetary Science Congress 2012. — 2012. — P. 503.
14. *de Teodoro P., Hutton A., Frezouls B. et al.* Data Management at Gaia Data Processing Centers / P. de Teodoro, A. Hutton, B. Frezouls et al. // Astrostatistics and Data Mining / ed. by L. M. Sarro, L. Eyer, W. O'Mullane, J. De Ridder. — 2012. — P. 107.
15. *Retzlaff J., Arnaboldi M., Romaniello M. et al.* Data products in the ESO Science Archive Facility // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series : Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series. — 2014. — Vol. 9149. — P. 3.
16. *Minniti D., Lucas P., Ahumada A. V. et al.* VISTA Milky Way Public Survey // Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series : Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series. — 2009. — Vol. 35. — P. 263—264.
17. *Capaccioli M., Schipani P., de Paris G. et al.* VST: the VLT Survey Telescope. VST: An Overview. // Science from the Next Generation Imaging and Spectroscopic Surveys. — 2012. — P. 1.
18. *Los E., Grindlay J., Tang S. et al.* The DASCH Data Processing Pipeline and Multiple Exposure Plate Processing // Astronomical



- Data Analysis Software and Systems XX / ed. by I. N. Evans, A. Accomazzi, D. J. Mink, A. H. Rots : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 2011. — Vol. 442. — P. 269. 1102.4871.
19. *Wenger M., Ochsenbein F., Egret D. et al.* The SIMBAD astronomical database. The CDS reference database for astronomical objects // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. — 2000. — Vol. 143. — P. 9–22. astro-ph/0002110.
  20. *Mazzarella J. M., Ogle P. M., Fadda D. et al.* Explosive Growth and Advancement of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) // American Astronomical Society Meeting Abstracts #223 : American Astronomical Society Meeting Abstracts. — 2014. — Vol. 223. — P. 302.04.
  21. *Cambrésy L., Genova F., Wenger M. et al.* From your Paper to VizieR and SIMBAD // EAS Publications Series / ed. by C. Sterken : EAS Publications Series. — 2011. — Vol. 49. — P. 135–157.
  22. *Accomazzi A., Kurtz M. J., Henneken E. A. et al.* ADS: The Next Generation Search Platform // Open Science at the Frontiers of Librarianship / ed. by A. Holl, S. Lesteven, D. Dietrich, A. Gasperini : Astronomical Society of the Pacific Conference Series. — 2015. — Vol. 492. — P. 189. 1503.04194.
  23. *Barthelmy S.* GCN and VOEvent: A status report // Astronomische Nachrichten. — 2008. — Vol. 329. — P. 340.
  24. *Arviset C., Gaudet S., IVOA Technical Coordination Group.* The IVOA Architecture // European Planetary Science Congress 2012. — 2012. — P. 626. 1106.0291.
  25. *Желенкова О. П., Витковский В. В., Пляскина Т. А.* Электронный архив наблюдательных данных астрофизической обсерватории. — Электронные библиотеки. — 2010.
  26. *Самодуров В. А., Логвиненко, В. С. и др.* База данных в режиме on-line и методы обработки наблюдательных данных круглосуточного многолучевого небесного обзора на 110 МГц (БСА ФИАН). — [www.prao.ru/conf/rrc2014/docs/25092014/17\\_Samodurov.pdf](http://www.prao.ru/conf/rrc2014/docs/25092014/17_Samodurov.pdf).
  27. *Samus N. N., Sat L. A., Vereshchagin S. V., V. Zharova A.* Moscow Astronomical Plate Archives: Contents, Digitization, Current and Possible Applications // Virtual Observatory : Plate Content Digitization, Archive Mining and Image Sequence Processing. — Sofia : 2005. — P. 103–107.

28. *Верещагин С. В., Чупина Н. В.* Архивы Звенигородской астрономической обсерватории // XVI Всероссийская научная конференция RCDL-2014. — Дубна, 2014.
29. *Андреянов В. В., Кардашев Н. С., Хартов В. В.* Наземно-космический радиоинтерферометр «Радиоастрон» // Космические исследования. — 2014. — Т. 52. — С. 353–359.
30. *Predehl P., Pavlinsky M.* Spectrum Roentgen Gamma // The X-ray Universe 2014. — 2014. — P. 20.
31. *Shustov B., Gómez de Castro A. I., Sachkov M. et al.* WSO-UV progress and expectations // Astrophys. Space. Sci. — 2014. — Vol. 354. — P. 155–161.
32. *Кардашев Н. С., Новиков И. Д., Лукаш В. Н. и др.* Обзор научных задач для обсерватории Миллиметрон // Успехи физ. наук. — 2014. — Т. 184. — С. 1319–1352.
33. *Kovaleva D., Kaygorodov P., Malkov O. et al.* Binary star DataBase BDB development: Structure, algorithms, and VO standards implementation // Astronomy and Computing. — 2015. — Vol. 11. — P. 119–125.

## ЧИСЛЕННАЯ КОСМОЛОГИЯ

В лекции описаны методы и основные достижения в области численного моделирования распределения материи во Вселенной.

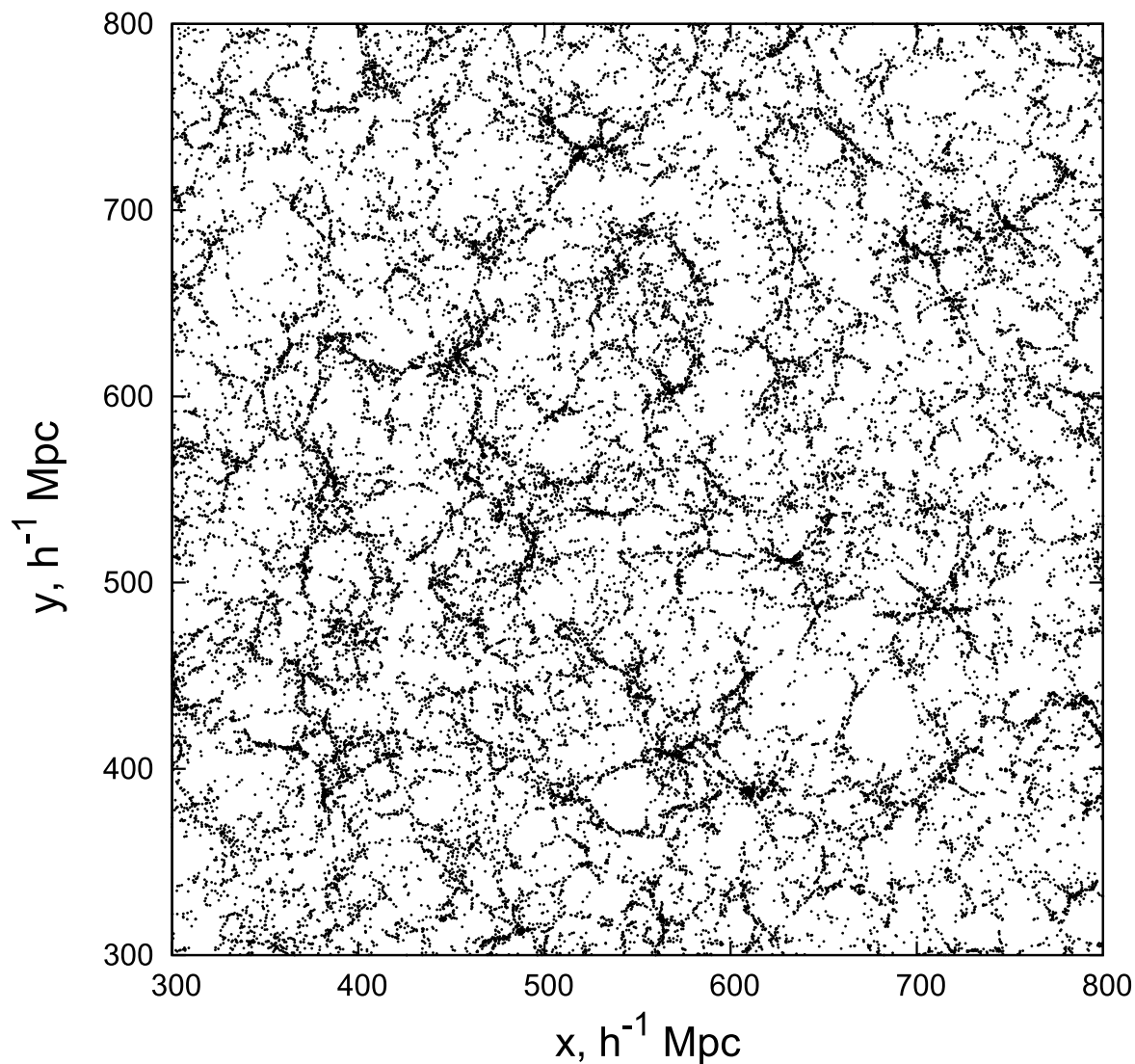
This lecture summarizes methods and the main achievements of numerical simulations of the distribution of matter in the Universe.

### Введение

Наша Вселенная является однородной и изотропной только на больших масштабах, начиная с нескольких сотен мегапарсек (Мпк). Однородность означает равенство плотности вещества во всех точках пространства. На меньших масштабах в распределении галактик в пространстве отчетливо наблюдаются отклонения от однородности — крупномасштабная ячеистая структура Вселенной (см. рисунок). Сами галактики тоже представляют собой результат эволюции неоднородностей в распределении материи. Плотность вещества в «стенках» крупномасштабной структуры превышает среднюю по Вселенной в несколько раз, а плотность внутри галактик — в 1 000 раз и более.

Образование крупномасштабной структуры и галактик происходит в основном под действием одной только силы гравитации: сила давления в газе играет роль лишь на очень малых масштабах внутри галактик. Теория Джинса описывает эволюцию неоднородностей, пока их плотность мало отличается от средней (не более десятков процентов), т. е. на так называемой линейной стадии. Главный вывод теории состоит в том, что у неоднородностей в расширяющейся Вселенной на достаточно больших масштабах, больше джинсовской длины волны, отличие плотности от средней нарастает со временем.

Дальнейшую эволюцию неоднородностей приближенно описывает теория Зельдовича [1], которая предсказывает, что значительная часть неоднородностей с большой вероятностью эволюционирует в плоские «блины», которые и видны как стенки ячеек крупномасштабной структуры. Качественно понять этот вывод легко: рассмотрим некоторый объем вещества. В соответствии с теорией Зельдовича по каждой из трех взаимно перпендикулярных осей он может



Крупномасштабная структура Вселенной в численной модели MultiDark Run 1. Каждая точка — отдельная галактика

независимо либо сжиматься, либо расширяться. Если объем сжимается только по одной оси и расширяется по двум другим, получится как раз «блин». Если он сжимается по двум осям, получится нитевидная структура. Если объем сжимается по всем трем направлениям, получится галактика или скопление галактик — сферический объект.

Хотя теория дает качественное понимание эволюции неоднородностей, точные количественные ответы можно получить только с помощью численных расчетов. Для таких расчетов необходимо задать начальные условия — начальное распределение плотности в достаточно ранний момент времени. В последние десятилетия была изме-

рена анизотропия реликтового излучения, которая несет информацию о неоднородностях во Вселенной при ее возрасте около 300 000 лет, в ту эпоху, когда типичные отклонения плотности от средней в этих неоднородностях составляли не более 0.1 %, т. е. когда неоднородности находились на линейной стадии. Эту информацию можно использовать как начальные условия для численных моделей, рассчитывающих дальнейшую (нелинейную) эволюцию неоднородностей.

Таким образом, космологические численные модели — это попытка воспроизвести наблюдаемую сегодня структуру распределения вещества во Вселенной исходя из известных начальных условий. На этом пути уже достигнуты значительные успехи: численные модели хорошо воспроизводят количественные характеристики крупномасштабной структуры, такие, как корреляционная функция, количество скоплений галактик и т. п.

## Методы

### Основные параметры численных моделей

Наша Вселенная может быть бесконечной, но компьютеры оперируют с конечными величинами, поэтому моделируется не вся Вселенная, а некоторый кубический объем со стороной куба  $L_{box}$ . Для того чтобы учесть однородность Вселенной на больших масштабах, к этому кубу применяются периодические граничные условия, т. е. противоположные грани «сшиваются» между собой. Типичные размеры модельных кубов в космологии — от 50 до 4 000 Мпк.

Задача моделирования эволюции распределения материи под действием силы гравитации решается с помощью подхода N-тел: сначала модельный куб заполняется почти однородно расположенными пробными телами массой  $m_p$ , затем вычисляются силы, действующие на каждое тело со стороны остальных, рассчитываются ускорения, скорости и новые положения пробных тел через малый интервал времени  $\Delta t$ . Этот расчет повторяется до достижения заданного времени. Масса пробной частицы в расчете много больше, чем масса гипотетических частиц темной материи и составляет обычно  $m_p \sim 10^3 - 10^9 M_\odot$ . Очевидно, с помощью таких частиц можно исследовать только объекты, имеющие массу значительно больше массы пробной частицы, поэтому параметр  $m_p$  называют также «разрешением по массе».

Поскольку моделирование начинается с почти однородной Вселенной, можно найти полную массу модельного куба как  $M_{box} = \rho_m L_{box}^3$ , где  $\rho_m$  — средняя плотность материи во Вселенной. Тогда полное число пробных частиц в модели  $N = M_{box}/m_p$ . В современных расчетах на крупнейших суперкомпьютерах полное число частиц достигает 60 млрд, на персональном компьютере можно выполнять расчеты с десятками миллионов частиц.

Существует несколько методов расчета задачи N-тел. Алгоритмически самый простой — прямое суммирование, т. е. попарное вычисление сил между всеми частицами, однако этот метод чрезвычайно медленный, так как требует выполнения  $N^2$  операций. Поэтому для космологических расчетов используются приближенные методы, имеющие гораздо лучшее быстродействие (число операций на каждом шаге порядка  $N \log N$ ).

### Методы решения задачи N тел

Один из методов ускоренного решения задачи N тел состоит в решении уравнения Пуассона на сетке с использованием быстрого преобразования Фурье. Уравнение Пуассона связывает гравитационный потенциал  $\phi$  с распределением плотности  $\rho$  в пространстве:

$$\Delta\phi = 4\pi G\rho.$$

Здесь  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ . Разложив потенциал и плотность в ряд Фурье, можно получить следующую связь между их коэффициентами разложения (обозначены соответствующими буквами с тильдой):

$$\tilde{\phi}k^2 = -4\pi G\tilde{\rho},$$

т. е. найти коэффициенты разложения в ряд Фурье гравитационного потенциала  $\phi$  можно, просто поделив  $\tilde{\rho}(k_x, k_y, k_z)$  на квадрат волнового числа  $k$ .

Процедура разложения в ряд Фурье на компьютере требует всего лишь  $N \log N$  операций. Продифференцировав потенциал по координатам, можно найти силу, действующую на каждую частицу.

Данный метод носит название Particle-Mesh. Главным его достоинством является высокое быстродействие, недостаток — относительно невысокое разрешение, т. е. невозможность вычислить силу взаимодействия частиц, находящихся внутри одной ячейки сетки. Число ячеек сетки ограничено размером памяти компьютера. Если

размер ячейки равен  $d$ , то полное число ячеек  $N_{cells} = (L/d)^3$ , т. е. уменьшение размера ячейки в два раза приводит к увеличению числа ячеек в 8 раз. Этот недостаток преодолен в более сложных алгоритмах: 1) адаптивная сетка (Adaptive Mesh Refinement), использующая разный размер ячеек в разных частях модельного объема, в зависимости от плотности частиц [2]; 2) прямое суммирование для вычисления силы внутри ячеек (Particle-Particle-Particle-Mesh, P<sup>3</sup>M [3]; 3) древесный метод, основанный на том, что при взаимодействии частиц на больших расстояниях, много больше среднего расстояния между частицами, можно заменить группу частиц одной частицей большей массы. Последний метод применяется в широко используемом общедоступном коде GADGET-2 [4].

Следует заметить, что ошибка вычисления силы для отдельной частицы в указанных алгоритмах довольно большая, она достигает 20 %. Поэтому данные коды нельзя использовать для изучения эволюции планетных систем и звездных скоплений, но ошибка носит случайный характер и в космологии из-за большого числа пробных частиц она усредняется и не дает заметного вклада в результат вычислений.

## Моделирование барионной материи

Космологи разделяют всю материю во Вселенной на барионную и темную. Первая состоит из протонов и нейтронов и участвует в электромагнитном взаимодействии, т. е. может взаимодействовать с излучением. Темная материя, как считается, участвует только в гравитационном взаимодействии. Как говорилось выше, на больших масштабах, более мегапарсека, давление в газе не оказывает существенного влияния на его свойства, поэтому вся материя эффективно ведет себя как темная. На меньших масштабах давление газа уже может сказываться на эволюции объектов, но, поскольку средняя плотность темной материи во Вселенной примерно в 5 раз больше, чем барионной, это влияние не очень существенно и на масштабах галактик.

Только внутри галактик за счет способности газа охлаждаться излучением плотность газа может превысить плотность темной материи. Поэтому для моделирования внутренней структуры галактик необходимо учитывать не только силу гравитации, но и законы взаимодействия барионного вещества: гидродинамику и термодинамику газа, излучение и поглощение, перенос излучения, ионизацию и

рекомбинацию, химические реакции, рождение, эволюцию и гибель источников излучения и т. д.

Создание полной модели, полностью учитывающей все эти процессы и охватывающей при этом космологически значимый объем (размер куба от 50 Мпк), пока находится далеко за гранью возможностей вычислительной техники. Однако в этой области предприняты существенные шаги, например, создана упрощенная модель звездообразования [5], построены численные модели EAGLE, Illustris.

## **Подготовка начальных условий и анализ результатов**

Неоднородности в распределении материи во Вселенной обладают таким свойством, что величина неоднородности зависит от масштаба. Так, если усреднить распределение плотности на масштабе 100 Мпк, отклонения от среднего будут небольшими. Если же сделать усреднение на масштабе 1 м, плотность в одном месте может на много порядков отличаться от плотности в другом. Эту зависимость величины неоднородности от ее масштаба математически описывают в терминах спектральной плотности (это понятие пришло из радиофизики). Для задания начальных условий в численной модели достаточно задать спектральную плотность неоднородностей.

Результат моделирования представляет собой массив из координат и скоростей  $N$  пробных частиц в модельном объеме. Разбив объем на ячейки, можно подсчитать плотность массы в каждой ячейке и таким образом построить трехмерную карту плотности. Максимумы плотности на этой карте можно связать с галактиками или скоплениями галактик. Существуют специальные алгоритмы поиска таких объектов, например, алгоритм Bound Density Maxima.

# **Результаты**

## **Крупномасштабная структура**

Современные численные модели хорошо воспроизводят наблюдаемую крупномасштабную структуру в распределении галактик [6]. Вид структуры и ее количественные параметры существенно зависят от начальных условий и параметров космологической модели, особенно от доли темной материи от полной плотности Вселенной  $\Omega_m$ . Чем выше плотность, тем большая часть материи должна собираться в «стенки» ячеек крупномасштабной структуры.



Как говорилось выше, сегодня начальные условия хорошо известны по высокоточным наблюдениям реликтового излучения [7]. В конце 1980-х таких измерений еще не было и была большая неопределенность в величине  $\Omega_m$ . С появлением крупных каталогов галактик АРМ, CfA, QDOT удалось сравнить наблюдаемую крупномасштабную структуру с результатами численных моделей и было установлено, что  $\Omega_m \leq 0.3$ , а популярная ранее модель с  $\Omega_m = 1.0$  противоречит наблюдениям [8, 9].

Таким образом, стандартная космологическая модель, включающая 30 % материи и 70 % темной энергии подтверждается различными независимыми измерениями, в том числе и измерениями свойств структуры в распределении галактик, которые невозможно было бы интерпретировать без помощи численных моделей.

### Темное гало

Ранние численные работы, например [10], показали, что облако бесстолкновительных частиц с нулевыми начальными скоростями сначала сжимается в режиме свободного падения, потом происходит бурный процесс обмена энергией между частицами (только за счет силы гравитации), и в результате небольшая часть частиц покидает эту систему, а из оставшихся возникает устойчивое самогравитирующее образование — гало. Плотность внутри гало в несколько сотен или тысяч раз превышает плотность начального облака, а его форма близка к сферической.

В изначально почти однородной Вселенной со временем часть вещества образует именно такие сгустки. Поскольку темной материи по массе в 5 раз больше, чем барионной, то гало темной материи служат «потенциальными ямами», которые удерживают газ внутри себя, таким образом галактики существуют внутри гало.

Следует заметить, что сжатие облака газа происходит не так, как облака темной материи: газ способен более эффективно сбрасывать лишнюю энергию за счет излучения, и в результате облако газа способно сжаться на 20—24 порядка по плотности, образовав звезду. Плотность темной материи может увеличиться не более чем на 2—4 порядка, поэтому гало темной материи имеют существенно большие размеры, чем галактики, которые в них погружены.

## Скопления галактик

Наиболее крупные гало содержат не отдельные галактики, а скопления из десятков тысяч галактик. Массы скоплений составляют  $10^{14} - 10^{15} M_{\odot}$ . Типичный радиус скоплений порядка 1 Мпк. Скопления являются очень хорошо заметными объектами, поскольку содержащиеся в них галактики разогревают межгалактический газ внутри скопления до миллионов градусов, и в результате скопления излучают в рентгеновском диапазоне.

Один из важнейших результатов численной космологии — вычисление количества скоплений в зависимости от их массы и параметров космологической модели, т. е. определение функции масс скоплений. Важность этих вычислений связана с тем, что массы скоплений можно достаточно точно измерить по наблюдениям, и тогда сравнение предсказанной функции масс с наблюдаемой позволяет проверить космологическую модель. Измерения, проделанные в работе [11], позволили измерить параметр  $\Omega_m$  с высокой точностью, а также ограничить возможную эволюцию темной энергии со временем.

## Иерархическая парадигма

Одно из важных предсказаний стандартной космологической модели состоит в том, что гало образуются иерархически: сначала рождаются маломассивные объекты, потом они сливаются вместе и образуют более крупные. Численные модели позволили изучить подробности этого процесса. В частности, выяснилось, что первые гало, способные сформировать галактики, должны были образоваться при возрасте Вселенной от 0.5 до 1 млрд лет (ее нынешний возраст 13.7 млрд лет). Наблюдения подтверждают этот вывод пока только косвенно, но в недалеком будущем будут проведены прямые наблюдения первых галактик телескопами JWST, SKA, Миллиметрон.

## Современные задачи

В настоящее время космологические численные модели продолжают активно использоваться во многих областях астрофизики и космологии. Один из ключевых вопросов — природа темной материи. Сравнение результатов моделирования карликовых галактик с наблюдениями — один из способов ограничить возможные параметры темной материи: массу частиц, количество сортов этих частиц,

возможность их участия в других взаимодействиях, кроме гравитационного. Все эти параметры влияют в первую очередь на свойства маломассивных объектов. Однако моделировать их сложно ввиду того, что в них уже нельзя не учитывать свойства барионной материи.

Также численные модели используются для построения моделей эволюции галактик, для создания искусственных каталогов и отработки алгоритмов составления будущих обзоров галактик, для исследования эволюции нашей Галактики и ее ближайшего окружения и многого другого. Существуют общедоступные базы данных, из которых можно скачать результаты моделирования: каталоги гало, карты распределения плотности и др. Стоит упомянуть базу данных Millenium (<http://gavo.mpa-garching.mpg.de/Millennium/>) и базу COSMOSIM (<http://cosmosim.org/>).

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН П-41.

## Библиографические ссылки

1. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.* Строение и эволюция Вселенной. — М. : Наука, 1975.
2. *Kravtsov A. V., Klypin A. A., Khokhlov A. M.* Adaptive Refinement Tree: A New High-Resolution N-Body Code for Cosmological Simulations // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 1997. — Vol. 111. — P. 73—94. [astro-ph/9701195](#).
3. *Hockney R. W., Eastwood J. W.* Computer Simulation Using Particles. Advanced book program: Addison-Wesley. — McGraw-Hill, 1981.
4. *Springel V.* The cosmological simulation code GADGET-2 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2005. — Vol. 364. — P. 1105—1134. [astro-ph/0505010](#).
5. *Springel V., Hernquist L.* Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations: a hybrid multiphase model for star formation // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2003. — Vol. 339. — P. 289—311. [astro-ph/0206393](#).
6. *Springel V., White S. D. M., Jenkins A. et al.* Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars // *Nature.* — 2005. — Vol. 435. — P. 629—636. [astro-ph/0504097](#).

7. *Planck Collaboration, Ade P. A. R., Aghanim N. et al.* Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters // *Astron. Astrophys.* — 2014. — Vol. 571. — P. A16. 1303.5076.
8. *Saunders W., Frenk C., Rowan-Robinson M. et al.* The density field of the local universe // *Nature.* — 1991. — Vol. 349. — P. 32–38.
9. *Efstathiou G., Sutherland W. J., Maddox S. J.* The cosmological constant and cold dark matter // *Nature.* — 1990. — Vol. 348. — P. 705–707.
10. *Peebles P. J. E.* Structure of the Coma Cluster of Galaxies // *Astron. J.* — 1970. — Vol. 75. — P. 13.
11. *Vikhlinin A., Kravtsov A. V., Burenin R. A. et al.* Chandra Cluster Cosmology Project III: Cosmological Parameter Constraints // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 692. — P. 1060–1074. 0812.2720.

## ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИКИ: СОВРЕМЕННЫЙ ВЗГЛЯД

За последние 15 лет, благодаря развитию техники инфракрасных наблюдений и появлению больших фотометрических и спектроскопических обзоров, представления о звездных скоплениях Галактики существенным образом изменились. Были обнаружены молодые населенные звездные скопления с массами, близкими к массам шаровых скоплений. Шаровые скопления, как оказалось, содержат несколько населений звезд разного химсостава и возраста. Количество известных рассеянных скоплений увеличилось вдвое, причем были открыты скопления на самой ранней стадии формирования. Представлен краткий обзор исследований Галактических звездных скоплений.

Our view onto Galactic star clusters changed substantially during last 15 years, due to infrared observations development and large photometric and spectroscopic surveys. Young populous star clusters were found, with masses close to the mass of globular clusters. Globular clusters were found to have several populations of stars with the different element abundances and ages. The number of known open clusters have been doubled, with clusters were found at the very early stage of their formation. The short review of the Galactic star clusters is presented.

### Введение

Звездные скопления — это гравитационно-связанные группы звезд, имеющих общее происхождение, входящие в состав галактик и выделяющиеся на окружающем их звездном фоне как области повышенной звездной плотности. Звездные скопления содержат от нескольких десятков до нескольких миллионов звезд. С одной стороны, скопления надо отличать от кратных звездных систем (отличительным признаком которых является строгая иерархическая структура), а с другой — от карликовых галактик. Кроме того, скопления надо отличать от гравитационно-несвязанных ассоциаций и звездных потоков.

Изучение звездных скоплений имеет большое значение для астрономии в целом и для астрофизики в частности. В современную эпоху звезды образуются в результате фрагментации молекулярных облаков в диске Галактики. При этом, в подавляющем большинстве, звезды рождаются группами. В результате данного процесса образуется либо гравитационно-связанное скопление, либо несвязанная ассоциация. Поэтому изучение скоплений, особенно молодых, дает ключ к пониманию процессов звездообразования.

Благодаря изучению звездных скоплений было выяснено, как эволюционируют звезды. Астрономы поняли, что диаграмма звездная величина — показатель цвета звездного скопления представляет собой изохрону, т. е. линию, вдоль которой на диаграмме расположены звезды одного возраста. Различия диаграмм для разных скоплений в первую очередь объясняются разницей в возрастах этих скоплений. Поэтому диаграммы величина — показатель цвета скоплений стали основным «пробным камнем» для теории звездной эволюции, и на сегодня эта роль скоплениями не утрачена.

Звездные скопления являются одним из основных средств для измерения расстояний в нашей Галактике и в ее ближайших окрестностях. Именно по расстояниям до рассеянных скоплений были впервые получены коэффициенты зависимости «период—светимость» для цефеид, которая, в свою очередь, дала возможность определять расстояния до относительно близких галактик.

Звездные скопления дают нам информацию о строении нашей Галактики. Шаровые скопления показывают структуру гало, указывают направление на центр Галактики. Рассеянные скопления, в первую очередь молодые, показывают положение спиральных рукавов Галактики в ближайших окрестностях Солнца.

Звездные скопления дают нам информацию об истории формирования Галактики, так как являются одними из ее основных строительных блоков, при этом возраст скоплений определяется достаточно надежно. Скопления несут в себе также информацию по истории обогащения Галактики тяжелыми элементами.

Звездные скопления представляют собой и уникальные звездно-динамические объекты и дают возможность изучения динамики систем большого числа гравитирующих тел.

В лекции представлен обзор исследований за последние 15 лет, приведших к существенному изменению представлений о звездных скоплениях нашей Галактики. Во втором разделе лекции приводится краткий обзор исследований молодых населенных скоплений. В тре-

твом разделе дается обзор исследований шаровых скоплений (ШС), приведших к открытию множественных населений звезд в этих скоплениях. В четвертом разделе приводится обзор работ по исследованию рассеянных скоплений (РС), дается краткое описание современных проектов. В пятом разделе приводится краткая информация об исследованиях звездных скоплений в Уральском федеральном университете.

В лекции использован доклад Комиссии 37 «Звездные скопления и ассоциации» Международного астрономического союза (МАС), сделанный на XXIX Генеральной ассамблее МАС в Гонолулу в августе 2015 г. [1].

## Открытие и исследования молодых населенных скоплений Галактики

Очень населенные молодые скопления с массами, как у шаровых скоплений, и возрастами, как у рассеянных скоплений, были обнаружены вначале в Магеллановых Облаках (ближайших спутниках нашей Галактики). Одно из самых ярких представителей — это скопление NGC 2070, ионизирующее туманность Тарантул. Примечательно, что природу центрального объекта в скоплении NGC 2070, R136a, удалось объяснить только тогда, когда его удалось разрешить на отдельные звезды. Оказалось, что это ядро звездного скопления, содержащее большое количество звезд спектрального класса O и звезд типа WR.

Благодаря значительному развитию техники наблюдений в инфракрасном диапазоне (ИК) такие скопления открыты сейчас и в нашей Галактике. В первую очередь это скопления в окрестности центра Галактики — скопление Центральное (Nuclear Star Cluster), в самом центре которого находится сверхмассивная черная дыра (см., например, [2]), и скопления Quintuplet (см., например, [3]) и Arches (см., например, [4]). Центральное скопление, безусловно, является самым массивным звездным скоплением нашей Галактики и обладает исключительными свойствами. Масса скопления Arches оценивается в  $2 \times 10^4 M_{\odot}$ , масса скопления Quintuplet  $\sim 10^4 M_{\odot}$  [4]. Очень вероятно, что эти оценки могут быть пересмотрены в большую сторону после получения надежных данных о межзвездном поглощении в направлении этих скоплений, о функции масс этих скоплений и о дисперсии скоростей звезд в них. Скопление Arches является наи-

более компактным из всех известных скоплений нашей Галактики, оно содержит около сотни массивных молодых звезд в сфере диаметром  $\sim 0.3$  пк.

Звездные скопления Westerlund 1 (Wd1) и Westerlund 2 (Wd2) были открыты еще в 1961 г., но изучить их звездный состав удалось только недавно с помощью наблюдений в инфракрасном диапазоне. Было обнаружено, что скопление Wd1 содержит более 70 сверхгигантов спектральных классов от O до M [5, 6]. Прямая экстраполяция количества обнаруженных массивных звезд дает массу скопления  $M_{cl} \sim 10^5 M_{\odot}$  для стандартной начальной функции масс (НФМ). Прямые звездные подсчеты в инфракрасном диапазоне дают нижний предел массы  $5 \times 10^4 M_{\odot}$  [7]. Предполагается, что это скопление образовалось в едином акте звездообразования, продолжавшемся менее 0.4 млн лет [8].

Многие скопления попали в список массивных скоплений за последнее десятилетие. Часть из них уже были известны, но их массы были пересмотрены в большую сторону. Например, Trumpler 14 с массой  $M_{cl} \sim 10^4 M_{\odot}$  [9], или NGC 3603, для которого в [10] было получено значение массы в интервале  $M_{cl} = (1-1.6) \times 10^4 M_{\odot}$ . Эти оценки массы сильно зависят от принятого расстояния до скопления и, следовательно, от закона поглощения. Эта проблема стоит особенно остро для скоплений вблизи центра Галактики, испытывающих очень сильное и переменное поглощение, причем закон поглощения сильно отличается от среднего по Галактике [11]. Например, масса скопления Arches является предметом жаркой дискуссии. Но даже и гораздо менее «покрасневшие» скопления подвержены подобным неопределенностям. Экстремальный случай — это Wd2, для которого оценка расстояния колеблется от  $\sim 3$  до  $\sim 8$  кпк [12] из-за очень разных оценок закона поглощения.

Современные наблюдения в ближнем и среднем инфракрасном диапазоне, в рентгеновском диапазоне показывают очень богатую и сложную картину областей образования массивных звезд в диске Галактики. Типичная конфигурация может быть проиллюстрирована областью звездообразования G305. Массивные звезды в двух умеренно-массивных молодых звездных скоплениях Danks 1 и Danks 2 раздувают своим звездным ветром гигантский пузырь, внешний край которого изобилует участками звездообразования, где погруженные маломассивные протоскопления образуются прямо сейчас. Рассеянное население протозвезд разбросано по всей об-



ласти [13]. Результатом такого процесса является классическая OB ассоциация с массивными центральными скоплениями, как Per OB1 или Cas OB8.

Серьезный кандидат на самую массивную область звездообразования в Галактике — это комплекс W43 [14, 15], расположенный близко к точке, где бар Галактики соединяется со спиральным рукавом Щита—Южного Креста. Интенсивность звездообразования в этой области, вероятно, связана с этим местоположением, поскольку имеются указания на втекающие потоки газа в направлении самых плотных областей [16]. Недалеко от W43 и примерно на том же расстоянии от Солнца были обнаружены несколько скоплений, богатых красными сверхгигантами [17, 18]. Это скопления RSGC 1, 2, 3 и 4 (RSGC — Red Super Giant Cluster), они имеют возрасты в диапазоне 10—20 млн лет и оценки массы в интервале  $M_{cl} = (2-5) \times 10^4 M_{\odot}$ . По крайней мере две большие ассоциации с массами  $> 10^5 M_{\odot}$  были обнаружены вокруг этих скоплений [19, 20]. Присутствие такого большого количества экстремальных примеров современного или недавнего звездообразования в пределах столь маленького участка галактической плоскости ( $\sim 6^\circ$ ) свидетельствует о том, что эта область особенная. Доказательством такой интерпретации могло бы служить обнаружение подобного большого комплекса на противоположном конце бара, в области галактической долготы  $345^\circ$ . В настоящее время проводятся интенсивные наблюдения в том направлении, в частности, с помощью Gran Telescopio Canarias.

## **Исследование звездного населения шаровых скоплений**

В последние десять лет возобновился интерес к ШС Галактики, оказалось, что они являются намного более сложными и интригующими объектами, чем считались в прошлом. Основная причина заключается в том, что спектроскопические, а позже и фотометрические наблюдения показали, что в шаровых скоплениях имеется несколько населений (или поколений) звезд разного возраста. Недавние обзоры можно найти, например, в [21–23].

Содержание легких элементов в звездах ШС показывает большой разброс от звезды к звезде, с вариациями, характерными для большинства звезд поля гало Галактики; эти вариации антикоррелированы (C и N, O и Na, Mg и Al соответственно ослаблены и усилены). Эти так называемые «аномалии» по легким элементам

были обнаружены первоначально только в звездах-гигантах. После первых пионерских работ антикорреляции по легким элементам были, как и ожидалось, обнаружены и среди звезд главной последовательности.

В ряде ШС были обнаружены различия в содержании железа и других тяжелых элементов, в том числе элементов, образующихся путем захвата нейтронов. Это скопления  $\omega$  Cen, M54, NGC 1851, NGC 2808, M22 и др. Различные населения в  $\omega$  Cen и других скоплениях видны как разделяющиеся последовательности на диаграмме звездная величина—показатель цвета. Это открытие стало возможным благодаря тому, что были получены точные данные фотометрии для нескольких десятков тысяч звезд в скоплениях. Кроме того, было показано, что звезды разных населений в  $\omega$  Cen различаются и по пространственному распределению в скоплении [24].

Такие различия в химсоставе означают, что звезды разных населений образовывались последовательно, причем каждое последующее поколение образовывалось из межзвездного газа, обогащенного тяжелыми элементами из звезд предыдущего поколения. Это очень трудно объяснить, поскольку уже массивные звезды первого поколения, вспыхнувшие как сверхновые, должны были выдуть весь оставшийся газ из скопления, так как его масса недостаточна, чтобы удержать газ гравитационным полем. При этом никакого второго поколения звезд образоваться не могло (уж не говоря о третьем). Единственное объяснение — скопление изначально имело гораздо большую массу, чтобы удерживать газ. В настоящее время предполагается, что  $\omega$  Cen и M54 — это остатки ядер карликовых галактик, поглощенных Млечным Путем на начальной стадии формирования [25, 26]. Остальные скопления из этой группы также могут быть конечным продуктом образования скопления в среде карликовой галактики [27]. Проблема построения согласованной модели образования ШС с несколькими населениями звезд разного возраста в настоящее время далека от своего разрешения.

Предпринимались также попытки обнаружить по спектроскопическим признакам звезды, ушедшие из ШС. Необходимо отметить ряд работ, в которых были обнаружены приливные хвосты или потоки, связанные с породившими их ШС в результате ухода звезд из скопления (например, NGC 288 [28], Pal 14 [29], Pal 5 [30]).

## Исследование рассеянных скоплений

Рассеянные звездные скопления всегда привлекали особый интерес, поскольку при изучении этих объектов возможно делать выводы о структуре и кинематике диска Галактики и его динамической и химической эволюции. Однако есть два главных препятствия в достижении этих целей: 1) выборка РЗС полна только до расстояний 800—1000 пк и 2) не существует в литературе несмещенного, однородного каталога их фундаментальных параметров. Концентрация межзвездного газа и пыли к Галактической плоскости делает обнаружение новых РЗС трудным делом, особенно в видимом диапазоне.

Ситуация кардинально изменилась в начале 2000-х гг., когда стали доступны большие обзоры неба. Они дали начало новой волне интереса к открытию новых и исследованию уже известных рассеянных скоплений. Величайшее внимание было вызвано обзором 2MASS [31], который предоставил данные фотометрии в трех полосах ближнего ИК диапазона. Поиски скоплений проводились или визуально, по изображениям, записанным в какой-нибудь полосе, или по Каталогу Точечных Источников с использованием автоматических процедур (см., например, [32–34]). Они обнаружили около 2 000 кандидатов, видимых только в инфракрасном диапазоне. Еще одна тысяча кандидатов в скопления была открыта в других обзорах: DENIS [35], GLIMPSE (см., например, [36]), UKIDSS GPS [37], VVV (см., например, [38]), WISE [39].

Многие из этих скоплений — маломассивные звездные группы, все еще погруженные в свои родительские облака и находящиеся на самой ранней стадии эволюции. В связи с этим появился новый термин — «погруженные скопления» («embedded clusters»). Другие — более массивные молодые скопления с массивными звездами. Наконец, значительное число — это просто старые рассеянные скопления, скрытые сильным межзвездным поглощением. Решить, к какому типу относится скопление, часто не так легко без более детального исследования.

Так как 2MASS является однородным каталогом всего неба, было сделано много попыток получить однородный список точных физических параметров РЗС из данных фотометрии этого каталога. Однако сравнение параметров, полученных в этих исследованиях, по отношению к самому большому каталогу [40], дает средние стандартные отклонения для расстояния, возраста и покраснения, равные соответственно 1.2 кпк, 0.5 dex и 0.27 звездной величины [41], что

совершенно недостаточно для всеобъемлющего исследования структуры Галактического диска.

Исследование погруженных скоплений дает богатейшую информацию для теории звездообразования (см., например, [42, 43]).

Приведем краткий (и неполный) перечень наблюдательных программ, нацеленных на исследование РЗС. MASGOMAS — MAssive Stars in Galactic Obscured MAssive Clusters [44]. Современные спектроскопические обзоры Галактики высокого разрешения включают РЗС в число своих целей: APOGEE — Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment, GES — обзор GAIA-ESO [45], GALAH — GALactic Archaeology with HERMES [46]. Эти обзоры предоставляют точные лучевые скорости и детальный химический состав. IN-SYNC — INfrared Survey of Young Nebulous Clusters [47] использует спектрограф APOGEE для получения спектров высокого разрешения в ближнем ИК и для изучения динамики и истории звездообразования молодых скоплений. Некоторые проекты были нацелены специально на исследования РЗС и получение их точных и однородных физических параметров: BOCCCE — Bologna Open Clusters Chemical Evolution [48], OCCASO — Open Clusters Chemical Abundances from Spanish Observatories [49], SOS — Sejong Open Cluster Survey [50], OPD — фотометрический UBVRI обзор южных РЗС [51], который является дополнительным к UBVRI обзору OAN-SPM 406 северных скоплений. Длительный 17 лет проект WOCS — WIYN Open Cluster Study [52] нацелен на всесторонние фотометрические, астрометрические и спектроскопические исследования избранных РЗС.

## **Исследования звездных скоплений в Уральском федеральном университете**

Первое направление — это исследование структуры диска нашей Галактики по данным о расстояниях и возрастах рассеянных звездных скоплений, которое проводят А. В. Локтин и М. Э. Попова. Они также внесли свой вклад в открытие новых РЗС по данным 2MASS [53]. В настоящее время ими проводится работа по определению фундаментальных характеристик РЗС (расстояния, избытки цвета и возрасты) по данным фотометрии 2MASS.

Второе направление — исследование динамики РЗС под руководством профессора В. М. Данилова. В работе [54] были рассмотрены модели скопления, состоящего из  $N = 500$  звезд, движущегося по

круговой орбите радиуса  $R_G = 8\,200$  пк в плоскости Галактики вокруг ее центра. В качестве начальных фазовых координат звезд этих моделей РЗС были использованы условия, близкие к тем, которые возникают в оставшейся гравитационно-связанной части скопления в поле Галактики после расширения исходного скопления, вызванного потерей масс газа из системы «скопление—облако» в результате давления на газ излучения и звездного ветра наиболее ярких О и В звезд на более ранних стадиях эволюции. Фазовые координаты звезд моделей РЗС для разных моментов времени в этой работе были получены при интегрировании уравнений движения звезд с использованием разностных схем 10-го и 11-го порядков точности. В качестве критерия точности использовался не интеграл энергии, а точность вычисления функции фазовой плотности, достаточная для выводов о статистических свойствах этой функции.

Результаты моделирования из [54] были использованы в целом цикле работ по исследованию динамики РЗС. В работе [55] была исследована динамика корон РЗС, в работе [56] были исследованы корреляции, спектры и неустойчивость флуктуаций функции фазовой плотности, в работе [57] были исследованы спектры волновых чисел колебаний моделей РЗС. Один из основных результатов заключается в том, что РЗС являются существенно нестационарными системами. В настоящее время находится в печати монография В. М. Данилова «Нестационарность рассеянных звездных скоплений» [58].

Третье направление — построение статистических функций, характеризующих звездные скопления, таких, как функции поверхностной и пространственной плотности числа звезд, функции светимости и функции масс скоплений с использованием метода функции-ядра (kernel estimator). Суть метода состоит в том, что каждая точка данных заменяется некой функцией (функция-ядро или kernel), нормированной на 1. Результирующая оценка функции распределения — это сумма всех ядер. Примеры использования и описание этого метода можно найти в работах [59, 60]. Использование данного метода предоставляет целый ряд преимуществ по сравнению с традиционно используемыми методами. Одно из основных — это то, что получаемая оценка является непрерывной и дифференцируемой функцией. Результаты определения радиусов РЗС по профилям поверхностной плотности, построенным с помощью метода функции-ядра, сравнимы с результатами определения радиусов по выборкам звезд вероятных членов скоплений, отобранных по собственным движениям [60].

В работе [60] для семи рассеянных звездных скоплений методом функции-ядра построены профили поверхностной плотности. Подтвержден результат о наличии протяженной короны скопления NGC 6939. Показано, что комбинированная функция, состоящая из распределения Кинга для ядра скопления и однородной сферы для короны скопления, лучше аппроксимирует профиль поверхностной плотности, чем одна функция Кинга. Получены оценки количества звезд, массы скоплений и приливных радиусов в гравитационном поле Галактики. Показано, что NGC 6819 и NGC 6939 простираются за пределы их приливных поверхностей.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (государственный контракт № 3.1781.2014/К, регистрационный номер 01201465056).

## Библиографические ссылки

1. *Carraro Giovanni, de Grijs Richard, Elmegreen Bruce et al.* IAU Commission 37 "Star Clusters and Associations" Legacy report // arXiv:1511.00835 [astro-ph.GA].
2. *Do T., Martinez G. D., Yelda S. et al.* Three-dimensional Stellar Kinematics at the Galactic Center: Measuring the Nuclear Star Cluster Spatial Density Profile, Black Hole Mass, and Distance // *Astrophys. J. Lett.* — 2013. — Vol. 779. — P. L6.
3. *Liermann A., Hamann W.-R., Oskinova L. M.* The Quintuplet cluster. III. Hertzsprung-Russell diagram and cluster age // *Astron. Astrophys.* — 2012. — Vol. 540. — P. A14.
4. *Shin J., Kim S. S.* Low-end mass function of the arches cluster // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 447. — P. 366–373.
5. *Clark J. S., Negueruela I., Crowther P. A. et al.* Westerlund 1: A super star cluster in the Milky Way // *Starbursts: From 30 Doradus to Lyman Break Galaxies* / ed. by R. de Grijs, R. M. González Delgado : *Astrophysics and Space Science Library.* — 2005. — Vol. 329. — P. 13P.
6. *Negueruela I., Clark J. S., Ritchie B. W.* The population of OB supergiants in the starburst cluster Westerlund 1 // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 516. — P. A78.

7. *Gennaro M., Brandner W., Stolte A., Henning T.* Mass segregation and elongation of the starburst cluster Westerlund 1 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2011. — Vol. 412. — P. 2469–2488.
8. *Kudryavtseva N., Brandner W., Gennaro M. et al.* Instantaneous Starburst of the Massive Clusters Westerlund 1 and NGC 3603 YC // *Astrophys. J. Lett.* — 2012. — Vol. 750. — P. L44.
9. *Ascenso J., Alves J., Vicente S., Lago M. T. V. T.* NTT and VLT diffraction limited imaging of Trumpler 14: revealing a massive core-halo cluster // *Astron. Astrophys.* — 2007. — Vol. 476. — P. 199–215.
10. *Harayama Y., Eisenhauer F., Martins F.* The Initial Mass Function of the Massive Star-forming Region NGC 3603 from Near-Infrared Adaptive Optics Observations // *Astrophys. J.* — 2008. — Vol. 675. — P. 1319–1342.
11. *Nishiyama S., Tamura M., Hatano H. et al.* Interstellar Extinction Law Toward the Galactic Center III: J, H, K<sub>S</sub> Bands in the 2MASS and the MKO Systems, and 3.6, 4.5, 5.8, 8.0  $\mu\text{m}$  in the Spitzer/IRAC System // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 696. — P. 1407–1417.
12. *Carraro G., Turner D., Majaess D., Baume G.* The distance to the young open cluster Westerlund 2 // *Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 555. — P. A50.
13. *Hindson L., Thompson M. A., Urquhart J. S. et al.* The G305 star-forming complex: radio continuum and molecular line observations // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2013. — Vol. 435. — P. 2003–2022.
14. *Bally J., Anderson L. D., Battersby C. et al.* Herschel observations of the W43 “mini-starburst” // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 518. — P. L90.
15. *Nguyen Luong Q., Motte F., Schuller F. et al.* W43: the closest molecular complex of the Galactic bar? // *Astron. Astrophys.* — 2011. — Vol. 529. — P. A41.
16. *Motte F., Nguyễn Luong Q., Schneider N. et al.* The formation of the W43 complex: constraining its atomic-to-molecular transition and searching for colliding clouds // *Astron. Astrophys.* — 2014. — Vol. 571. — P. A32.
17. *Figer D. F., MacKenty J. W., Robberto M. et al.* Discovery of an Extraordinarily Massive Cluster of Red Supergiants // *Astrophys. J.* — 2006. — Vol. 643. — P. 1166–1179.

18. *Davies B., Figer D. F., Kudritzki R.-P. et al.* A Massive Cluster of Red Supergiants at the Base of the Scutum-Crux Arm // *Astrophys. J.* — 2007. — Vol. 671. — P. 781–801.
19. *Negueruela I., González-Fernández C., Marco A., Clark J. S.* A massive association around the obscured open cluster RSGC3 // *Astron. Astrophys.* — 2011. — Vol. 528. — P. A59.
20. *Negueruela I., Marco A., González-Fernández C. et al.* Red supergiants around the obscured open cluster Stephenson 2 // *Astron. Astrophys.* — 2012. — Vol. 547. — P. A15.
21. *Gratton R. G., Carretta E., Bragaglia A.* Multiple populations in globular clusters. Lessons learned from the Milky Way globular clusters // *Astron. Astrophys. Rev.* — 2012. — Vol. 20. — P. 50.
22. *Piotto G.* Observations of multiple populations in star clusters // *IAU Symposium* / ed. by E. E. Mamajek, D. R. Soderblom, R. F. G. Wyse : IAU Symposium. — 2009. — Vol. 258. — P. 233–244.
23. *Charbonnel C.* Young and old massive star clusters: Theoretical challenges for the next decade // *IAU General Assembly.* — 2015. — Vol. 22. — P. 87893.
24. *Pancino E., Seleznev A., Ferraro F. R. et al.* The multiple stellar population in  $\omega$  Centauri: spatial distribution and structural properties // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2003. — Vol. 345. — P. 683–690.
25. *Bekki K., Freeman K. C.* Formation of  $\omega$  Centauri from an ancient nucleated dwarf galaxy in the young Galactic disc // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2003. — Vol. 346. — P. L11–L15.
26. *Bellazzini M., Ibata R. A., Chapman S. C. et al.* The Nucleus of the Sagittarius Dsph Galaxy and M54: a Window on the Process of Galaxy Nucleation // *Astron. J.* — 2008. — Vol. 136. — P. 1147–1170.
27. *Bekki K., Yong D.* On the origin of the stellar halo and multiple stellar populations in the globular cluster NGC 1851 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2012. — Vol. 419. — P. 2063–2076.
28. *Grillmair C. J., Cutri R., Masci F. J. et al.* Detection of a Nearby Halo Debris Stream in the WISE and 2MASS Surveys // *Astrophys. J. Lett.* — 2013. — Vol. 769. — P. L23.
29. *Sollima A., Martínez-Delgado D., Valls-Gabaud D., Peñarrubia J.* Discovery of Tidal Tails Around the Distant Globular Cluster Palomar 14 // *Astrophys. J.* — 2011. — Vol. 726. — P. 47.



30. *Odenkirchen M., Grebel E. K., Dehnen W. et al.* The Extended Tails of Palomar 5: A 10° Arc of Globular Cluster Tidal Debris // *Astron. J.* — 2003. — Vol. 126. — P. 2385–2407.
31. *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.
32. *Ivanov V. D., Borissova J., Pessev P. et al.* Discovery of new Milky Way star clusters candidates in the 2MASS point source catalog // *Astron. Astrophys.* — 2002. — Vol. 394. — P. L1–L4.
33. *Glushkova E. V., Kuposov S. E., Zolotukhin I. Y. 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. — P. 75–85.
34. *Scholz R.-D., Kharchenko N. V., Piskunov A. E. et al.* Global survey of star clusters in the Milky Way. IV. 63 new open clusters detected by proper motions // *Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 581. — P. A39.
35. *Reylé C., Robin A. C.* Search for star clusters close to the Galactic plane with DENIS // *Astron. Astrophys.* — 2002. — Vol. 384. — P. 403–407.
36. *Zasowski G., Beaton R. L., Hamm K. K. et al.* Open Clusters in the Milky Way Outer Disk: Newly Discovered and Unstudied Clusters in the Spitzer GLIMPSE-360, CYG-X, and SMOG Surveys // *Astron. J.* — 2013. — Vol. 146. — P. 64.
37. *Solin O., Ukkonen E., Haikala L.* Mining the UKIDSS Galactic Plane Survey: star formation and embedded clusters // *Astron. Astrophys.* — 2012. — Vol. 542. — P. A3.
38. *Borissova J., Chené A.-N., Ramírez Alegría S. et al.* New galactic star clusters discovered in the VVV survey. Candidates projected on the inner disk and bulge // *Astron. Astrophys.* — 2014. — Vol. 569. — P. A24.
39. *Camargo D., Bica E., Bonatto C., Salerno G.* Discovery of two embedded clusters with WISE in the high Galactic latitude cloud HRK 81.4-77.8. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 448. — P. 1930–1936.
40. *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.*

41. *Netopil M., Paunzen E., Carraro G.* A comparative study on the reliability of open cluster parameters // *Astron. Astrophys.*
42. *Samal M. R., Ojha D. K., Jose J. et al.* Star formation in the filament of S254-S258 OB complex: a cluster in the process of being created // *Astron. Astrophys.* — 2015. — Vol. 581. — P. A5.
43. *Rivera-Ingraham A., Martin P. G., Polychroni D. et al.* Herschel Observations of the W3 GMC (II): Clues to the Formation of Clusters of High-mass Stars // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 809. — P. 81.
44. *Rübke K., Herrero A., Borissova J. et al.* MASGOMAS PROJECT, New automatic-tool for cluster search on IR photometric surveys // *Highlights of Spanish Astrophysics VIII* / ed. by A. J. Cenarro, F. Figueras, C. Hernández-Monteagudo et al. — 2015. — P. 614—614.
45. *Gilmore G., Randich S., Asplund M. et al.* The Gaia-ESO Public Spectroscopic Survey // *The Messenger.* — 2012. — Vol. 147. — P. 25—31.
46. *Anguiano B., Freeman K., Bland-Hawthorn J. et al.* The GALAH survey // *IAU Symposium* / ed. by S. Feltzing, G. Zhao, N. A. Walton, P. Whitelock : *IAU Symposium.* — 2014. — Vol. 298. — P. 322—325.
47. *Covey K. R., Cottaar M., Foster J. B. et al.* The INfrared Survey of Young Nebulous Clusters (IN-SYNC): Surveying the Dynamics and Star Formation Histories of Young Clusters with APOGEE // *American Astronomical Society Meeting Abstracts : American Astronomical Society Meeting Abstracts.* — 2015. — Vol. 225. — P. 302.03.
48. *Bragaglia A., Tosi M.* The Bologna Open Cluster Chemical Evolution Project: Midterm Results from the Photometric Sample // *Astron. J.* — 2006. — Vol. 131. — P. 1544—1558.
49. *Casamiquela L., Carrera R., Jordi C., Balaguer-Núñez L.* The OC-CASO Survey: Open Clusters Chemical Abundances from Spanish Observatories // *EAS Publications Series : EAS Publications Series.* — 2014. — Vol. 67. — P. 361—361.
50. *Sung H., Lim B., Bessell M. S. et al.* Sejong Open Cluster Survey (SOS). 0. Target Selection and Data Analysis // *Journal of Korean Astronomical Society.* — 2013. — Vol. 46. — P. 103—123.
51. *Caetano T. C., Dias W. S., Lépine J. R. D. et al.* The OPD photometric survey of open clusters I. Techniques, program details and

- first results of robust determination of the fundamental parameters // *New Astronomy*. — 2015. — Vol. 38. — P. 31–49.
52. *Mathieu R. D., WOCES Collaboration.* The WIYN Open Cluster Study: A 15-Year Report // *American Astronomical Society Meeting Abstracts : American Astronomical Society Meeting Abstracts*. — 2013. — Vol. 222. — P. 214.03.
  53. *Popova M. E., Loktin A. V.* Possible new poor open clusters according to the data from the 2MASS survey // *Astrophysical Bulletin*. — 2015. — Vol. 70. — P. 64–70.
  54. *Danilov V. M., Dorogavtseva L. V.* Timescales for mechanisms for the dynamical evolution of open star clusters // *Astronomy Reports*. — 2008. — Vol. 52. — P. 467–478.
  55. *Danilov V. M., Putkov S. I., Seleznev A. F.* Dynamics of the coronas of open star clusters // *Astronomy Reports*. — 2014. — Vol. 58. — P. 906–921.
  56. *Danilov V. M., Putkov S. I.* Correlations, spectra, and instability of phase-space density fluctuations in open-cluster models // *Astrophysical Bulletin*. — 2013. — Vol. 68. — P. 154–168.
  57. *Danilov V. M., Putkov S. I.* Wavenumber spectra of oscillations of open star cluster models // *Astrophysical Bulletin*. — 2015. — Vol. 70. — P. 71–82.
  58. *Данилов В. М.* Нестационарность рассеянных звездных скоплений. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2015. — В печати.
  59. *Prisinzano L., Carraro G., Piotto G. et al.* Luminosity and mass function of galactic open clusters I. NGC 4815 // *Astron. Astrophys.* — 2001. — Vol. 369. — P. 851–861.
  60. *Seleznev A. F.* Open cluster density profiles by kernel estimator. — In press.

## ЭМПИРИЧЕСКИЕ СЦЕНАРИИ ЭВОЛЮЦИИ ГАЛАКТИК

Рассматривается проблема происхождения и эволюции галактик.

We consider a problem of formation and evolution of galaxies.

### **Введение. Теория и практика эволюции галактик**

Согласно известной классификации Эдвина Хаббла [1] галактики бывают эллиптические (в форме сфероида, т. е. «толстенские») и дисковые. Дисковые галактики состоят, в первом приближении, из двух компонент: компактного сфероида (балджа) и протяженного диска. Отдельный вопрос, который до сих пор дискуссионен: можно ли считать балджи эллиптическими галактиками, помещенными в центр дисков, или у них есть принципиальные различия? Так или иначе, но балджи тоже сфероиды (т. е. «толстенские» звездные структуры), а вот диски сплюснуты настолько, что во многих моделях их представляют двумерными структурами, совсем без толщины. Это, конечно, сильная идеализация: толщина у дисков есть, иногда и весьма заметная, но существенно, что радиус (или характерный масштаб вдоль радиуса) дисков существенно превышает их толщину (или характерный масштаб распределения звезд перпендикулярно плоскости диска). Когда Хаббл создавал свою схему, он назвал ее левую часть, ручку «вилки», «галактики ранних типов», а правую часть, оба зубца вилки, «галактики поздних типов». Значит ли это, что он придавал эволюционный смысл своей схеме? Тогда он думал, что спиральные галактики — многокомпонентные системы со множеством деталей в структуре — образуются со временем из простых сфероидов, галактик эллиптических, путем наращивания дисков. Прошли десятки лет, в астрономию пришли космологитеоретики и перевернули эволюционное направление схемы Хаббла: теперь они говорят, что первыми сформировались спиральные галактики, в которых доминируют диски и упорядоченное круговое

вращение звезд и газа как раз в плоскости этого диска; а эллиптические галактики, где вращение слабо и момент куда-то делся (?) в процессе эволюции, это продукты поздних слияний спиральных галактик. Поэтому в среднем эллиптические галактики массивнее, чем спиральные, а если бы спиральные образовывались из эллиптических путем наращивания дисков, то было бы наоборот. Такова нынче теория.

Существующая статистика по морфологическим типам галактик в разных местах Вселенной говорит о том, что в ближней Вселенной самый распространенный морфологический тип — спиральные галактики: их 75 %. Если разглядывать «поле», т. е. области с достаточно неплотным расположением галактик, то там совсем мало эллиптических галактик, около 6 %, а линзовидных галактик — всего около 15 % [2]. Но чем в более плотные области мы углубляемся, тем больше там линзовидных галактик: в группах галактик их уже примерно столько же, сколько и спиральных, — по 45 % и тех и других, а в скоплениях галактик (куда, впрочем, входит всего 7 % галактик ближней Вселенной) линзовидные галактики уже составляют большинство — до 60 % галактик скоплений, это линзовидные галактики [3]. Эллиптических галактик в скоплениях около 25–30 % всего населения, и любопытно, что этот процент не менялся последние 5–8 млрд лет. Значит, плотное окружение каким-то образом подавляет звездообразование в дисках. Один из главных вопросов современного этапа развития исследований эволюции галактик: каким именно способом?

И наконец, за последнее десятилетие–полтора появилось огромное количество *наблюдательных данных* об эволюции галактик. С помощью крупных, 8–10-метровых телескопов можно успешно и подробно изучать большие выборки галактик на далеких красных смещениях — вплоть до  $z = 5–7$ . На таких красных смещениях мы непосредственно наблюдаем галактики в молодости, ведь от галактик на  $z = 1$  свет до нас идет 8 млрд лет, от галактик на  $z = 2–10$  млрд лет, а от галактик на  $z = 5$  — все 12 млрд лет. То есть сейчас подробно наблюдается все, что сформировалось и жило в нашей Вселенной всего через один миллиард лет после Большого Взрыва. Мы практически видим всю историю Вселенной на просвет. И то, что мы видим, с одной стороны, выстраивается в какую-то осмысленную последовательность, которая может быть реально наблюдаемой эволюцией галактик, а с другой стороны — часто кардинально противоречит

стройным предсказаниям «общепринятой» космологии. Что же мы узнали и какие выводы можем сделать из наблюдательных фактов относительно путей эволюции во Вселенной?

## Эволюция размеров: возможные механизмы

С помощью хаббловского телескопа и его уникального пространственного разрешения, а также благодаря адаптивной оптике в ближнем инфракрасном диапазоне на крупных наземных телескопах удалось составить хорошую статистику и проследить эволюцию типичных размеров галактик разных морфологических типов за последние 10—11 млрд лет. Оказалось, что неожиданно быстро эволюционируют размеры именно эллиптических, пассивных в смысле звездообразования галактик. На красном смещении 1.5—2 наблюдается целое население объектов — гигантских, сфероидальных, без звездообразования, радиусы которых в 4—6 раз меньше, чем размеры таких же по массе эллиптических галактик рядом с нами. А если сообразить, что при разнице линейных размеров в 4—6 раз вся эта гигантская масса звезд, 100 млрд солнечных масс, была втиснута в объем, в 100 раз меньший нынешнего, и соответственно плотность упаковки звезд в центрах далеких эллиптических галактик 10 млрд лет назад была на два порядка больше нынешней... Раз у галактик нет звездообразования, то хотелось бы придумать какой-нибудь чисто динамический механизм, который привел бы далекие компактные массивные эллиптические галактики на современную фундаментальную плоскость за 8—11 млрд лет эволюции. В принципе, большой «сухой» (бездиссипативный) мерджинг способен привести к расширению центрального сгущения звездной плотности («core») и уменьшению центральной звездной плотности. Но при больших слияниях размер продукта слияний будет расти примерно пропорционально его массе. Это значит, что на диаграмме «масса—эффективный радиус» галактика будет эволюционировать под очень небольшим углом, почти параллельно последовательности современных эллиптических галактик. А при «посадке» далекой галактики массой  $2 \times 10^{11} M_{\odot}$  путем серии больших слияний на диаграммах «масса—средняя плотность» или «масса—дисперсия скоростей звезд» на современные последовательности она будет «улетать» по массе далеко за пределы  $> 10^{12} M_{\odot}$ . Рядом с нами отсутствуют в достаточном количестве

такие массивные галактики. Это значит, что эволюционный канал больших слияний для далеких массивных компактных эллиптических галактик наблюдательно закрыт.

В связи с этим, а также осмысливая крутые градиенты металличности звездного населения во внутренних областях и пологие — во внешних, целый ряд исследователей одновременно, и мы в том числе [4], предложили для формирования и эволюции эллиптических галактик другой сценарий, кардинально отличающийся от классического иерархического сценария больших слияний. Этот сценарий сейчас фигурирует в литературе как «двухэтапный» или «двухстадийный». Основываясь на наборе чисто эмпирических аргументов, можно предположить, что в ходе первой стадии на  $z \geq 3$  формировались компактные «затравки» будущих эллиптических галактик, и формировались они в процессе, очень похожем на монолитный коллапс. Впоследствии, на  $z \leq 1.5$ , и масса, и размер этих звездных систем увеличивались благодаря множественному *малому* мерджингу: на галактику падали ее спутники. В природе в эллиптических галактиках наблюдается полное разнообразие радиальных профилей среднего возраста звездного населения; можно предположить, что это из-за того, что на хозяйскую галактику могли падать как спутники с газом, с небольшим его количеством, так и спутники совсем без газа, как спутники со старым звездным населением, так и спутники с относительно молодыми звездами. В этом вопросе должно наблюдаться, и наблюдается, «космическое разнообразие» (cosmic variance). Однако с динамической точки зрения моделирование множественного малого мерджинга предсказывает, что звездная система, испытывающая его, будет греться, расширяться, и ее радиус будет расти пропорционально *квадрату* массы. А это значит, что возможно существенно увеличить размер звездной системы, несильно изменяя ее массу. Это, очевидно, как раз то, что наблюдается, если считать далекие компактные эллиптические галактики непосредственными эволюционными предшественниками современных эллиптических галактик.

## Downsizing: от большого к малому

Самое неожиданное: абсолютно не оправдался в результате наблюдений иерархический характер «собираения» галактик, предсказанный космологами. Вместо первоначального рождения карликов и их постепенного слияния в гигантские галактики наблюдается стро-

го обратный процесс. Гигантские галактики образовались первыми; причем в последние 8 млрд лет, на  $z < 1$ , отсутствовала эволюция как их числа (в единице сопутствующего объема), так и их содержимого — звездного населения. При наблюдениях близких эллиптических галактик были обнаружены корреляции: чем массивнее галактика, тем старше ее звездное население, а также чем массивнее галактика, тем выше отношение содержания магния к содержанию железа в ее звездах. Последняя зависимость означает, что чем массивнее галактика, тем короче была эпоха основного звездообразования в ней: для самых массивные Es эта эпоха значительно короче одного миллиарда лет.

Между тем численное моделирование эволюции Вселенной, в котором первую роль играет гравитация, а вторую — газодинамика, предсказывает все как раз наоборот. Если галактика маломассивная, она не может удержать газ, нагреваемый молодыми звездами, он должен практически сразу после начала звездообразования покидать галактику, и звездообразование должно останавливаться рано. В массивных же галактиках гравитация способна удержать газ в процессе звездообразования до полного его исчерпания. Что же мы видим в реальной Вселенной? В массивных эллиптических галактиках отношение магния к железу в звездах свидетельствует об эпохе звездообразования длиной максимум в несколько сотен миллионов лет, тогда как в сфероидальных карликах Местной Группы прямые оценки возрастов звезд, а также и отношения магния к железу в их атмосферах дают длительность самой первой эпохи звездообразования не менее 3 млрд лет. Как это может быть? Приходится вводить в модели формирования галактик дополнительные факторы, подправляющие изначально слишком простую физику.

Для быстрой остановки звездообразования в массивных сфероидальных галактиках придумали feedback («обратную связь») от центральных черных дыр. Когда в галактике при начале основного звездообразования еще много газа, его потоки к центру должны «поджигать» активность ядра, что, вероятно, и наблюдается на красном смещении около двойки, где особенно много квазаров. А дальше проснувшийся квазар своим мощным излучением разогревает окружающий газ и не дает ему больше собираться в звезды. Как известно, чем больше масса сфероидальной галактики, тем массивнее ее центральная черная дыра (по крайней мере, в настоящую эпоху эта оговорка важна); а чем массивнее черная дыра, тем выше ее эддингтоновский предел, тем мощнее, в принципе, она может све-



тить. Вот отсюда может возникнуть «правильная» корреляция между массой галактики и краткостью эпохи звездообразования в ней. И действительно, когда этот feedback включили в полуаналитические модели формирования галактик в рамках эволюции Вселенной (LCDM-модель), сразу стало значительно легче: в модели появились старые массивные эллиптические галактики на  $z = 0$ . Немного смущает, что в наблюдениях пока не удалось увидеть остановку звездообразования квазаром в конкретных галактиках на  $z = 2-3$ , хотя космический телескоп Herschel, наблюдавший в далеком инфракрасном диапазоне и специализированный как раз для измерений темпов звездообразования в далеких галактиках, был нацелен на эту задачу и особо искал хоть какие-то случаи такого рода. Не нашел.

Что касается галактических ветров в карликах, то очень постепенно, и тоже в результате наблюдений, исследователи приходят к мысли, что энергетики вспышек звездообразования в малых галактиках не хватает для того, чтобы заставить газ улететь насовсем. Наблюдаемые истечения из областей звездообразования показывают весьма умеренные скорости, меньшие, чем «скорость убегания». То есть события в карликах, вероятно, развиваются так: начинается звездообразование, газ греется и уходит из областей звездообразования, останавливая процесс на какое-то, вероятно недолгое, время. Но уходит он недалеко, застревая в темном гало. Там он высвечивает, остывает и падает обратно на галактику, провоцируя начало следующего этапа звездообразования. Поэтому звездообразование в карликах продолжается миллиарды лет, и часто вплоть до настоящей эпохи, но происходит вспышками.

## Аккреция — основной двигатель эволюции дисковых галактик?

Независимо от общего космологического сценария эволюции Вселенной, уже давно исследователи осознали необходимость допущения постоянной аккреции внешнего холодного газа на диск нашей Галактики, а по аналогии — на диски спиральных галактик вообще. Каковы наблюдательные факты, делающие необходимым допущение такой аккреции? Прежде всего невозможность построения моделей химической эволюции дисковых галактик без внешней аккреции. В окрестностях Солнца давно наблюдается так называемый «парадокс G-карликов». G-карлики — это звезды с массами порядка одной массы Солнца, время их жизни на главной последовательности —

порядка 10 млрд лет. Это означает, что в диске нашей Галактики, где звездообразование теплится с примерно постоянным темпом все последние 8 млрд лет, среди G-карликов должны встречаться звезды всех возрастов, от 8 млрд лет до нуля. А поскольку звезды в процессе своего горения все время синтезируют новые химические элементы — кислород, магний, железо, то содержание тяжелых химических элементов в звездах должно со временем увеличиваться и молодые звезды должны содержать больше тяжелых элементов, чем старые. Так вот, *все* G-карлики в окрестностях Солнца имеют одну и ту же солнечную металличность! То же самое и с субгигантами: для них возможно измерить возраст, и у звезд диска нашей Галактики отсутствует корреляция возраст–металличность! Решить этот парадокс можно только одним эффективным способом: постоянно разбавлять газ диска Галактики, обогащенный свежесинтезированными продуктами звездной эволюции, внешним газом, бедным металлами. Тогда можно поддерживать среднюю металличность газа (и звезд) на постоянном уровне все время жизни и эволюции диска Галактики.

Для других спиральных галактик — для спиральных галактик ближней Вселенной как класса — есть еще один серьезный аргумент, требующий постоянной добавки внешнего газа в диск галактики. Это короткое время «исчерпания газа». Звезды образуются конкретно из молекулярного газа, а облака молекулярного газа, при определенных благоприятных условиях, собираются из водорода атомарного. Оказалось, что если разделить наблюдаемую в галактике массу молекулярного газа на темп звездообразования, то получается время исчерпания молекулярного газа от 0.5 млрд лет у карликов до 3 млрд лет у гигантских спиральных галактик; а время исчерпания атомарного газа и вовсе постоянно у всех близких галактик — около 2—3 млрд лет [5]. Но время жизни галактических дисков, в течение которого звездообразование все время идет с более-менее постоянной скоростью, — 8—10 млрд лет! Неужели мы присутствуем при массовой смерти спиральных галактик? Эта идея никому не нравится; спасение от выделенности данного момента состоит в предположении, что постоянная аккреция газа извне подпитывает звездообразование в диске и что, в принципе, это равновесный процесс: сколько газа сверху упадет в единицу времени, столько и уйдет на формирование новых звезд.

Итак, ход эволюции спиральных галактик в последние 8 млрд лет полностью зависел от аккреции извне холодного газа — и звездообра-

зование, и химическая эволюция. И, возможно, структурная эволюция тоже. После обзора ближних галактик космическим ультрафиолетовым телескопом GALEX выяснилось, что 30 % всех дисковых галактик имеют ультрафиолетовое продолжение дисков — излучение в ультрафиолете продолжается иногда на два-пять радиусов оптического (старого) звездного диска. Понятно, что это на наших глазах продолжается «достройка» внешних областей диска, формирование диска inside—out. Но что питает это звездообразование в областях, где старых звезд нет? Сейчас уже уверенно говорят, что протяженные ультрафиолетовые диски галактик — это следствие недавнего события падения крупной массы внешнего газа именно на периферию галактик. То есть падало не просто газовое облако — падало газовое облако с большим моментом вращения, необходимым для того, чтобы оно осело именно во внешней части вращающегося галактического диска. И вот тут пора перейти к вопросу об источниках внешней аккреции газа.

Космологи обещали, что LCDM-теория эволюции Вселенной как целого способна обеспечить источник постоянной плавной аккреции газа на диски галактик. А именно, первичный газ, вириализованный до рентгеновских температур по всему объему темного гало, должен очень постепенно остывать, высвечивая свою энергию, и оседать в диск (поскольку момент он при этом не теряет). Однако незадача опять вышла с наблюдениями: у гигантских спиральных галактик не оказалось рентгеновских гало! У эллиптических галактик той же массы — наблюдается, а у спиральных, которым аккреция гораздо нужнее, чем эллиптическим, — нет. Или, если, как у трех самых массивных спиральных галактик, удастся что-то вытянуть, то оказывается, что этого рентгеновского газа примерно в 100 раз меньше, чем нужно. И вот тут нашелся теоретик — израильский космолог Авишай Декель, который предложил радикальное *теоретическое* решение проблемы. Он предложил линейную аккрецию холодного газа из космологических филаментов.

## Космологические филаменты!

Однородная изначально Вселенная очень быстро в процессе эволюции распределения темной материи под действием гравитации приобретает сетчатую, или ячеистую, или пенообразную структуру. И тогда между «узлами» крупномасштабной структуры, где рождаются массивные галактики, натягиваются нити — так называемые

филаменты. Они состоят из темной материи, но есть там и газ, причем газ холодный, и он не стоит на месте: под действием гравитации он течет в узлы, туда, где идет формирование галактик. Первоначальные расчеты Декеля показывали, что аккреция холодного газа из филаментов на галактики эффективна только на больших красных смещениях,  $z > 2$ , и он даже связывал резкий спад в интенсивности космического звездообразования на  $z < 1$  со сменой доминирующего режима аккреции, с линейного холодного на цилиндрический горячий. Однако сама идея была так хороша и так здорово решала и проблему источника аккреции холодного газа, и проблему недостатка момента в модельных галактиках, получаемых цилиндрической аккрецией, что народ стал ее обдумывать и обдумывать. И тут вот что приходит в голову. Да, в *массивных* галактиках аккреция из филаментов становится неэффективной на  $z < 1$  из-за того, что у массивных галактик предполагается наличие горячей газовой короны, которая будет разогревать и поглощать любой подходящий снаружи филамент. Однако это именно в *массивных* галактиках! А у маломассивных галактик рентгеновских гало нет и быть не может — не хватает массы, чтобы разогреть газ. То есть маломассивным галактикам ничто не мешает аккрецировать из филаментов и на  $z < 1$ . Позвольте, что же это получается? Массивные галактики аккрецируют из филаментов на  $z > 2$ , но и звезды свои они образуют тогда же. А маломассивные галактики аккрецируют из филаментов до сих пор, и звездообразование в них продолжается до сих пор! Это же downsizing! Без всякого «обратного эффекта» от активных ядер! А увеличение размеров «космологических ячеек» со временем, т. е. фактически увеличение расстояний между соседними филаментами, все большее и большее «прореживание» системы филаментов, может приводить к тому, что они все чаще «промахиваются» мимо центра галактики при аккреции на нее и таким образом приносят газ со все бóльшим орбитальным моментом. Это приводит к концентрации аккрецируемого газа на периферии дисков и к построению дисков спиральных галактик «изнутри—наружу» (inside—out).

### **Эмпирический сценарий: все начиналось с S0...**

Итак, какие установленные наблюдательные факты могут служить основой для формулировки эмпирического сценария эволюции дисковой галактики? На высоких красных смещениях, 10 млрд лет назад, в дисках галактик еще было много собственного газа, до по-

ловины всей барионной массы или выше; эти газовые диски были толстыми, турбулентными, и звездообразование в них шло невероятно эффективно, с временами исчерпания газа меньше 1 млрд лет. Из этой эпохи должны были «вылупляться» толстые звездные диски, без спиральных рукавов (из-за того, что они динамически горячие и потому устойчивые против волновых возмущений плотности); и отношение магния к железу в звездах этого диска должно было быть выше солнечного, из-за краткости эпохи звездообразования [6]. Первые ассоциации, которые вызывает это описание, — диски линзовидных галактик в близких группах и скоплениях, там, где не было условий для внешней аккреции холодного газа последние 5—8 млрд лет, где «реликтовые» дисковые галактики могли сохраняться без новых добавок все эти последние миллиарды лет. Но и толстый диск нашей собственной Галактики тоже подходит под данное описание!

Ближе к красному смещению  $z = 1$  ситуация во Вселенной меняется. Звездный компонент в массивных галактиках уже в основном сформировался, и собственного газа в дисках не осталось. Звездообразование во Вселенной начинает затухать — средняя космическая интенсивность звездообразования падает практически вертикально, с  $z = 1$  до  $z = 0$  она упала на порядок. Но в локальной Вселенной есть (должна быть!) постоянная аккреция внешнего газа с высоким угловым моментом на диски галактик — на массивные эллиптические галактики она не идет, потому что там на пути холодных потоков газа встает горячее рентгеновское гало. Именно внешняя аккреция газа может подпитывать современное звездообразование в дисковых галактиках — не такое эффективное, как на  $z = 2$ , но все-таки местами заметное. Мы знаем, что в локальной Вселенной, в поле, 75 % галактик — спиральные, а 15 % — линзовидные. То есть в одних дисках, которых больше, звездообразование идет и видны спиральные ветви, а в других, которых меньше, звездообразования практически нет (а когда есть, это не спиральные ветви, а кольца). Почему? Неужели на линзовидные галактики поля не идет аккреция, хотя они находятся точно в таком же окружении, что и спиральные? Нет. Статистика результатов наших наблюдений [7] показывает, что на линзовидные галактики поля аккреция газа идет: в большинстве из них протяженные газовые диски наблюдаются. Однако газ в этих дисках ионизован не молодыми звездами, а ударными волнами. Спектральные наблюдения показывают, что именно в линзовидных галактиках поля кинематика газа часто не похожа на кинематику звезд: газ или вращается в обратную сторону, или вооб-

ще сосредоточен в диске, плоскость которого наклонена к плоскости звездного диска. Очевидно, гравитационные приливные воздействия звезд на такой газовый диск греют его и мешают звездообразованию (которое требует холодного газа). То есть условием стационарного звездообразования в диске галактики в настоящую эпоху является не только постоянная аккреция внешнего газа, но и подходящая геометрия этой аккреции — в плоскости основного звездного диска. Что опять же возвращает нас к холодным филаментам Декеля! Впрочем, ориентация современных дисковых галактик в пространстве относительно филаментов крупномасштабной структуры — это модная сейчас, но совершенно отдельная тема...

## Библиографические ссылки

1. *Hubble E. P.* Realm of the Nebulae. — New Haven : Yale University Press, 1936.
2. *Naim A., Lahav O., Buta R. J. et al.* A comparative study of morphological classifications of APM galaxies // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 1995. — Vol. 274. — P. 1107—1125. arXiv:astro-ph/9502078.
3. *Dressler A.* Galaxy morphology in rich clusters — Implications for the formation and evolution of galaxies // Astrophys. J. — 1980. — Vol. 236. — P. 351—365.
4. *Baes M., Sil'chenko O. K., Moiseev A. V., Manakova E. A.* Metallicity and age gradients in round elliptical galaxies // Astron. Astrophys. — 2007. — Vol. 467. — P. 991—1001. astro-ph/0702605.
5. *Saintonge A., Kauffmann G., Wang J. et al.* COLD GASS, an IRAM legacy survey of molecular gas in massive galaxies — II. The non-universality of the molecular gas depletion time-scale // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2011. — Vol. 415. — P. 61—76. 1104.0019.
6. *Bournaud F., Elmegreen B. G., Martig M.* The Thick Disks of Spiral Galaxies as Relics from Gas-rich, Turbulent, Clumpy Disks at High Redshift // Astrophys. J. Lett. — 2009. — Vol. 707. — P. L1—L5. 0910.3677.
7. *Katkov I. Y., Kniazev A. Y., Sil'chenko O. K.* Kinematics and Stellar Populations in Isolated Lenticular Galaxies // Astron. J. — 2015. — Vol. 150. — P. 24. 1505.01386.

**ИССЛЕДОВАНИЯ МАЗЕРОВ В ОБЛАСТЯХ  
ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ ГАЛАКТИКИ  
И ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ МАЗЕРОВ  
В РАМКАХ КОСМИЧЕСКОГО ПРОЕКТА  
РАДИОАСТРОН**

Наблюдения мазеров в ходе миссии РадиоАстрон позволили зарегистрировать интерференционный отклик для ряда источников в мазерных переходах воды и гидроксила. Присутствие многочисленных сверхкомпактных деталей показывает, что использование космической РСДБ методики технически возможно и не всегда запрещается межзвездным рассеянием, направленностью мазерного излучения и другими процессами, относящимися к образованию, переносу и детектированию излучения космических мазеров. Впервые было зарегистрировано излучение космических водяных мазеров на проекциях базы, превышающих диаметр Земли. Оно было зарегистрировано в ряде областей звездообразования нашей Галактики и мегамазерных галактиках NGC 4258 и NGC 3079. На ноябрь 2015 г. рекордными были регистрации интерференционных откликов на базах, превышающих 5 диаметров Земли ( $>65\,000$  км). Это означает, что было достигнуто прямое угловое разрешение лучше 40 микро(!)секунд дуги. Моделирование данных по водяным мазерам в источнике Сер А, находящемся на расстоянии 700 пк от Солнца, показывает, что там наблюдаются детали размерами меньше нашего Солнца. Произведен важный шаг в переходе от милли- к микросекундному угловому разрешению в исследованиях космических мазеров. Планируются дальнейшие исследования природы космических объектов, взаимодействия чрезвычайно высоких полей излучения с молекулярным веществом и вещества на луче зрения методом космической интерферометрии.

Observations of the masers in the course of RadioAstron mission yielded detections of fringes for a number of sources in both water and hydroxyl maser transitions. Some sources display numerous ultra-compact details. This proves that implementation of the space VLBI technique for maser studies is possible technically and is not always prevented by the interstellar scattering, maser beaming and other effects related to formation, transfer and detection of the cosmic maser emission. For the first time cosmic water maser emission was detected with projected baselines exceeding Earth Diameter. It was detected in a number of star forming regions in the Galaxy and megamaser galaxies NGC 4258 and NGC 3079. Fringes from the water maser sources were detected on baselines exceeding 5 Earth Diameters ( $> 65\,000$  km). This means that the angular resolution better than 40 micro(!)arcsec was directly achieved in the cosmic maser observations. Modelling of the data on water maser in Cep A (located at 700 pc from the Sun) indicates that the source contains features with the sizes smaller than that of the Sun. So, the major step from milli- to micro-arcsecond resolution in maser studies is done. Existence of the features with extremely small angular sizes is established. Further implementations of the space VLBI maser instrument for studies of the nature of cosmic objects, studies of interaction of extremely high radiation field with molecular material and studies of the matter on the line of sight are planned.



## АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СПОКОЙНОГО ПРОТУБЕРАНЦА С ВИНТОВОЙ СТРУКТУРОЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Представлено новое точное решение магнитогидростатической задачи, позволяющее описывать равновесие очень плотного и холодного волокна, обладающего трансляционной симметрией и находящегося в солнечной короне на высотах в несколько десятков Мм. Магнитное поле уединенного волокна имеет винтовую структуру (магнитный жгут). Напряженность магнитного поля в области минимальной температуры (4 000—5 000 К) составляет 1—2 Гс. Модель применима для описания спокойных солнечных протуберанцев как нормальной, так и инверсной полярности.

New exact analytical solution of magnetohydrostatic problem has been derived to describe the equilibrium of very dense and cool filament with translation symmetry, lying in hot solar corona at heights about of few tens Mm. The magnetic field of the solitary filament has the helical structure (magnetic flux rope) with the typical magnetic field strength about of 1—2 G at the points of minimal temperature (4—5 thousands of Kelvin). The model can be applied to the quiescent prominence both of normal and inverse magnetic polarity.

### Введение

Солнечные протуберанцы — одно из наиболее заметных и сложных по своей природе явлений солнечной активности. Наблюдательные аспекты проблемы достаточно широко освещены в монографиях и обзорах ([1–4] и др.), поэтому мы кратко обсудим здесь лишь проблему построения их теоретических моделей, которой в течение уже более пятидесяти лет в солнечной физике уделяется очень большое внимание. Главная трудность состоит в том, чтобы описать равновесие очень плотных и очень холодных волокон, поддерживаемых магнитным полем в горячей и разреженной солнечной короне на высотах в десятки тысяч километров над фотосферой. Эта задача

оказывается далеко не тривиальной, поскольку речь идет об очень большом (на два порядка!) перепаде температур и плотностей между волокном и окружающей его короной.

Разработка теоретических моделей спокойных солнечных протуберанцев берет свое начало от работ Мензела и Данджи (с этими работами удобнее познакомиться по классической книге [5]), которые пытались решить магнитогидростатическую задачу в приближении изотермической плазмы, т. е. заведомо отказывались от учета огромной разницы температур между волокном и короной и рассматривали не уединенное, а периодически повторяющееся волокно. Большое распространение получила модель Киппенхана—Шлютера [6], в которой плотное и изотермическое волокно висит, как в гамаке, на прогнутых силовых линиях, которые уходят вверх и в стороны на бесконечность. Такая специфика граничных условий этой модели позволяет применять ее только локально, скажем, для описания центральной части магнитной аркады с прогибом наверху типа той, что была предложена Пикельнером [7] в качестве несущей конструкции для плотного и холодного волокна. Тем не менее модель Киппенхана—Шлютера очень популярна, на нее ссылаются всякий раз, когда обсуждаются модели спокойных протуберанцев, регулярно предпринимаются попытки как-то обобщить и улучшить ее [8], исследуются волновые и колебательные свойства плоского изотермического слоя в магнитном гамаке и пр. По-видимому, привлекательность этой простой модели, несмотря на ее очевидную ограниченность, состоит в том, что она представлена точным аналитическим решением, имеющим наглядный физический смысл. Куперус и Танберг-Хансен [9], Куперус и Рааду [10], а также ряд других авторов (см. [2]) обсуждали возможность силового удержания тяжелого волокна в вертикальном токовом слое или на магнитной подложке, но в этих моделях рассматривалась лишь возможная магнитная структура поля протуберанца и его окружения, но совсем не рассчитывались распределения плотности и температуры в волокне, поэтому фактически оценить степень пригодности этих моделей для моделирования солнечных волокон невозможно.

Раст и Кумар [11–13] подчеркивают, как важнейшее свойство протуберанцев, жгутовую структуру их магнитного поля, но расчета профилей температуры и плотности в волокнах с такими скрученными полями в цитированных работах также не проводилось, поэтому, строго говоря, предлагаемые ими конфигурации не могут рассматриваться как модели протуберанцев.

Лерч и Лоу [14, 15] рассмотрели модель цилиндрического волокна с поддержкой его горизонтальным поперечным магнитным полем, но получили далекие от реальности распределения (температура в центре волокна падает до нуля, плотность стремится к бесконечности). Лоу [16], проанализировав равновесие плазменного цилиндра в магнитном поле бесконечного прямого тока, получил волокно лишь незначительно более холодное, чем корона ( $T = 7 \times 10^5$  К).

Работы Лоу [16, 17] представляют особый интерес, поскольку в них, по-видимому, впервые была сформулирована обратная задача магнитогидростатики (см. следующий раздел), но этот подход не получил должного развития, и в дальнейшем автор к нему не возвращался. Перспективность использования обратной задачи для моделирования протуберанцев была недавно показана в работе [18], в которой были получены новые, достаточно реалистичные распределения плотности и температуры газа в аркадных моделях протуберанцев с прогибом в верхней части арки, где удерживается очень холодная и плотная плазма.

В данной статье, продолжая развитие идей указанной работы, мы рассмотрим простую, но тем не менее весьма эффективную модель плотного и холодного волокна, обладающего винтовой структурой магнитных силовых линий и располагающегося в горячей солнечной короне на высотах в несколько десятков тысяч километров. Представленная здесь модель уединенного магнитного волокна имеет простое аналитическое представление, удобное для описания солнечных протуберанцев как нормальной, так и инверсной полярности.

## Уравнения и постановка магнитогидростатической задачи

Мы рассматриваем прямые волокна, расположенные горизонтально в плоской равновесной, резко стратифицированной по высоте атмосфере, для которых выполняется требование трансляционной симметрии: инвариантность относительно произвольных смещений вдоль одной из координатных осей (совпадающей с осью волокна). Пусть в декартовых координатах  $x$ ,  $y$ ,  $z$  это будет ось  $y$ , так что  $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ , а ось  $z$  направим вертикально вверх, ведя отсчет от границы переходного слоя между хромосферой и короной. Сила тяжести в такой геометрии имеет вид  $\mathbf{F}_g = -\rho g(z)\mathbf{e}_z$ . Система уравнений магнитной гидростатики:

$$-\nabla P + (4\pi)^{-1} [\text{rot}\mathbf{B} \times \mathbf{B}] - \rho g(z) \mathbf{e}_z = 0, \quad (1)$$

$$\text{div}\mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

$$P = \rho \Re T \mu^{-1}. \quad (3)$$

Здесь использованы традиционные обозначения: напряженность магнитного поля  $\mathbf{B}$ , давление газа  $P$ , плотность  $\rho$  и температура газа  $T$ . Первое уравнение описывает баланс сил в равновесной системе, второе — соленоидальный характер магнитного поля, а третье — состояние идеального газа. Система (1)—(3) является неполной: в ней отсутствует уравнение переноса энергии, и число неизвестных функций оказывается на единицу больше числа уравнений. Поэтому при решении задач магнитогидростатики некоторые зависимости следует задавать дополнительно. Иногда для замыкания системы уравнений используют гипотезу о том, что теплоперенос в системе описывается политропической зависимостью  $P = \text{const } \rho^n$  (так, в модели [19] принято  $n = 4$ ). На наш взгляд, привлекать политропическую гипотезу в данном случае нецелесообразно. Физические условия в солнечных протуберанцах весьма сложны, перенос энергии в них заведомо не описывается простым политропическим соотношением. Априорное использование политропической связи не только резко сужает класс получаемых равновесий, но и может исключить саму возможность получить решение, на основе которого можно было бы моделировать протуберанец. В самом деле, из уравнения состояния идеального газа (3) и политропического закона следует:  $T = \text{const } \rho^{n-1}$ . Отсюда видно, что если  $n > 1$ , то в области сгущения газа температура его растет, а не понижается, как это имеет место в холодных и плотных солнечных волокнах. При указанных выше предположениях о трансляционной симметрии и силе тяжести, направленной вертикально вниз, система (1)—(3) сводится к следующей тройке уравнений [17]:

$$\Delta A = -\frac{1}{2} \frac{dB_y^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{dP(A, z)}{dA}, \quad (4)$$

$$\rho(x, z) g(z) = -\frac{\partial P(A, z)}{\partial z}, \quad (5)$$

$$T(x, z) = \frac{\mu}{\Re} \frac{P(x, z)}{\rho(x, z)}. \quad (6)$$

Здесь  $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial z^2$  — оператор Лапласа;  $A(x, z) = \int_0^x B_z dx$  —

поток вертикального компонента магнитного поля через прямоугольную горизонтальную площадку единичной ширины (в направлении оси  $y$  и длины  $x$ ). Нетрудно убедиться, что введенный таким образом поток  $A(x, z)$  совпадает с  $y$  — компонентом вектор-потенциала магнитного поля. Уравнение  $A(x, z) = \text{const}$  определяет геометрическую форму магнитных силовых линий в проекции на поперечное сечение волокна (на плоскость  $x, z$ ). Полоидальные компоненты поля в соответствии с уравнением (2) выражаются через данный магнитный поток производными

$$B_z = \frac{\partial A}{\partial x}, \quad B_x = -\frac{\partial A}{\partial z}, \quad (7)$$

а продольное поле  $B_y(A)$  при наличии трансляционной симметрии зависит только от магнитного потока  $A(x, z)$ . Следует различать прямую и обратную задачи магнитогидростатики. В первом случае ставится задача, используя некоторые дополнительные предположения о виде правой части уравнения (4), решить это дифференциальное уравнение относительно функции  $A(x, z)$ , т. е. определить магнитную структуру исследуемой магнитоплазменной конфигурации. Этот подход является в настоящее время наиболее распространенным ([2, 14, 15, 19] и др.), но он связан, как уже отмечалось, с использованием дополнительных гипотез, смысл которых зачастую или неясен, или даже противоречит физической сути явления. До сих пор он не привел к успеху, не было получено ни одной сколь-либо подходящей модели протуберанца.

Обратная задача состоит в том, чтобы, задавшись магнитной структурой волокна, т. е. считая функции  $A(x, z)$  и  $B_y(A)$  известными, найти из (4) соответствующее им равновесное распределение давления, затем из уравнения (5), согласно которому вдоль любой магнитной силовой линии имеет место гидростатическое распределение, рассчитать распределение плотности в системе и, наконец, из уравнения (6) вычислить температурный профиль волокна. В работе [18] проведено прямое интегрирование уравнения (4) по функции  $A$  (при фиксированном  $z$ ), начиная от некоторой удаленной точки, где  $A = A_{ex}$  (эта величина не обязательно равна нулю: если снаружи от волокна есть, например, фоновое вертикальное поле, то  $A_{ex} = x B_{z, ex}$ ) до некоторой точки внутри тела протуберанца. Таким образом были получены общие формулы для вычисления давления и плотности массы в протуберанце по его заданной магнитной струк-

туре:

$$P(x, z) = P_{ex}(z) + \frac{1}{8\pi} \left( B_y^2(A_{ex}) - B_y^2(A) - \left( \frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 - 2 \int \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \frac{\partial A}{\partial x} dx \right), \quad (8)$$

$$\rho(x, z) = \rho_{ex}(z) + \frac{1}{8\pi g} \frac{\partial}{\partial z} \left( \left( \frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + 2 \int \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \frac{\partial A}{\partial x} dx \right) - 2 \frac{\partial A}{\partial z} \Delta A. \quad (9)$$

Здесь  $P_{ex}(z)$  и  $\rho_{ex}(z)$  — давление и плотность внешней среды. Мы показываем, что именно такой подход к солнечным волокнам позволяет построить модели, которые удовлетворяют наблюдательным данным. Мы обычно не имеем из наблюдений достаточной информации о распределении магнитного поля в объеме волокна, но, приступая к моделированию того или иного образования, исследователь, как правило, в общих чертах представляет себе, какова магнитная структура изучаемого объекта. Иными словами, изначально у нас имеются основания для определенного выбора функции  $A(x, z)$  и тех граничных условий (на фотосфере и в удаленных от волокна точках), которым она должна удовлетворять. С другой стороны, из наблюдений, по анализу спектров мы достаточно надежно можем определять температуру и плотность плазмы в солнечных волокнах, поэтому, варьируя в определенных пределах параметры задаваемой нами магнитной структуры волокон, мы можем рассчитывать соответствующие этой магнитной структуре равновесия и постепенно добиваться таких распределений давления, плотности и температуры в ней, которые бы в наибольшей степени соответствовали наблюдаемым профилям.

## Магнитная структура волокна

Выберем функцию потока  $A(x, z)$  в следующей форме:

$$A(x, z) = B_0 \frac{(z - z_0) \exp(-l^2(z - z_0)^2)}{1 + k^2 x^2 + k^2(z - z_0)^2}. \quad (10)$$

Здесь  $B_0$  — напряженность горизонтального магнитного поля в начале координат, т. е. на оси волокна  $x = 0$  и на уровне  $z = z_0$ , где  $z_0$  —

уровень, выбором которого определяется высота, с которой начинает формироваться плотное волокно;  $l$  и  $k$  — множители, имеющие размерность обратной длины и задающие масштаб конфигурации по высоте и по ширине соответственно. Распределение (10) отвечает необходимым требованиям: оно обеспечивает магнитное удержание холодной и тяжелой плазмы в короне; оно симметрично по  $x$  относительно начала координат, и потому описываемое им магнитное волокно будет располагаться, в точном соответствии с наблюдательными данными, над фотосферной линией раздела магнитных полярностей. Важно и то, что магнитное волокно, заданное функцией (10), является в его поперечном сечении не периодическим, а уединенным образованием, поскольку магнитные поля, рассчитываемые по формулам (7), быстро и монотонно уменьшаясь, обращаются в нуль как при  $z \rightarrow \pm\infty$ , так и при  $x \rightarrow \pm\infty$ . Таким образом, естественные и необходимые для протуберанцев граничные условия в модели (10) автоматически выполняются. Далее, это волокно должно быть непрерывным образом вписано в окружающую его среду — разреженную и горячую солнечную атмосферу, равновесная гидростатическая модель которой предполагается известной [20].

На рис. 1 *a, b* представлен характерный вид магнитных поверхностей волокна в поперечном сечении. Как видно, в зависимости от выбора величины параметра  $kz_0$  получается волокно нормальной или инверсной полярности.

## Роль продольного магнитного поля в равновесии волокна

В исходную формулу равновесия (4) входит член

$$-\frac{1}{2} \frac{dB_y^2(A)}{dA},$$

и в формуле (8) для давления газа соответственно появляется слагаемое

$$(B_y^2(A_{ex}) - B_y^2(A)) (8\pi)^{-1},$$

описывающее вклад продольного магнитного поля в равновесное распределение давления газа в волокне, который, вообще говоря, может быть как угодно велик. Этот факт прямо противоречит утверждению Филиппова («Эруптивные протуберанцы» в книге «Плазменная гелиогеофизика. I», 2008, с. 103) о том, что продольное маг-

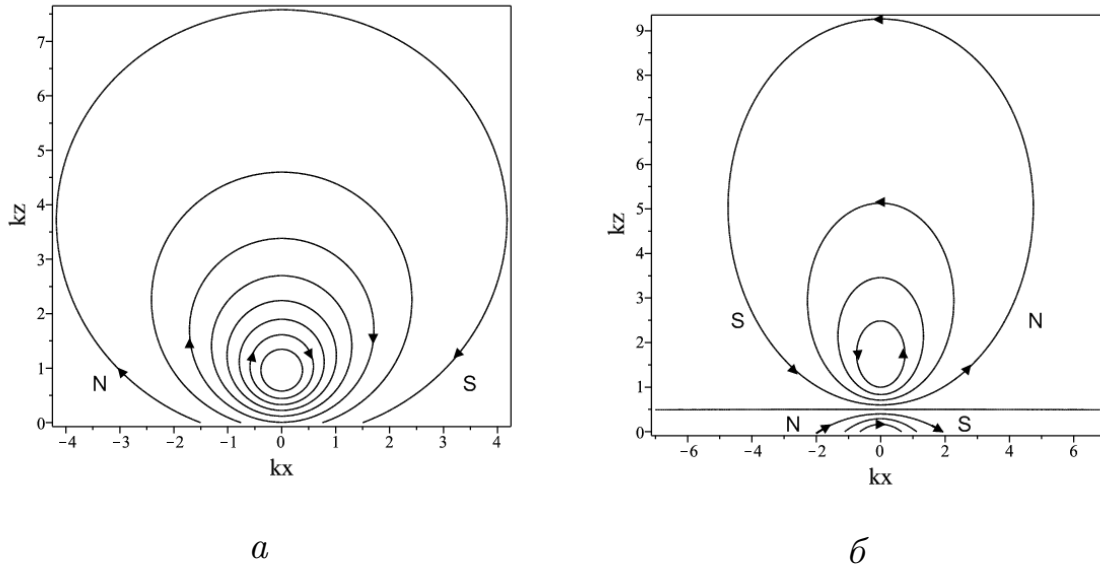


Рис. 1. Магнитная структура волокна в поперечном разрезе, в плоскости  $x-z$ , рассчитываемая из условия  $A(x, z) = \text{const}$ . (а) Магнитная структура соответствует протуберанцу нормальной полярности: для наблюдателя, глядящего сверху и измеряющего поле по лучу зрения, полярность поля, выходящего из фотосферы, совпадает с полярностью поля, входящего в волокно. (б) Положено  $kz_0 = 0.5$ . Такая структура описывает протуберанец обратной полярности: магнитное поле, выходящее из фотосферы, имеет полярность, противоположную полярности поля, входящего в волокно

нитное поле «не оказывает существенного влияния на условия равновесия, так как интегральный ток волокна  $I$  ввиду его геометрии может быть направлен только вдоль оси и, следовательно,  $[\mathbf{I} \times \mathbf{B}_I] = 0$ ». Эта ошибочная аргументация обязана своим происхождением тому подходу, при котором последовательный анализ и решение нелинейной магнитогидростатической задачи подменяется произвольными рассуждениями об электрических токах, текущих в короне по некоторым пространственно выделенным каналам так, как если бы речь шла об электрических проводах (или плазменных шнурах), находящихся в вакууме и несущих постоянные токи. Предполагается, что в пространстве вокруг этих проводов существует и поддерживается уходящее на бесконечность потенциальное магнитное поле прямого постоянного тока  $I$ :  $B_\phi(r) = 2I/cr$ , а фотосфера представляет собой некоторый идеально проводящий экран, над которым этот ток зависит как над сверхпроводником (отметим, что именно на этих представлениях строится «знаменитая», по мнению [21], модель протубе-



ранца [10], в которой, как уже отмечалось выше, отсутствуют расчеты плотности и температуры, поэтому соотнести ее с наблюдаемыми объектами невозможно и называть моделью протуберанца, по сути, нет оснований). В отличие от лабораторной плазмы, которая искусственно изолируется от холодного кожуха вакуумным промежутком, заполненным сильным потенциальным полем, в космической плазме не может существовать никаких разделительных вакуумных областей между, скажем, телом протуберанца или вспышечного волокна и окружающей средой — короной или хромосферой. Все пространство сплошь занято плазмой достаточно высокой проводимости. Поэтому никаких токовых контуров, изолированных вакуумом или диэлектриком, никаких проводов с отличным от нуля интегральным током  $I$  в солнечной и вообще в космической плазме существовать, в принципе, не может. К сожалению, подходы, основанные на «лабораторных» представлениях о поведении электрических токов в вакууме, в последние годы настолько часто применяются и в физике Солнца, и в астрофизике (нет смысла приводить здесь ссылки на другие работы этого рода, грубо противоречащие основным положениям МГД), что в своей последней книге Паркер [22] вынужден был посвятить этому вопросу отдельную главу и охарактеризовал это явление как «scientific calamity» и «intellectual derailment». Более подробный анализ проблемы дан в работе [23].

В силу того что распределение давления в волокне прямо зависит от вида функции  $B_y^2(A)$ , необходимо рассмотреть несколько частных случаев:

- а) Пусть  $B_y(A) = \alpha A^n$ , где  $\alpha = const$ ,  $n = const > 0$ . В этом случае продольное поле сосредоточено внутри волокна и обращается в нуль с удалением от его оси, если  $A$  стремится к нулю вне волокна. Мы приходим к модели волокна без внешнего магнитного поля.
- б) Если  $B_y^2(A) = B_y^2(A_{ex})$ , то продольное поле или тождественно равно нулю всюду в исследуемой области пространства, или равномерно заполняет собой всю рассматриваемую область. Таким образом, здесь мы имеем или модель волокна без продольного поля, или волокно в среде с однородным продольным полем. Первый случай заведомо неинтересен, поскольку, во-первых, магнитное волокно без продольного поля будет неустойчиво относительно перестановочных возмущений, а, во-вторых, наблюдения показывают, что продольное поле в протуберанцах не только присутствует, но и зачастую пре-

вышает азимутальное. Второй случай (однородное продольное поле) может представлять интерес для невысоких протуберанцев активных областей, когда для некоторой области пространства можно с определенными оговорками принять условие  $B_y^2 \approx \text{const} \neq 0$ .

- в) Пусть  $B_y^2(A) = \alpha^2(A_{max}^2 - A^2(x, z))$ , где  $\alpha$  — некоторый коэффициент, имеющий размерность обратной длины, а  $A_{max}$  — максимальное значение этой функции на оси. В нашем конкретном случае

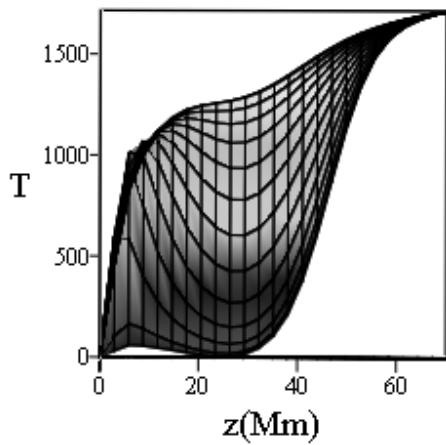
$$A_{max}^2 = \frac{B_0^2}{2l^2} \exp(-1).$$

В такой модели продольное магнитное поле  $B_y(A)$  будет минимальным на оси жгута и максимальным — вне его, при  $A \rightarrow 0$ . Как и в предыдущем случае, предположение о наличии однородного продольного поля вне магнитного волокна должно применяться с определенными оговорками для относительно небольшой части пространства внутри активной области.

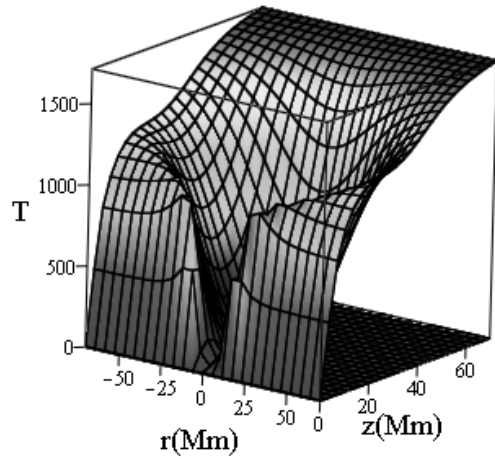
Мы изберем для нашего случая третий вариант, при котором  $B_y^2(A_{ex}) - B_y^2(A) = \alpha^2 A^2$  — положительная добавка к давлению, способствующая удержанию плазмы в волокне.

## Численный расчет модели и обсуждение

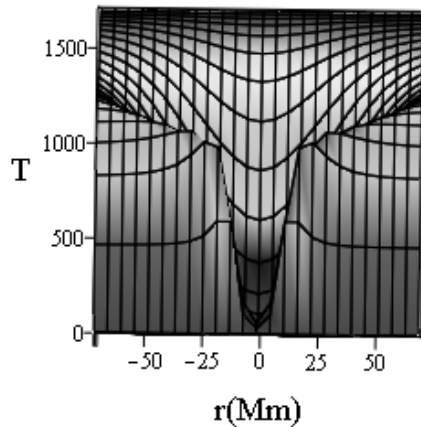
В качестве примера мы приводим результат расчета поля температуры в волокне при следующих параметрах его магнитной структуры:  $B_0 = 1500$  Гс,  $k = 1$  Мм<sup>-1</sup>,  $l = 30$  Мм<sup>-1</sup>,  $\alpha = 0.03$ ,  $kz_0 = 0.5$ . Он представлен на рис. 2 в трех проекциях. Магнитное поле на уровне  $z_0 = 0.5$  Мм взято достаточно большим, но в короне на высотах 20—30 Мм, где температура плазмы в волокне достигает минимума и составляет всего 4—5 тыс. Кельвин, это поле уменьшается до одного—двух гаусс, т. е. до типичных корональных значений. Рассмотренный пример относится к протуберанцу инверсной полярности, но результаты расчета для протуберанца нормальной полярности практически не отличаются от приведенного, поскольку разница высот уровня  $z_0$  между этими двумя видами (которая, как было показано на рис. 1, и определяет тип протуберанца) составляет всего 1 Мм, что много меньше высоты расположения собственно самого тела протуберанца:  $h = 20—30$  Мм, как это видно из рис. 2.



*a*



*б*



*в*

Рис. 2. (а) Высотный профиль температуры волокна. Температура выражена в тысячах Кельвин, расстояния — в Мм. Минимальная температура около 4–5 тыс. К достигается на высотах от 20 до 30 Мм. (б) Высотно-радиальный профиль температуры протуберанца. (в) Поперечный профиль температуры протуберанца. На малых высотах волокно имеет небольшую ширину, но с высотой значительно расширяется

Плотность газа на тех высотах, где температура волокна, минимальна, составляет несколько единиц на  $10^{10}$  частиц/см<sup>3</sup>, что на два с лишним порядка превышает плотность коронального газа на этих высотах. Таким образом, рассчитанная здесь модель полностью соответствует основным параметрам наблюдаемых на

Солнце структур. Следует заметить, что в данном подходе можно достаточно просто промоделировать и тонкую структуру солнечных волокон, введя в функцию потока гармоническую функцию с малым пространственным периодом.

Работа поддержана грантом РФФИ № 15-12-20001.

## Библиографические ссылки

1. The nature of solar prominences / ed. by E. Tandberg-Hanssen. — Vol. 199 of Astrophysics and Space Science Library, 1995.
2. *Priest E. R.* Solar magnetohydrodynamics. — 1982.
3. *Stix M.* The sun: an introduction. — 2002.
4. *Aschwanden M. J.* Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions (2nd edition). — 2005.
5. *Cowling T. G.* Magnetohydrodynamics. — 1976.
6. *Kippenhahn R., Schlüter A.* Eine Theorie der solaren Filamente. Mit 7 Textabbildungen // Zeitschrift für Astrophysik. — 1957. — Vol. 43. — P. 36.
7. *Pikel'ner S. B.* Nature of the Fine Structure of the Middle Chromosphere // Sol. Phys. — 1971. — Vol. 20. — P. 286—294.
8. *Anzer U.* A Method to Calculate Electric Currents in Quiescent Prominences // Sol. Phys. — 1972. — Vol. 24. — P. 324—335.
9. *Kuperus M., Tandberg-Hanssen E.* The Nature of Quiescent Solar Prominences // Sol. Phys. — 1967. — Vol. 2. — P. 39—48.
10. *Kuperus M., Raadu M. A.* The Support of Prominences Formed in Neutral Sheets // Astron. Astrophys. — 1974. — Vol. 31. — P. 189.
11. *Rust D. M., Kumar A.* Helical magnetic fields in filaments // Sol. Phys. — 1994. — Vol. 155. — P. 69—97.
12. *Rust D. M., Kumar A.* Evidence for Helically Kinked Magnetic Flux Ropes in Solar Eruptions // Astrophys. J. Lett. — 1996. — Vol. 464. — P. L199.
13. *Rust D. M.* The helical flux rope structure of solar filaments // Advances in Space Research. — 2003. — Vol. 32. — P. 1895—1903.
14. *Lerche I., Low B. C.* Cylindrical prominences and the magnetic influence of the photospheric boundary // Sol. Phys. — 1980. — Vol. 66. — P. 285—303.

15. *Lerche I., Low B. C.* On the equilibrium of a cylindrical plasma supported horizontally by magnetic fields in uniform gravity // *Sol. Phys.* — 1980. — Vol. 67. — P. 229—243.
16. *Low B. C.* The vertical filamentary structures of quiescent prominences // *Sol. Phys.* — 1982. — Vol. 75. — P. 119—131.
17. *Low B. C.* Nonisothermal magnetostatic equilibria in a uniform gravity field. I — Mathematical formulation // *Astrophys. J.* — 1975. — Vol. 197. — P. 251—255.
18. *Solov'ev A. A.* The structure of solar filaments. Prominences in the corona free from external magnetic field // *Astronomy Reports.* — 2010. — Vol. 54. — P. 86—95.
19. *Low B. C., Zhang M.* Magnetostatic Structures of the Solar Corona. III. Normal and Inverse Quiescent Prominences // *Astrophys. J.* — 2004. — Vol. 609. — P. 1098—1111.
20. *Avrett E. H., Loeser R.* Models of the Solar Chromosphere and Transition Region from SUMER and HRTS Observations: Formation of the Extreme-Ultraviolet Spectrum of Hydrogen, Carbon, and Oxygen // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2008. — Vol. 175. — P. 229—276.
21. *Oliver R.* Prominence Seismology Using Small Amplitude Oscillations // *Space Sci. Rev.* — 2009. — Vol. 149. — P. 175—197. 0902.4136.
22. *Parker E. N.* *Conversations on Electric and Magnetic Fields in the Cosmos.* — Princeton University Press, 2007.
23. *Solov'ev A. A.* Dissipative collapse of a magnetic flux rope with a force-free internal field // *Astronomy Reports.* — 2011. — Vol. 55. — P. 1025—1037.

## АККРЕЦИОННЫЕ ДИСКИ В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

Массивные звезды производят компактные объекты — белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры. Большинство массивных звезд — двойные системы. Более массивная звезда эволюционирует быстрее и превращается в компактный объект. Со временем менее массивная звезда в системе также эволюционирует и начинает поставлять газ на соседнюю релятивистскую звезду (например, черную дыру), возникает аккреционный диск. Диск возникает практически всегда из-за сохранения момента вращения. Я расскажу о наблюдательных проявлениях аккреционных дисков.

Теория стандартных аккреционных дисков была разработана Н. И. Шакурой и Р. А. Сюняевым в 1973 г. Эти диски также называют альфа-дисками или радиационно-эффективными дисками. Такие диски наблюдаются в тесных двойных системах с черной дырой или нейтронной звездой, они практически всегда наблюдаются во всех известных активных ядрах галактик и квазарах.

В стандартном аккреционном диске темп аккреции газа на черную дыру составляет от 0.01 до 1 в эддингтоновских единицах. Если темп аккреции на дыру много меньше 0.01, такой диск называется адвекционным.

Теория адвекционных дисков не ясна, тем не менее эти диски неплохо объясняют жесткое состояние черных дыр в двойных системах, они же объясняют «безмолвное» поведение черной дыры в ядре нашей Галактики. Если темп аккреции на дыру больше 1, такой диск называется сверхкритическим или сверхэддингтоновским. Особенно интересен для меня режим сверхкритической аккреции. Эти объекты редкие, но они самые яркие в галактиках. В нашей Галактике известен только один такой сверхкритический объект — черная дыра в SS433. В соседних галактиках это ультраяркие рентгеновские источники. Весьма вероятно, что сверхмассивные черные дыры (квазары) на ранних этапах эволюции Вселенной были сверхкритическими аккреторами. Меньше чем в первый миллиард лет после Большого взрыва квазары уже набрали массу в несколько миллиардов масс Солнца. Такой быстрый набор массы возможен только в режиме сверхкритической аккреции.

Massive stars produce compact objects — white dwarfs, neutron stars and black holes. Majority of massive stars are binaries. A more massive star in the binary system evolves faster and turns into the compact object. With time the less massive star evolves as well and starts to transfer a matter to the neighbour relativistic stars (for example, a black hole), an accretion disk appears. The disk originates practically everywhere because of angular momentum conservation. My talk is about observational appearance of accretions disks.

A theory of standard accretion disks was developed by N. Shakura and R. Sunyaev in 1973. Such disks are also called as alpha-disks or radiatively effective disks. They are observed in close binary systems with a black hole or neutron star, and practically everywhere in all known active galactic nuclei and quasars.

In a standard accretion disk a mass accretions rate onto a black hole is from 0.01 to 1 in Eddington units. If the mass accretion rate onto the hole is much less than 0.01, such a disk is called advective. The theory of advective disks is not clear, nevertheless, such disks explain quite well the hard-low state of black holes in binary systems, they also explain the silent behaviour of the black hole in the Milky Way. If the mass accretion rate is greater than 1, the disk is called supercritical or super-Eddington. This regime of accretion is very interesting for me. Such objects are very rare, but they are the most luminous in galaxies. In our Galaxy Milky Way only one supercritical object is known — the black hole in SS433. In external galaxies they are ultraluminous X-ray sources. It is very probable that supermassive black holes (quasars) in the first stages of evolution of our Universe were super-Eddington accretors. Less than in the first billion years after the Big Bang the quasars already had a mass of several billions solar masses. The such fast grow of their masses is possible only in the supercritical regime of accretion.

## О МЕТРИКАХ В ПРОСТРАНСТВАХ КЕПЛЕРОВСКИХ ОРБИТ

Вводятся различные пятимерные пространства кеплеровских орбит и рассматриваются несколько критериев близости орбит в этих пространствах. Сравняются достоинства и недостатки критериев. Самый неприятный из них — нарушение важнейшей аксиомы метрических пространств, аксиомы треугольника. Вводится метрика в пространстве всех непрямолинейных орбит и показывается, что она свободна от всех указанных недостатков. В дополнение рассматриваются метрические свойства трех фактор-пространств, в которых отождествляются орбиты вне зависимости от значений долгот узлов, значений аргументов перицентров, значений долгот узлов и аргументов перицентров.

Different 5-dimensional spaces of Keplerian orbits are introduced, and several criteria of orbits proximity in these spaces are considered. Advantages and disadvantages of the criteria are compared. The most unpleasant one is the breakdown of the most important axiom of metric spaces, the triangle axiom. A metric in the space of all non-rectilinear orbits is introduced. It is demonstrated that this metric is free of all pointed drawbacks. In addition metric properties of three factor-spaces (where orbits are identified irrespective of: values of longitudes of nodes; values of arguments of pericentres; values of both longitudes of nodes and arguments of pericentres) are examined.

### Введение

Во многих областях астрономии требуется оценить близость кеплеровских орбит  $\mathcal{E}_s$  как точек в некотором 5-мерном пространстве орбит (положение на орбите мы опускаем, но направление движения по орбите учитываем, см. [1]). О роли метрики и топологии в этой и других задачах небесной механики мы рассказывали на 30-й конференции *Физика космоса* [2]. В докладе [1] на 35-й конференции была описана метрика в пространстве всех эллиптических невозмущенных орбит. Более подробно она рассмотрена в статье [3]. Эта



метрика существенно использует ограниченность эллипсов и не может быть распространена на гиперболы и параболы. Метрика для всех типов непрямолинейных орбит, а также метрика для всех типов кеплеровских орбит введены в [4]. Последняя сложна и вряд ли нужна для астрономических задач.

Здесь мы сравним все эмпирические критерии, использовавшиеся в астрономии в задачах поиска родительских тел малых небесных тел и метеороидных роев, первую из метрик [4] и одну ее модификацию, впервые вводимую в этом докладе.

Напомним основные определения. Пространство  $\mathbb{X}$  называется метрическим, если в нем определена функция  $\varrho(x_1, x_2)$ ,  $x_s \in \mathbb{X}$ , удовлетворяющая трем аксиомам метрического пространства [5, §9.1]:

- а)  $\varrho(x_1, x_2) \geq 0$ , причем  $\varrho(x_1, x_2) = 0$  тогда и только тогда, когда  $x_1 = x_2$ ;
- б)  $\varrho(x_1, x_2) = \varrho(x_2, x_1)$ ;
- в)  $\varrho(x_1, x_3) \leq \varrho(x_1, x_2) + \varrho(x_2, x_3)$  (аксиома треугольника).

Функцию  $\varrho$  называют *расстоянием*, или *метрикой*.

## Обзор критериев близости орбит

Обзор предложенных за последние полвека критериев близости орбит приведен в [6]. В сотнях работ используются эти критерии, но, как ни странно, их свойства практически нигде не описаны. Мы восполняем этот пробел.

Исторически первые два эмпирических критерия предложены в совместной работе Саутворта и Хокинза [7] и названы авторами  $D$ -критериями. Начнем с первого из них.

Обозначим через  $a, q, p, e, i, \omega, \Omega$  большую полуось, перицентрическое расстояние, параметр, эксцентриситет, наклон, аргумент перицентра и долготу восходящего узла кеплеровской орбиты  $\mathcal{E}$ . Согласно [7]

$$D_1^2(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) = \frac{(q_1 - q_2)^2}{L^2} + 4 \sin^2 \frac{I}{2} + (e_1 - e_2)^2 + (e_1 + e_2)^2 \sin^2 \frac{\Pi}{2}. \quad (1)$$

Здесь  $L$  — масштабный множитель размерности длины,  $I$  — взаимный наклон,  $\Pi = \lambda_1 - \lambda_2$  — разность долгот перицентров, считаемых от взаимного узла. Выбор одного из двух таких узлов безразличен, поскольку при смене узлов каждая из долгот меняется на  $\pm\pi$ , а их разность на 0 или  $\pm 2\pi$ , что оставляет инвариантным  $|\sin(\Pi/2)|$ .

Название « $D$ -критерий» для функции (1) неудачно: критерием близости служит неравенство типа  $D_1(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) < \varepsilon$ , а не само  $D_1$ . Однако название прижилось, и мы будем его использовать.

Для вычисления второго и четвертого слагаемого (1) можно воспользоваться формулами

$$\cos I = c_1 c_2 + s_1 s_2 \cos \Delta, \quad \sin^2 \frac{I}{2} = \sin^2 \frac{i_1 - i_2}{2} + s_1 s_2 \sin^2 \frac{\Delta}{2}, \quad (2)$$

$$\Pi = \omega_1 - \omega_2 \pm 2 \arcsin \xi, \quad \xi = \cos \frac{i_1 + i_2}{2} \sin \frac{\Delta}{2} \sec \frac{I}{2}, \quad (3)$$

где  $c = \cos i$ ;  $s = \sin i$ ;  $\Delta = \Omega_1 - \Omega_2$ . Знак минус отвечает случаю  $|\Delta| > \pi$  при обычном соглашении  $0 \leq \Omega < 2\pi$ .

Исследуем, в каком пространстве задана величина  $D_1$ . Во-первых, она не определена для прямолинейных или круговых орбит. В самом деле, для прямолинейной орбиты тождественно  $p = q = 0$ ,  $e = 1$ , и для ее определения необходимо задать еще большую полуось, которая не входит в аргументы функции  $D_1$ . Если  $e_1 = 0$ ,  $e_2 > 0$  (или наоборот), то перицентр  $\mathcal{E}_1$  произволен, так что  $\Pi$  может принимать любые значения. Функция  $D_1$  не определена в этом случае. В принципе это легко исправить. Все основные функции в задаче двух тел (например, декартовы координаты) являются даламберовскими относительно пары  $e, \Omega + \omega$ . Определение и свойства таких функций исследованы в [8, 9]. В частности, для таких функций не возникает особенностей при нулевых эксцентриситетах. Для придания  $D_1$  даламберовского свойства достаточно было бы заменить в последнем слагаемом (1)  $(e_1 + e_2)^2$  на  $e_1 e_2$ . Для сравнения: обе функции (2) являются даламберовскими относительно пары  $s, \Omega$ .

Далее, функции (2) определены однозначно и не имеют сингулярностей при любых наклонах. Этого нельзя сказать о функции (3). Величина  $\xi$  сингулярна при  $\cos I = -1$ , т. е. при

$$1 + c_1 c_2 + s_1 s_2 \cos \Delta = 0. \quad (4)$$

Поскольку  $|c_1 c_2| + |s_1 s_2| \leq 1$ , это возможно лишь в двух случаях:  $\Delta = 0$ ,  $i_1 = 0, i_2 = \pi$  (или  $i_1 = \pi, i_2 = 0$ ) и  $i_2 = \pi - i_1$ ,  $\Delta = \pi$  (или  $\Delta = -\pi$ ). В обоих случаях для  $\xi$  получаем неопределенность вида  $0 : 0$ .

1. Положим  $\Delta = \varepsilon_0 \neq 0$ ,  $i_1 = \varepsilon_1 > 0$ ,  $i_2 = \pi - \varepsilon_2$ ,  $\varepsilon_2 > 0$  и устремим

$\varepsilon_s$  к нулю. Получим сначала эквивалентности

$$\begin{aligned} \cos \frac{i_1 + i_2}{2} &\sim \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{2}, & \sin \frac{\Delta}{2} &\sim \frac{\varepsilon_0}{2}, \\ \cos^2 \frac{I}{2} &= \cos^2 \frac{i_1 - i_2}{2} - s_1 s_2 \sin^2 \frac{\Delta}{2} \sim \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2}{4}. \end{aligned}$$

Так как  $0 \leq I \leq \pi$ , то

$$\cos \frac{I}{2} \sim \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}, \quad \xi \sim \frac{\varepsilon_0(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{2(\varepsilon_2 + \varepsilon_1)}.$$

Дробь  $(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/(\varepsilon_2 + \varepsilon_1)$  ограничена, поэтому  $\xi \rightarrow 0$  при  $\varepsilon_0, \varepsilon_1, \varepsilon_2 \rightarrow 0$ .

Итак,  $\Pi \rightarrow \omega_1 - \omega_2$ . Но эта величина неинвариантна. При  $i_1 = 0$ ,  $i_2 = \pi$  смещение узла (он произволен при указанных значениях наклонов) на угол  $\alpha$  ведет к изменению  $\Pi$  на  $2\alpha$ .

2. Положим  $\Delta = \pi + \varepsilon_0$ ,  $i_2 = \pi - i_1 + \varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_s \neq 0$ . Тогда

$$\begin{aligned} \cos \frac{i_1 + i_2}{2} &\sim -\frac{\varepsilon_1}{2}, & \sin \frac{\Delta}{2} &\sim 1 - \frac{\varepsilon_0^2}{4}, \\ \cos^2 \frac{I}{2} &= \sin^2 \left( i_1 - \frac{\varepsilon_1}{2} \right) - \sin i_1 \sin (i_1 - \varepsilon_1) \cos^2 \frac{\varepsilon_0}{2} \sim \\ &\sim \left[ \sin^2 i_1 - \varepsilon_1 \sin i_1 \cos i_1 + \frac{\varepsilon_1^2}{4}(1 - 2 \sin^2 i_1) \right] - \\ &\quad - \sin i_1 \left[ \sin i_1 - \varepsilon_1 \cos i_1 - \frac{\varepsilon_1^2}{2} \sin i_1 \right] \left( 1 - \frac{\varepsilon_0^2}{4} \right) \sim \\ &\sim \frac{\varepsilon_1^2}{4} + \frac{\varepsilon_0^2 \sin^2 i_1}{4}, \\ \cos \frac{I}{2} &\sim \frac{1}{2} \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_0^2 \sin^2 i_1}, & \xi &\sim -\frac{\varepsilon_1}{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_0^2 \sin^2 i_1}}. \end{aligned}$$

В сколь угодно малой окрестности точки  $(\varepsilon_0, \varepsilon_1) = (0, 0)$  при фиксированном  $\sin i_1 > 0$  функция  $\xi$  принимает все значения в промежутке  $0 \leq \xi \leq 1$ . Таким образом, функция  $D_1$  не определена при  $\Omega_1 - \Omega_2 = \pi$ ,  $i_2 = \pi - i_1$ . Следовательно, необходимо исключить орбиты, для которых  $I = \pi$ , т. е. лежащие в одной плоскости орбиты, проходимые в противоположных направлениях.

Подведем итоги. Величина  $D_1$  является функцией от пары орбит на пространстве  $\mathbb{H}_1$  непрямолинейных некруговых орбит, причем

следует исключить пары, лежащие в одной плоскости и проходимые в разных направлениях. В частности, если мы откажемся от полной инвариантности, закрепив основную плоскость, то можно не оговаривать последнее требование, сузив  $\mathbb{H}_1$  до  $\mathbb{H}_2$ , исключив орбиты, для которых  $i \geq \pi/2$ .

Выявленные недостатки величины  $D_1$  не мешали ее применению при отождествлении родительских комет метеороидных роев и при установлении родства некоторых астероидов и комет, поскольку исследовались лишь близкие орбиты (для которых  $I$  невелико), имеющие значительные эксцентриситеты. Укажем еще на неопределенность выбора параметра  $L$  в (1). Авторы положили без обсуждения  $L = 1$  а. е. Это приемлемо во внутренней части Солнечной системы. Но в поясе Койпера или в спутниковых системах надо выбирать другое  $L$ , что представляет не слишком сложную, но и не тривиальную задачу. Коэффициент 4 во втором слагаемом и 1 в третьем также взяты произвольно, а выбор множителя  $(e_1 + e_2)^2$  в последнем слагаемом неудачен не только для околокруговых орбит, о чем еще будет речь ниже.

Является ли функция  $D_1$  расстоянием? Она с очевидностью удовлетворяет первым двум аксиомам метрического пространства. Однако справедливость третьей аксиомы вызывает сомнения. Первое и третье слагаемые (1) представляют собой квадраты расстояний на прямой  $\mathbb{R}$  (длины отрезков), а второе — квадрат расстояния на окружности  $\mathbb{S}$  (длина хорды). Последнее слагаемое равнялось бы квадрату расстояния на окружности, если бы не множитель  $(e_1 + e_2)^2$ . И тогда  $D_1$  было бы расстоянием в силу теоремы 1, см. приложение. Однако множитель  $(e_1 + e_2)^2$  портит дело.

**Функция  $D_1(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2)$  не является расстоянием**, поскольку аксиома 3 нарушается.

Для доказательства любого отрицательного суждения достаточно привести хотя бы один пример.

*Пример.* Рассмотрим три орбиты  $\mathcal{E}_s$ , лежащие в одной ориентированной плоскости. Иными словами, компланарные и обращающиеся вокруг притягивающего центра в одном направлении. Взаимный наклон  $I$  равен нулю. Поскольку в (1) фигурируют лишь разности долгот, их можно измерять от произвольного направления в орбитальной плоскости. Пусть  $q_1 = q_2 = q_3$ ;  $e_1 = 0.05$ ,  $e_2 = 0.1$ ,  $e_3 = 0.5$ ;  $\lambda_1 = 0$ ,  $\lambda_2 = \pi/2$ ,  $\lambda_3 = \pi$ . Вычисления дают

$$D_1(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) = 0.11726, \quad D_1(\mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3) = 0.58310, \quad D_1(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_3) = 0.71063.$$

Мы убеждаемся, что

$$0.70035 = D_1(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) + D_1(\mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3) < D_1(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_3) = 0.71063 \quad (5)$$

вопреки аксиоме 3.

*Замечание.* Утверждение о несправедливости аксиомы треугольника для критерия  $D_1$  содержится в [10]. Однако ни одного примера ни там, ни в любом другом известном нам источнике не приводится.

Перейдем к функции  $D_2(\mathcal{E}'_1, \mathcal{E}'_2)$ , определяемой той же формулой (1), в которой  $\Pi$  находится по отличной от (3) формуле

$$\Pi = (\Omega_1 + \omega_1) - (\Omega_2 + \omega_2). \quad (6)$$

Она проще, чем (3), и совпадает с последней при  $i_1 = i_2 = 0$ , а также при  $\Delta = 0$ .

Величина  $D_2$  не является функцией только от пары орбит, но зависит еще и от выбора основной плоскости. Поэтому аргументы  $D_2$  мы обозначили через  $\mathcal{E}'$ . От выбора начала отсчета долгот  $D_2$  не зависит, поскольку в ней фигурируют лишь разности  $\Omega_1 - \Omega_2$ .

Для некруговых орбит внимания требуют лишь случаи  $i = 0$  и  $i = \pi$ . В первом из них  $\Omega + \omega$  не зависит от произвола выбора узла, а во втором зависит. Поэтому должны быть исключены орбиты, для которых  $i = \pi$  и, конечно, круговые орбиты.

Итак, функция  $D_2$  определена в пространстве  $\mathcal{E}' \in \mathbb{H}_3$  всех непрямолинейных некруговых орбит с наклоном к фиксированной основной плоскости  $i < \pi$ . Она обладает вышеперечисленными особенностями функции  $D_1$ , в частности, удовлетворяет первым двум аксиомам метрического пространства, но не удовлетворяет аксиоме треугольника. Доказательством служит рассмотренный пример, поскольку для него  $D_1 = D_2$ .

**Функция  $D_2(\mathcal{E}'_1, \mathcal{E}'_2)$  также не является расстоянием.**

*Замечание для любознательных.* Ясно, что мера множества  $\mathbb{G}$  троек орбит, для которых нарушается аксиома треугольника, положительна. В нашем примере приведены вовсе не три орбиты, а континуум троек. Общую плоскость можно поворачивать произвольно. Далее, все эксцентриситеты можно умножить на любой положительный множитель, поскольку  $D_1$  и  $D_2$  в нашем примере — однородные функции первой степени от эксцентриситетов. Наконец,  $\mathbb{G}$  открыто, поскольку определяется строгим неравенством. С другой стороны, эта мера скорее всего мала, иначе  $D$ -критерий не работал бы в астрономии. Хорошо бы оценить, хотя бы качественно, насколько мала (или велика) эта мера.

Некоторая модификация функций  $D_1, D_2$  была предложена Драммондом [11, 12]:

$$D_3^2(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) = \left( \frac{q_1 - q_2}{q_1 + q_2} \right)^2 + \left( \frac{e_1 - e_2}{e_1 + e_2} \right)^2 + I^2 + \left( \frac{e_1 + e_2}{2} \right)^2 P^2. \quad (7)$$

Здесь  $P$  — угол между векторами Лапласа—Рунге—Ленца, направленными из притягивающего центра в перицентр орбиты:

$$\begin{aligned} \cos P = s_1 s_2 \sin \omega_1 \sin \omega_2 + (\cos \omega_1 \cos \omega_2 + c_1 c_2 \sin \omega_1 \sin \omega_2) \cos \Delta + \\ + (c_2 \cos \omega_1 \sin \omega_2 - c_1 \sin \omega_1 \cos \omega_2) \sin \Delta. \end{aligned} \quad (8)$$

Поскольку  $0 \leq P \leq \pi$ , угол  $P$  однозначно определяется своим косинусом.

В отличие от  $D_2$  функция  $D_3$ , как и  $D_1$ , определена на орбитах пространства  $\mathbb{H}_1$  независимо от выбора основной плоскости. Более того, она не имеет особенностей ни при каких наклонах. Однако для круговых орбит она ведет себя еще хуже, чем  $D_1$  и  $D_2$ . При  $e_1 = 0$ ,  $e_2 \neq 0$  четвертое слагаемое правой части (7) не определено, а второе равно единице, что противоречит здравому смыслу. Некоторым преимуществом  $D_3$  служит отсутствие неопределенного множителя  $L$ .

Третье слагаемое правой части (7) — квадрат расстояния (угол между векторами). Первые два слагаемых — квадраты расстояний, как это следует из теоремы 3. Однако по-прежнему зависящий от эксцентриситета множитель в последнем слагаемом (7) портит дело. Вычисления для рассмотренного примера трех орбит дают

$$D_3(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) = 0.353540, \quad D_3(\mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3) = 0.816401, \quad D_3(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_3) = 1.189878.$$

Мы убеждаемся, что

$$1.169941 = D_3(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) + D_3(\mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3) < D_3(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_3) = 1.189878 \quad (9)$$

вопреки аксиоме 3.

**Функция  $D_3(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2)$  не является расстоянием.**

Йопеком [13, 14] был предложен критерий, определяемый суммой четырех слагаемых, взятых из выражений для  $D_1^2$  и  $D_3^2$ . Его свойства следуют из свойств  $D_1, D_3$ . Были введены также критерии, использующие геоцентрические положения и скорости. Этот тип критериев плохо вписывается в схему расстояний в пространствах кеплеровских орбит, и мы не будем его касаться.

## Метрика без особенностей

В статье [4] показано, что все используемые в астрономии пространства кеплеровских орбит могут быть метризованы без особенностей. В частности, там введены метрики в 5-мерном пространстве  $\mathbb{H}^*$  всех кеплеровских орбит и в 5-мерном пространстве  $\mathbb{H}$  всех непрямолинейных орбит. Как отмечалось выше, пространство  $\mathbb{H}^*$  редко встречается в практике астрономических исследований, метрика там сложнее, и мы сосредоточим свое внимание на пространстве  $\mathbb{H}$ , открытом и локально-компактном. Его главный недостаток (с математической точки зрения) — неполнота — не влияет на астрономические приложения. Однако предложенная в [4] метрика, как и  $D_1$ , содержит произвольный параметр. Здесь мы вводим слегка модифицированную метрику, свободную уже от всех вышеуказанных недостатков.

Каждая орбита  $\mathcal{E} \in \mathbb{H}$  однозначно определяется двумя ортогональными векторами  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{v}$ , пропорциональными вектору момента импульса и вектору Лапласа—Рунге—Ленца соответственно. Обратно, каждая пара ортогональных векторов  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{v}$  при условии  $|\mathbf{u}| > 0$  определяет непрямолинейную орбиту  $\mathcal{E} \in \mathbb{H}$ . Мы примем

$$\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z), \quad \mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z), \quad |\mathbf{u}| = \sqrt{p}, \quad |\mathbf{v}| = e\sqrt{p}, \quad (10)$$

$$\mathbf{u}\mathbf{v} = u_x v_x + u_y v_y + u_z v_z = 0, \quad |\mathbf{u}| > 0. \quad (11)$$

Здесь

$$\begin{aligned} u_x &= \sqrt{p} \sin i \sin \Omega, & v_x &= e\sqrt{p}(\cos \omega \cos \Omega - \cos i \sin \omega \sin \Omega), \\ u_y &= -\sqrt{p} \sin i \cos \Omega, & v_y &= e\sqrt{p}(\cos \omega \sin \Omega + \cos i \sin \omega \cos \Omega), \\ u_z &= \sqrt{p} \cos i, & v_z &= e\sqrt{p} \sin i \sin \omega. \end{aligned}$$

Повторим, что  $\mathcal{E}$  взаимно-однозначно определяется набором шести чисел  $u_x, \dots, v_z$ , связанных условиями (11). Пять кеплеровских элементов также определяют орбиту однозначно. Обратное тоже верно с необходимыми оговорками. Во-первых, примем  $0 \leq i \leq \pi$ . Во-вторых, при  $i = 0$  или  $i = \pi$  считаем  $\Omega = 0$ . В-третьих, если  $e = 0$ , считаем  $\omega = 0$ .

Пространство  $\mathbb{H}$  вложено в  $\mathbb{R}^6$ , являясь 5-мерной поверхностью второго порядка (конусом)  $\mathbf{u}\mathbf{v} = 0$  без 3-мерной плоскости  $\mathbf{u} = 0$ . Определим расстояние в пространстве  $\mathbb{H}$  евклидовым расстоянием в объемлющем пространстве  $\mathbb{R}^6$ :

$$\varrho(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) = \sqrt{\frac{(\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2)^2 + (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)^2}{L}}, \quad (12)$$

где  $\mathbf{u}_k = \mathbf{u}(\mathcal{E}_k)$ ,  $\mathbf{v}_k = \mathbf{v}(\mathcal{E}_k)$ ,  $L$  — произвольный положительный масштабный множитель. Подчеркнем, что функция (12) определена и не имеет особенностей во всем пространстве  $\mathbb{H}$ , включающем все эллиптические, параболические и гиперболические орбиты. Она является расстоянием в силу теоремы 2.

Итак, анонсированная метрика построена. Она превращает  $\mathbb{H}$  в пятимерное алгебраическое открытое локально-компактное линейно-связное пространство без особых точек.

Если желательно сделать  $\varrho$ , как и  $D_s$ , безразмерным, следует придать  $L$  размерность длины. Важно, что  $L$  здесь является лишь масштабным множителем и не играет роли при сравнении расстояний в каком-либо естественном ансамбле орбит. В Солнечной системе разумно положить  $L = 1$  а. е. Ниже считаем  $L = 1$ .

Приведем формулу для вычисления расстояния по известным элементам:

$$\varrho^2 = (1 + e_1^2)p_1 + (1 + e_2^2)p_2 - 2\sqrt{p_1 p_2}(\cos I + e_1 e_2 \cos P), \quad (13)$$

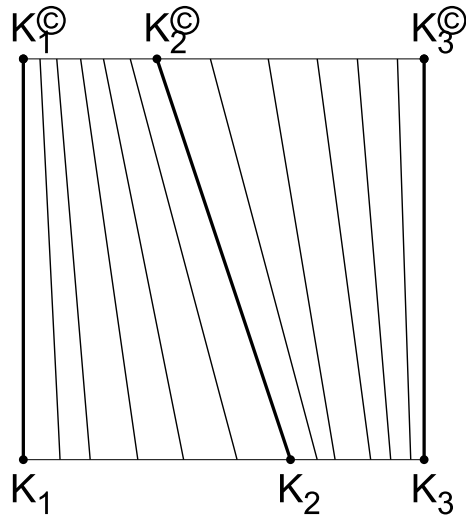
где  $\cos I, \cos P$  даются выражениями (2, 8).

Даламберовость функции  $\varrho^2$  относительно пар  $(s, \Omega)$  и  $(e, \Omega + \omega)$  доказывается элементарно.

## Метрики в фактор-пространствах

Напомним определение. Пусть в пространстве  $\mathbb{X}$  введена некоторая эквивалентность. Фактор-пространством  $\mathbb{Y}$  называется множество, элементами  $y$  которого служат классы элементов  $x \in \mathbb{X}$ , эквивалентных друг другу. Например, на сфере можно отождествить точки с одинаковой широтой. Фактор-пространством будет множество параллелей (или, что то же, множество их широт, т. е. отрезок  $-\pi/2 \leq y \leq \pi/2$ ). При отождествлении точек с одинаковой долготой фактор-пространством будет множество меридианов (или, что то же, множество их долгот, т. е. единичная окружность, экватор).





Пример фактор-пространства квадрата

Для метрического пространства  $X$  с расстоянием  $\rho$  представляется разумным ввести в фактор-пространстве «метрику»

$$\rho_1(y_1, y_2) = \inf \rho(x_1, x_2), \quad (14)$$

где нижняя грань берется по всем  $x_s$  из классов эквивалентности  $y_s$ .

Слово «метрика» мы взяли в кавычки, поскольку третья и даже первая аксиома могут не выполняться, хотя вторая справедлива с очевидностью. В примере с широтами метрика настоящая. В примере с долготами «метрика» вырожденная: все расстояния равны нулю и первая аксиома нарушена. Приведем еще пример нарушения третьей аксиомы (см. рисунок). Пространством  $X$  служит квадрат на плоскости; фактор-пространством  $Y$  служит множество непересекающихся отрезков, соединяющих нижнюю и верхнюю сторону квадрата;  $\rho$  — евклидово расстояние на плоскости. Для трех элементов  $y_s = K_s K'_s$  фактор-пространства  $\rho_1(y_1, y_2) = K'_1 K'_2$ ,  $\rho_1(y_2, y_3) = K_2 K_3$ ,  $\rho_1(y_1, y_3) = K_1 K_3$ , и аксиома треугольника нарушена.

*Замечание.* Известны два случая, когда слово *метрика* можно писать без кавычек.

1. Пусть точка  $x$  задается парой  $(\xi, \eta)$ , а эквивалентными считаются точки с одинаковыми  $\xi$  независимо от значений  $\eta$ . Тогда функция

$$\rho_1(y_1, y_2) = \min_{\eta_1, \eta_2} \rho((\xi_1, \eta_1), (\xi_2, \eta_2)) \quad (15)$$

является расстоянием, если наименьшее значение не обращается в

нуль при различных  $\xi_1, \xi_2$  и достигается при значениях  $\eta_1, \eta_2$ , не зависящих от  $\xi_1, \xi_2$ .

2. Пусть метрическое пространство  $\mathbb{X}$  линейно и расстояние в нем определяется нормой:

$$\varrho(x_1, x_2) = \|x_1 - x_2\|. \quad (16)$$

Тогда функция

$$\|y\| = \inf \|x\|, \quad (17)$$

где нижняя грань берется по всем  $x$  из классов эквивалентности  $y$ , является нормой в пространстве  $\mathbb{Y}$ .

Вернемся на небо. Часто, хотя и не всегда, узлы орбит имеют большие вековые возмущения, тогда как остальные четыре элемента орбиты меняются незначительно. Полезно поэтому иногда игнорировать узлы или, что то же, отождествлять орбиты с одинаковыми  $p, e, i, \omega$  вне зависимости от значений  $\Omega$ . Это достигается введением 4-мерного фактор-пространства  $\mathbb{H}/\Omega$ , элементом которого является класс орбит с фиксированными  $p, e, i, \omega$  и всевозможными значениями  $\Omega$ . В согласии с (14) с учетом компактности тора «метрика» принимает форму

$$\varrho_1 = \min_{\Omega_1, \Omega_2} \varrho. \quad (18)$$

Соотношение (13) имеет вид

$$\varrho^2 = A_0 + A_1 \cos \Delta + A_2 \sin \Delta.$$

Его наименьшее по  $\Delta$  значение известно:

$$\varrho_1^2 = A_0 - \sqrt{A_1^2 + A_2^2}.$$

Таким образом,

$$\varrho_1^2 = (1 + e_1^2)p_1 + (1 + e_2^2)p_2 - 2\sqrt{p_1 p_2} A_3, \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} A_3 &= c_1 c_2 + e_1 e_2 s_1 s_2 \sin \omega_1 \sin \omega_2 + \sqrt{s_1^2 s_2^2 + A_4 + A_5}, \\ A_4 &= e_1^2 e_2^2 (1 - s_1^2 \sin^2 \omega_1)(1 - s_2^2 \sin^2 \omega_2), \\ A_5 &= 2e_1 e_2 s_1 s_2 (\cos \omega_1 \cos \omega_2 + c_1 c_2 \sin \omega_1 \sin \omega_2). \end{aligned}$$

Возможна ситуация, когда быстрее изменяются направления перицентров. Напомним, что перигей орбиты Луны движется существенно быстрее узла. Поэтому разумно ввести фактор-пространство  $\mathbb{H}/\omega$ , элементом которого является класс орбит с фиксированными  $p, e, i, \Omega$  и всевозможными значениями  $\omega$ . «Метрика» в этом пространстве дается формулой

$$\varrho_2 = \min_{\omega_1, \omega_2} \varrho. \quad (20)$$

В соотношении (13) от  $\omega_s$  зависит лишь  $\cos P$ . Придадим ему вид

$$\cos P = B_1 \cos \varphi + B_2 \sin \varphi + B_3 \cos \psi + B_4 \sin \psi, \quad (21)$$

где  $\varphi = \omega_1 - \omega_2$ ,  $\psi = \omega_1 + \omega_2$ ,

$$\begin{aligned} 2B_1 &= s_1 s_2 + (1 + c_1 c_2) \cos \Delta, & 2B_2 &= -(c_1 + c_2) \sin \Delta, \\ 2B_3 &= -s_1 s_2 + (1 - c_1 c_2) \cos \Delta, & 2B_4 &= (c_2 - c_1) \sin \Delta. \end{aligned}$$

Наибольшее значение правой части (21) равно сумме амплитуд гармоник. Окончательно,

$$\begin{aligned} \varrho_2^2 &= (1 + e_1^2)p_1 + (1 + e_2^2)p_2 - \\ &- 2\sqrt{p_1 p_2} \left[ \cos I + e_1 e_2 \left( \sqrt{B_1^2 + B_2^2} + \sqrt{B_3^2 + B_4^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Можно идти и дальше, игнорируя и узлы, и перицентры. Достаточно ввести трехмерное фактор-пространство  $\mathbb{H}/(\Omega, \omega)$  с метрикой

$$\varrho_3 = \min_{\Omega_1, \Omega_2, \omega_1, \omega_2} \varrho. \quad (23)$$

Легко проверяется, что наименьшее значение  $\varrho$  (и наибольшее значение косинусов  $I$  и  $P$ ) достигается при одинаковых значениях узлов и перицентров:

$$\begin{aligned} \Omega_1 - \Omega_2 &= 0, & \omega_1 &= \omega_2 = 0, \\ \max \cos I &= \cos(i_1 - i_2), & \max \cos P &= 1, \end{aligned}$$

так что  $\varrho_3$  — расстояние.

Приведем окончательную формулу:

$$\varrho_3^2 = (1 + e_1^2)p_1 + (1 + e_2^2)p_2 - 2\sqrt{p_1 p_2} [e_1 e_2 + \cos(i_1 - i_2)]. \quad (24)$$

## Модельные примеры

Приведем несколько примеров расстояний в простейших случаях.

- а) Если  $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$ , то  $\varrho = 0$  и обратно.  
 б) Пусть  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$  представляют собой одно и то же коническое сечение, проходящее в противоположных направлениях. Тогда  $\mathbf{u}_1 = -\mathbf{u}_2$ ,  $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_2$ , так что

$$\varrho = 2\sqrt{p_1} = 2\sqrt{p_2}.$$

Любопытно, что здесь  $\varrho_3 = \varrho$ , так что никакие повороты, не меняющие наклона орбит, не могут сделать их ближе друг к другу.

- в) Пусть  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$  лежат в одной ориентированной плоскости, так что их векторы  $\mathbf{u}_1$  и  $\mathbf{u}_2$  сонаправлены. Принимая эту плоскость за основную, получим  $i_1 = i_2 = \Omega_1 = \Omega_2 = 0$ , т. е.  $\mathbf{u} = \sqrt{p}(0, 0, 1)$ ,  $\mathbf{v} = e\sqrt{p}(\cos \omega, \sin \omega, 0)$ . Поэтому

$$\varrho^2 = (1 + e_1^2)p_1 + (1 + e_2^2)p_2 - 2\sqrt{p_1 p_2}[1 + e_1 e_2 \cos(\omega_1 - \omega_2)].$$

Естественно, наибольшее при фиксированных  $p_k, e_k$  расстояние достигается при  $\omega_1 = \omega_2 + \pi$ , а наименьшее — при  $\omega_1 = \omega_2$ . Последнее совпадает с  $\varrho_3$  при  $i_1 = i_2$  согласно (24).

- г) В примере 3 считаем орбиту  $\mathcal{E}_2$  круговой,  $e_2 = 0$ . Тогда

$$\varrho^2 = (1 + e_1^2)p_1 + p_2 - 2\sqrt{p_1 p_2}.$$

В частности, если обе орбиты круговые, то

$$\varrho = |\sqrt{p_1} - \sqrt{p_2}|.$$

- д) Пусть орбиты  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$  — круговые с произвольной ориентацией. Тогда

$$\varrho = |\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2| = \sqrt{p_1 + p_2 - 2\sqrt{p_1 p_2} \cos I}.$$

При  $I = 0$  мы получаем случай 4, а при  $I = \pi$ ,  $p_1 = p_2$  — случай 2 для круговой орбиты.

- е) Проведем еще вычисления для примера со с. 172:

$$\begin{aligned} \varrho(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) &= 0.11919, & \varrho(\mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3) &= 0.64572, & \varrho(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_3) &= 0.69310, \\ \varrho_s(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2) &= 0.05881, & \varrho_s(\mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3) &= 0.53712, & \varrho_s(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_3) &= 0.59573 \end{aligned}$$

для  $s = 1, 2, 3$ . Наблюдаем согласие с аксиомой 3.

## Заключение

Мы показали, что все используемые критерии близости орбит страдают несколькими недостатками. Главный из них — нарушение аксиомы треугольника, играющей центральную роль в рассмотренных вопросах. Затем идет неприменимость критериев для околосферических орбит, а в некоторых случаях для компланарных орбит, пробегаемых в противоположных направлениях. Часть критериев зависит не только от самих орбит, но и от выбора плоскости отсчета наклонов. Удовлетворительные результаты использования указанных критериев на практике объясняются тем, что исследовались близкие и существенно некруговые орбиты. Кроме того, мера множества троек орбит, для которых терпит крах аксиома треугольника, скорее всего, мала, хотя это пока не установлено ни теоретически, ни эмпирически.

Однако теперь мы даем в руки астрономов безупречную метрику, не имеющую ни одного из указанных недостатков. Более того, при поиске родительских тел мы часто должны сравнивать орбиты тел, близкие тысячи лет назад, а сейчас существенно разошедшиеся. Здесь окажутся полезными «метрики» в трех исследованных фактор-пространствах. Действующая в пространстве  $\mathbb{H}/(\Omega, \omega)$  метрика — настоящая. Вопрос же о справедливости аксиом для «метрик» в фактор-пространствах  $\mathbb{H}/\Omega$  и  $\mathbb{H}/\omega$  пока открыт.

## Приложение

Приведем несколько фактов о метрических пространствах.

**Теорема 1** Пусть  $\varrho_1(x_1, x_2)$  — расстояние в пространстве  $\mathbb{X}$ , а  $\varrho_2(y_1, y_2)$  — расстояние в пространстве  $\mathbb{Y}$ ;  $z = (x, y) \in \mathbb{Z} = \mathbb{X} \times \mathbb{Y}$ . Тогда функция

$$\varrho(z_1, z_2) = \sqrt{\varrho_1^2(x_1, x_2) + \varrho_2^2(y_1, y_2)} \quad (25)$$

является расстоянием в пространстве  $\mathbb{Z}$ .

Доказательство можно найти в [5].

**Теорема 2** Пусть  $\varrho_1(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = \sqrt{(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)^2}$  — евклидово расстояние в пространстве  $\mathbb{X} = \mathbb{R}^k \setminus \{\mathbf{0}\}$ ;  $\varrho_2(\mathbf{y}_1, \mathbf{y}_2) = \sqrt{(\mathbf{y}_1 - \mathbf{y}_2)^2}$  — евклидово расстояние в пространстве  $\mathbb{Y} = \mathbb{R}^n$ ;  $\mathbf{z} = (\mathbf{x}, \mathbf{y}) \in \mathbb{Z} = \mathbb{X} \times \mathbb{Y}$ .

Тогда функция

$$\varrho(\mathbf{z}_1, \mathbf{z}_2) = \sqrt{\varrho_1^2(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) + \varrho_2^2(|\mathbf{x}_1|\mathbf{y}_1, |\mathbf{x}_2|\mathbf{y}_2)} \quad (26)$$

является расстоянием в пространстве  $\mathbb{Z}$ .

Доказательство. Справедливость аксиомы 2 очевидна, так же как и аксиомы 1, с учетом исключения точки  $\mathbf{x} = \mathbf{0}$  из пространства  $\mathbb{X}$ . Справедливость аксиомы 3 следует из теоремы 1 после подстановки  $\mathbf{y}'_s = |\mathbf{x}_s|\mathbf{y}_s$ .

**Теорема 3** *Функция*

$$\varrho(x_1, x_2) = \frac{|x_1 - x_2|}{|x_1| + |x_2|} \quad (27)$$

является расстоянием в пространстве  $\mathbb{X} = \mathbb{R} \setminus \{0\}$ .

В доказательстве нуждается лишь третья аксиома. Поскольку  $\varrho(-x_1, -x_2) = \varrho(x_1, x_2)$ , достаточно рассмотреть два случая.

1.  $x_1 > 0, x_2 > 0, x_3 < 0$ . Требуется доказать три неравенства:

$$\begin{aligned} \frac{|x_1 - x_2|}{x_1 + x_2} &\leq \frac{x_2 + a_3}{x_2 + a_3} + \frac{x_1 + a_3}{x_1 + a_3}, & \frac{x_2 + a_3}{x_2 + a_3} &\leq \frac{x_1 + a_3}{x_1 + a_3} + \frac{|x_1 - x_2|}{x_1 + x_2}, \\ \frac{x_1 + a_3}{x_1 + a_3} &\leq \frac{|x_1 - x_2|}{x_1 + x_2} + \frac{x_2 + a_3}{x_2 + a_3}, \end{aligned}$$

где  $a_3 = -x_3 > 0$ . Их справедливость очевидна.

2.  $0 < x_1 \leq x_2 \leq x_3$ . Требуется доказать три неравенства:

$$\frac{x_2 - x_1}{x_1 + x_2} \leq \frac{x_3 - x_2}{x_2 + x_3} + \frac{x_3 - x_1}{x_1 + x_3}, \quad (28)$$

$$\frac{x_3 - x_2}{x_2 + x_3} \leq \frac{x_3 - x_1}{x_1 + x_3} + \frac{x_2 - x_1}{x_1 + x_2}, \quad (29)$$

$$\frac{x_3 - x_1}{x_1 + x_3} \leq \frac{x_2 - x_1}{x_1 + x_2} + \frac{x_3 - x_2}{x_2 + x_3}. \quad (30)$$

Разность третьего слагаемого и левой части (28) равна

$$\frac{2x_1(x_3 - x_2)}{(x_1 + x_2)(x_1 + x_3)} \geq 0.$$

Разность первого слагаемого и левой части (29) равна

$$\frac{2x_3(x_2 - x_1)}{(x_1 + x_3)(x_2 + x_3)} \geq 0.$$

Правая часть (30) равна

$$\frac{2x_2(x_3 - x_1)}{(x_1 + x_2)(x_2 + x_3)},$$

а разность правой и левой части (30)

$$\frac{(x_3 - x_1)(x_3 - x_2)(x_2 - x_1)}{(x_1 + x_2)(x_1 + x_3)(x_2 + x_3)} \geq 0.$$

Теорема доказана.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 14-02-00804-а) и СПбГУ (грант 6.37.341.2015).

## Библиографические ссылки

1. Холшевников К. В. Пространства кеплеровских орбит // Физика космоса : Тр. 35-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 30 янв. — 3 февр. 2006 г. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2006. — С. 186—197.
2. Холшевников К. В. Топология и метрика пар кеплеровских орбит // Физика космоса : Тр. 30-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 29 янв.—2 февр. 2001 г. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2001. — С. 145—153.
3. Kholshchevnikov K. V., Vassiliev N. N. Natural metrics in the spaces of elliptic orbits // Celest. Mech. Dyn. Astr. — 2004. — Vol. 89, iss. 2. — P. 119—125.
4. Kholshchevnikov K. V. Metric Spaces of Keplerian Orbits // Celest. Mech. Dyn. Astr. — 2008. — Vol. 100, iss. 3. — P. 169—179.
5. Зорич В. А. Математический анализ. Ч. 2. — М. : Наука, 1984. — С. 640.
6. Калинин Д. А. О критериях общности в кометных метеороидных комплексах // Изв. вузов. Геодезия и аэрофотосъемка. — 2013. — Вып. 5. — С. 3—9.

7. *Southworth R., Hawkins G.* Statistics of meteor streams // *Smithson. Contrib. Astrophys.* — 1963. — Vol. 7. — P. 261—285.
8. *Холшевников К. В.* Даламберовские функции в небесной механике // *Астрон. журн.* — 1997. — Т. 74, вып. 1. — С. 146—153.
9. *Холшевников К. В., Тублина О. К.* Координаты в кеплеровском движении как даламберовские функции // *Астрон. журн.* — 1998. — Т. 75, вып. 3. — С. 476—480.
10. *Klačka J.* Meteor Stream Membership Criteria. — arXiv:astro-ph/0005509v1.
11. *Drummond J. D.* On meteor/comet orbital discriminant D // *Southwest Regional Conf. Astron. Astrophys.* / ed. by P. F. Gott, P. S. Richard : 5. — Little Rock AR : 1979. — P. 83—86.
12. *Drummond J. D.* A test of comet and meteor shower associations // *Icarus.* — 1981. — Vol. 45. — P. 545—553.
13. *Jopek T. J.* Remarks on the Meteor Orbital Similarity D-Criterion // *Icarus.* — 1993. — Vol. 106, iss. 2. — P. 603—607.
14. *Jopek T. J., Froeschlé Cl.* A stream search among 502 TV meteor orbits. An objective approach // *Astron. Astrophys.* — 1997. — Vol. 320, iss. 2. — P. 631—641.



## РОССИЙСКИЕ АСТРОНОМЫ И МАС

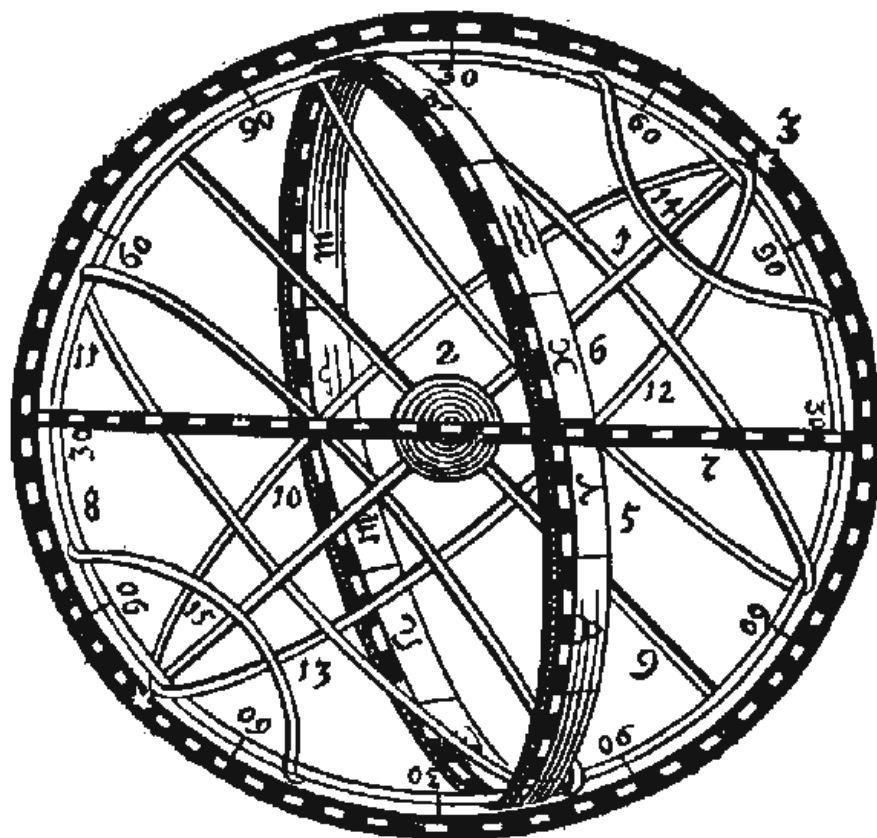
Международный астрономический союз (МАС) является самой авторитетной организацией, объединяющей ученых всего мира, работающих в области астрономии. За почти столетнюю историю (МАС был образован в 1919 г.) Международный астрономический союз сделал очень много важных дел для развития астрономии во всем мире и для объединения мирового астрономического сообщества. Россия является членом МАС с 1992 г., будучи правопреемницей СССР, являвшегося членом МАС с 1935 г.

Представители России активно участвовали и участвуют в работе МАС, но информации об этой деятельности явно недостаточно. Многие наши астрономы, в особенности молодые, несмотря на широкую доступность получения информации через Интернет, вообще мало что знают о МАС. Это, конечно, неправильно, ведь именно молодым предстоит обеспечить достойное представительство нашей страны в этой авторитетнейшей научной организации.

Задача лекции — дать слушателям основную информацию о МАС, структуре и функциях этой организации, ее современных и перспективных проектах, о возможностях укрепления российского участия в работе МАС. И конечно же, в лекции дается информация о важнейшем астрономическом форуме мирового масштаба — состоявшейся в августе 2015 г. XXIX Генеральной ассамблее МАС.



# Тезисы студенческих докладов





## **ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ВЕРОЯТНОСТНОГО ОПИСАНИЯ ДВИЖЕНИЯ АСТЕРОИДОВ**

В работе рассматривается вероятностный способ описания движения небесных тел и особенности его применения при прогнозировании столкновения астероидов с планетами. На примере двух модельных астероидов, один из которых заведомо должен столкнуться с Землей, а второй пройти на опасном расстоянии от нее, исследуется общепринятый способ оценивания вероятности столкновения астероида с Землей. Проведено сравнение двух способов формирования методом Монте-Карло доверительного эллипсоида. В первом случае области задавались множеством точек, распределенных в пространстве определяемых параметров по многомерному нормальному закону. Во втором способе точки области равномерно распределены на ее граничной поверхности.

Также рассмотрена проблема влияния систематических ошибок в наблюдениях астероидов на точность построения доверительных областей. Показано, что влияние систематических ошибок наблюдений на точность определения областей возможных движений объекта может быть разным в зависимости от величины этих ошибок, общего количества наблюдений, количества наблюдений, отягощенных систематическими ошибками, и распределения наблюдений внутри мерного интервала. В целом влияние систематических ошибок на точность построения вероятностных областей является достаточно сложным, но оно может быть исследовано при помощи предложенных нами показателей эффективности отбраковки наблюдений.

Данное научное исследование (проект 8.1.54.2015) выполнено при поддержке программы «Научный фонд им. Д. И. Менделеева Томского государственного университета» в 2015 г.

## КОМПЬЮТЕРНАЯ МОДЕЛЬ ОТРАЖЕНИЯ РАДИОВОЛН ОТ ПОВЕРХНОСТИ АСТЕРОИДА

С помощью средств трехмерного моделирования графического редактора ZBrush 4R6 построена трехмерная геометрическая модель астероида. Модель учитывает детали рельефа различных масштабов посредством задания координат ребер, вершин и отдельных «блестящих точек» на поверхности. На основе геометрической модели строится динамическая модель астероида, которая учитывает его вращение, а также оптическая модель, позволяющая через задание диэлектрических свойств поверхности рассчитывать отражение плоской радиоволны от видимой поверхности астероида. Целью является определение таких параметров радиолокационных сигналов, которые могли бы обеспечить сверхразрешение поверхности астероида (выделение деталей рельефа размерами 0.5—1 м), находящегося на расстоянии  $\sim 1$  млн км от Земли. Приведено сравнение результатов расчетов в нашей модели с известными в литературе результатами численного моделирования для монохроматического радиосигнала [1, 2].

### Библиографические ссылки

1. Гаврик А. Л., Гаврик Ю. А., Кулешов Е. А., Смыслов А. А. Оценка шероховатости поверхности астероида по радиолокационным сигналам // Космическая радиолокация : Материалы III Всерос. науч. конф. Рамандовских чтений, Муром, 25—27 июня 2013 г. — Муром : Изд-во Муром. ин-та (CD-ROM), 2013.
2. Гаврик, А. Л., Гаврик, Ю. А., Секистов В. Н., Сорокин В. А. Использование радиоизображений для анализа результатов узкополосной радиолокации астероидов // Космические исследования. — 2009. — Vol. 43, iss. 3. — P. 229—237.

## КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПРОФИЛЕЙ ИЗГИБНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

В данной работе применяется универсальный кинематический метод построения периодических профилей излучения пульсаров, представленный в работе, в которой источником излучения, согласно модели Радхакришнана и Кука, являются потоки очень быстрых частиц (джеты), истекающих из магнитных полюсов пульсара в направлении линий напряженности магнитного поля. Идея данного метода состоит в том, что профиль излучения пульсара находится как линия пересечения поверхности индикатрисы, вращающейся вместе с нейтронной звездой, с неподвижным в пространстве лучом зрения наблюдателя. Общий вид уравнения индикатрисы для углового распределения излучения в безразмерной форме имеет следующий вид:

$$\rho(\theta, \varphi, \alpha) = \frac{\sin^2 \varphi \sin \alpha}{(1 - \beta \cos \theta)^3} + \frac{((\beta - \cos \theta) \cos \varphi \sin \alpha + \sin \theta \cos \alpha)^2}{(1 - \beta \cos \theta)^5},$$

где  $\beta$  — скорость частиц излучения, выраженная в единицах от скорости света;  $\alpha$  — угол между векторами скорости и ускорения.

Разработанная здесь техника математического моделирования профилей излучения пульсаров позволяет учитывать и варьировать целый набор постоянных параметров, таких как угол наклона магнитной оси пульсара относительно его вращения, а также углы, образованные лучом зрения с осью вращения пульсара и с направлением его магнитной оси, число и энергию излучающих частиц, напряженность магнитного поля и радиус кривизны траектории. В результате с очень большой степенью точности удалось воспроизвести профили ряда наблюдаемых экспериментально пульсаров, таких как PSR 2310+42, PRS 0655+64, PRS 0950+08, PRS 1604+00, PRS 2020+28, PRS 1133+16. Предложенный здесь метод можно применить для построения профилей излучения пульсаров не только для электронов, но и других элементарных частиц, включая нейтрино.

## НАБЛЮДЕНИЯ ЭКЗОПЛАНЕТ

В работе представлены результаты обработки и анализа наблюдений экзопланеты WASP-103b на телескопе Цейсс-600 в Саянской солнечной обсерватории ИСЗФ СО РАН. Полученные данные при сравнении с модельными кривыми дали неожиданные результаты.



**А. Е. Жиндаев**  
Бурятский государственный университет  
Институт солнечно-земной физики СО РАН

## **ФОТОМЕТРИЯ АСТЕРОИДОВ**

В работе представлены результаты обработки и анализа наблюдений астероида 4055 Магеллан на телескопе Цейсс-600 в Саянской солнечной обсерватории ИСЗФ СО РАН. Получены интересные результаты по фотометрии астероида.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ФРАГМЕНТАЦИИ КОЛЛАПСИРУЮЩЕГО ПРОТОЗВЕЗДНОГО ОБЛАКА

Для развития теории звездообразования необходимо определить условия фрагментации протозвездных облаков, а также определить корреляцию между начальными параметрами облаков и характеристиками образовавшихся фрагментов. Задача данной работы — многократное численное моделирование эволюции протозвездного облака с различными начальными условиями и статистический анализ результатов.

С помощью численного кода *Megalion* проведено трехмерное моделирование коллапса и фрагментации турбулентных вращающихся протозвездных облаков в магнитном поле. Фрагментами считаются гравитационно связанные уплотнения. Для анализа зависимости решения от параметров задачи вычислено среднее значение этих параметров по всем моделям, где произошла фрагментация, и отдельно по моделям, где ее не было. Показано, что образование фрагментов наиболее вероятно в моделях с меньшими значениями тепловой энергии и кинетической энергии турбулентности при более быстром вращении облака по сравнению с моделями без фрагментации.

Средний арифметический и средний геометрический (по моделям) радиусы фрагментов близки к критическому значению

$$R_{\text{cr}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi \langle c_s^2 + v_a^2 \rangle}{G \langle \rho \rangle}}, \quad (1)$$

где  $\langle c_s^2 + v_a^2 \rangle$  — магнитозвуковая скорость и  $\langle \rho \rangle$  — плотность, усредненные по объему фрагмента;  $G$  — гравитационная постоянная. Формула (1) является аналогом выражения для критической длины волны гравитационно неустойчивых плоских магнитозвуковых волн в однородной среде.

Работа выполнена при поддержке фонда перспективных научных исследований Челябинского государственного университета (проект 13/15).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ ОРБИТАЛЬНОЙ ЭВОЛЮЦИИ ОБЪЕКТОВ ГНСС ГЛОНАСС И GPS

Представлены результаты исследования долговременной орбитальной эволюции ныне существующих объектов глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) в предположении, что все они потеряли управление 8.01.2015.

За начальные координаты объектов взяты данные эфемерид спутников GPS и ГЛОНАСС с сайта ([www.glonass-svoevp.ru](http://www.glonass-svoevp.ru)), скорости объектов вычислялись как производные по времени от полинома Лагранжа 12-й степени, аппроксимирующего координаты объектов.

С помощью «Численной модели движения систем ИСЗ» произведено вычисление орбитальной эволюции 24 объектов ГЛОНАСС и 32 объектов GPS на интервале времени 100 лет. Выявлено: главная особенность эволюции — возрастание эксцентриситета орбит большинства рассмотренных объектов.

Прослежена зависимость эволюции эксцентриситета от начальных значений долготы узла и долготы перицентра от узла. Для объектов системы ГЛОНАСС эта зависимость четко выражена, поскольку объекты достаточно точно распределены в пространстве по плоскостям и внутри плоскостей по долготам перицентра от узла. Проследить такую же четкую зависимость орбитальной эволюции от начальных значений долгот для спутников системы GPS не удастся, поскольку объекты распределены по угловым элементам достаточно произвольно.

Движение всех объектов системы ГЛОНАСС является регулярным на рассматриваемом интервале времени, а движение значительной части объектов системы GPS подвержено хаотизации с быстрым ростом осредненного параметра MEGNO.

Показано, что особенности эволюции рассматриваемых объектов связаны с влиянием вековых резонансов.

Данное исследование выполнено при поддержке программы «Научный фонд им. Д. И. Менделеева Томского государственного университета» (проект 8.1.54.2015).

## РАСЧЕТ ЧЕЛОВЕЧЕСКОГО ОРРЕРИЯ ДЛЯ ТОМСКОГО МУЗЕЯ НАУКИ

В Томске создается новый просветительский центр — Музей науки и техники. В его составе проектируется размещение тематической зоны «Космос и Вселенная». Ее парковым продолжением должен стать человеческий оррерий, описанию результатов расчета которого посвящен данный доклад.

*Оррерий* представляет собой динамическую модель Солнечной системы, в которой люди играют роль движущихся планет. Оррерий прост в использовании и привлекает людей разных профессий, поскольку в веселой и занимательной форме представляет основные понятия астрономической науки.

Положения объектов Солнечной системы представлены в виде стальных дисков, расположенных на земле. Каждая плитка является ключом к орбитальному движению объекта. Во-первых, плитки пронумерованы и показывают количество шагов от начального момента времени; во-вторых, каждая плитка отображает эклиптическую долготу, расстояние от Солнца и истинную аномалию.

Расчет человеческого оррерия Томского музея науки выполнен на начальную эпоху 2020.0. Поскольку отведенная под оррерий территория ограничена 100 м<sup>2</sup>, размеры Солнечной системы ограничены орбитой Юпитера. Расстояние в 1 м на местности соотнесено с 1 а. е. Расчетные данные получены для всех пяти планет с использованием приближенных аналитических аппроксимаций изменения угловых элементов планеты, приводимых в астрономических ежегодниках. Вычислены орбитальные периоды пяти планет в эпоху 2020.0, угловые расстояния между планетами, временной интервал и угловые расстояния между дисками для каждой планеты. С помощью этих данных пользователи смогут определить положения планет на любой момент времени.

Помимо больших планет в оррерии Томского музея науки и техники представлена орбита короткопериодической кометы 67P/Чурюмова—Герасименко.

## **КОМПЛЕКС ИНТЕРАКТИВНОЙ ОБРАБОТКИ ИОНОГРАММ**

В работе представлены анализ и обработка ионограмм, полученных с ионозонда в ИСЗФ СО РАН (г. Иркутск) в Комплексной магнитно-ионосферной обсерватории. Представлена интерпретация полученных вариаций критических частот и высот. Проведено сравнение данных с разных станций.

## СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ЧИСЛЕННЫХ МОДЕЛЯХ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ОБЛАКОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ

Для определения масштабов, на которых генерируется турбулентность в межзвездных облаках, и соответственно источников турбулентности в физике межзвездной среды используются методы статистического анализа турбулентных движений, основывающиеся на применении метода выделения главных компонент [1, 2]. В настоящей работе изучается возможность определения свойств турбулентности по полю скоростей пылевой компоненты. Газ и пыль рассматриваются как соответственно несущая фаза и пассивная примесь с в общем случае отдельными движениями. Для анализа используются результаты 2- и 3-мерного численного гидродинамического моделирования турбулентности в газопылевом облаке на сетках с большим пространственным разрешением (Еремин, Безбородов и др.). Отмечено, что для чисел Стокса  $St \sim 1$  в турбулентных спектрах газа и пыли имеют место заметные различия как на малых, так и на больших масштабах.

### Библиографические ссылки

1. *Brunt C. M., Heyer M. H.* Interstellar turbulence. I. Retrieval of velocity field statistics // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 566. — P. 276—288.
2. *Federrath C., Roman-Duval J., Klessen R. S. et al.* Comparing the statistics of interstellar turbulence in simulations and observations. Solenoidal versus compressive turbulence forcing // *Astron. Astrophys.* — 2010. — Vol. 512, iss. A81. — P. 1—28.

## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ АСТРОХИМИЧЕСКИХ БАЗ ДАННЫХ

В настоящее время для астрохимического моделирования широко применяются две базы данных — UDFA [1] и KIDA [2]. Они согласуются друг с другом в базовом наборе компонентов и реакций, однако вместе с тем в них присутствуют и значимые отличия. Целью данной работы является сравнение результатов моделирования эволюции молекул в межзвездной среде с использованием различных баз данных. Рассмотрены отличия результатов при различных физических условиях и выявлены компоненты, наиболее зависимые от выбора конкретной сетки химических реакций.

### Библиографические ссылки

1. *McElroy D., Walsh C., Markwick A. J. et al.* The UMIST database for astrochemistry 2012 // *Astron. Astrophys.* — 2013. — Vol. 550. — P. A36. 1212.6362.
2. *Wakelam V., Loison J.-C., Herbst E. et al.* The 2014 KIDA Network for Interstellar Chemistry // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2015. — Vol. 217. — P. 20. 1503.01594.

## СЕДИМЕНТАЦИЯ ПЫЛИ В АККРЕЦИОННЫХ ДИСКАХ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД

Исследуется влияние магнитного поля на седиментацию пылевых частиц в аккреционных дисках протозвезд и молодых звезд. Определяется распределение заряженных пылевых частиц в протозвездных аккреционных дисках в рамках МГД модели Дудорова и Хайбрахманова [1]. Учитывается влияние испарения на распределение частиц.

Показывается, что уже в аккреционных дисках протозвезд солнечного типа возможно образование колец, состоящих из углеродной, силикатной и ледяной пыли. Определяются параметры колец. Предполагается, что ледяные кольца могут являться областями образования планет-гигантов, в то время как силикатные и углеродные кольца — областями образования каменистых планет различных типов за характерное время порядка 100 млн лет.

### Библиографические ссылки

1. *Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A.* Fossil magnetic field of accretion disks of young stars // *Astrophys. Space. Sci.* — 2014. — Vol. 352. — P. 103–121.



## ВЛИЯНИЕ ДИФФУЗИИ НА ГРАВИТАЦИОННУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

В работе исследуется влияние диффузии магнитного поля на гравитационную неустойчивость аккреционных дисков молодых звезд. Из уравнений магнитной газодинамики с учетом центробежной силы и гравитации выводится дисперсионное уравнение для малых возмущений, распространяющихся в плоскости геометрически тонкого вращающегося газового диска. Предполагается, что диск однороден, магнитное поле имеет только компоненту, перпендикулярную плоскости диска. Полученное уравнение решается для различных значений числа Рейнольдса,  $R_m$ , характеризующего эффективность магнитной диффузии, в диапазоне от  $R_m = 0.5$  до  $R_m = 100$ .

В выбранных приближениях дисперсионное уравнение с учетом диффузии описывает три моды, одна из которых является динамически неустойчивой. Неустойчивость возникает за счет самогравитации газа. Вращение, градиенты газового и магнитного давлений оказывают стабилизирующий эффект. Область неустойчивых длин волн увеличивается при уменьшении числа Рейнольдса. Это связано с уменьшением интенсивности магнитного поля диффузией. Следовательно, условия в областях низкой степени ионизации («мертвых» зонах) в аккреционных дисках молодых звезд благоприятны для образования планет посредством гравитационной неустойчивости не только за счет ослабления аккреции и накопления вещества, но и за счет ослабления магнитного поля диффузией.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проект 14–02–31837/14) и Фонда перспективных научных исследований Челябинского государственного университета (проект 13/15).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СОДЕРЖАНИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ОТ ЭФФЕКТИВНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В АТМОСФЕРАХ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНЫХ (Ap) ЗВЕЗД

Проведен анализ содержания редкоземельных элементов Ce, Pr, Nd, Eu в атмосферах 26 магнитных пекулярных (Ap) звезд по спектрам, полученным с разрешающей силой  $R = 48\,000$  и  $80\,000$ . По наблюдаемым фотометрическим индексам определены параметры атмосфер, и путем расчета синтетического спектра в атмосфере с магнитным полем определены проекции скоростей вращения исследуемых звезд и измерены/оценены величины модуля вектора магнитного поля, усредненного по поверхности звезды. По линиям Ce II/III, Pr II/III, Nd II/III, Eu II/III определено содержание этих элементов в атмосферах исследуемых звезд и исследована зависимость CePrNdEu-аномалий (различие в содержаниях элемента, определенных отдельно по линиям первой и второй стадий ионизации) от эффективной температуры. Наблюдаемые PrNd-аномалии в атмосферах холодных Ap-звезд были объяснены в предположении существования слоя высокой концентрации этих элементов в верхних слоях атмосферы выше  $\log \tau_{5\,000} = -3$ . Результаты нашего исследования показывают, что с ростом температуры PЗЭ-аномалии уменьшаются, приближаясь к ионизационному равновесию, а сами содержания растут. Можно предположить, что с ростом эффективной температуры нижняя граница слоя PЗЭ опускается в более глубокие слои атмосферы, обеспечивая наблюдаемый рост общего содержания и уравнивая содержания, полученные отдельно по линиям элемента в первой и второй стадиях ионизации.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Переходные и взрывные процессы в астрофизике» (П-41). Авторы благодарят О. Кочухова (Упсальский университет) за предоставленные спектры.

## ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОГРОМКИХ И РАДИОТИХИХ ГАММА-ПУЛЬСАРОВ И ГАММАТИХИХ РАДИОПУЛЬСАРОВ

Более 2700 пульсаров известно в настоящее время. В основном эти объекты излучают на радиочастотах, но гамма-излучение обнаружено примерно у 150 пульсаров. Мы будем проводить сравнение некоторых характеристик (период, его производная, скорость потери энергии вращения, светимость, магнитное поле на поверхности нейтронной звезды и вблизи светового цилиндра) для трех групп пульсаров: радиопульсары (R), гамма-пульсары ( $\gamma$ ) и пульсары, излучающие в обоих диапазонах ( $\gamma + R$ ), а затем искать различия в наблюдаемых и вычисляемых физических параметрах радиогромких ( $\gamma + R$ ) и радиотихих гамма-пульсаров ( $\gamma$ ). Мы будем рассматривать только одиночные нейтронные звезды. Из выборки исключены пульсары, находящиеся в шаровых скоплениях и двойных системах, так как их наблюдаемые характеристики могут быть искажены влиянием близлежащих звезд.

Высокие значения индукции магнитного поля на световом цилиндре в гамма-пульсарах заставляют нас предположить, что именно на периферии происходит генерация гамма-излучения и может быть обусловлена синхротронным механизмом: магнитные поля на световом цилиндре на два порядка выше у гамма-пульсаров ( $\langle B_{lc} \rangle = 3.60\text{--}3.95$  Гс) по сравнению с пульсарами, излучающими в радиодиапазоне. ( $\langle B_{lc} \rangle = 1.75$  Гс.) Потери энергии вращения в этих объектах отличаются значительно больше ( $\lg \frac{dE}{dt} = 35.37\text{--}35.53$  и  $32.60$  соответственно).

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Переходные и взрывные процессы в астрофизике» (П41).

## НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ БСА ФИАН И ИССЛЕДОВАНИЕ ВАРИАЦИЙ ПОТОКА РАДИОИСТОЧНИКОВ

В данной работе проводится анализ возможностей одного из самых высокочувствительных радиотелескопов метрового диапазона волн — БСА ФИАН. Этот инструмент представляет собой эквидистантную фазированную антенную решетку меридианного типа. В настоящее время функционируют две диаграммообразующие системы телескопа: управляемая 16-лучевая (ДН-1) и фиксированная 128-лучевая (ДН-3) диаграммы направленности радиотелескопа. Управляемая ДН-1 в основном используется для наблюдений пульсаров и других известных радиоисточников. Для наблюдений на ДН-3 используются 96 лучей (число которых ограничено числом каналов регистратора). Многолучевая диаграмма направленности позволяет проводить мониторинг широкого участка неба со склонениями в диапазоне  $-8 \dots + 42^\circ$ .

В рамках этого мониторинга решается ряд важных задач: поиск и исследование пульсаров, детектирование спорадических всплесков и радиотрензиентов, исследование межпланетных мерцаний и др. Для постановки и успешного проведения наблюдений необходимо тщательно изучить возможности и специфику используемого инструмента. В частности, такие параметры БСА ФИАН, как эффективная площадь и ширина луча, существенно зависят от зенитного расстояния. Особое внимание уделяется процедуре калибровки и анализу ионосферных эффектов, что очень важно при исследовании относительно небольших вариаций потоков радиоисточников.

## ПАРАДОКС МЕТАЛЛИЧНОСТИ F—G КАРЛИКОВ: РЕАЛЕН ЛИ ОН?

Вплоть до настоящего времени задача объяснения наблюдаемого распределения содержания железа в маломассивных звездах в солнечной окрестности считается ключевой при построении теории галактического синтеза тяжелых элементов. Дело в том, что маломассивные звезды с массами, меньше массы Солнца, могут быть как молодыми, так и старыми, имеющими возраст вплоть до возраста Галактики. Поэтому они вызывают особый интерес, поскольку дают информацию об эволюции Галактики на протяжении всей ее жизни. Однако они видны лишь в близкой окрестности Солнца на расстоянии порядка 100—200 пк.

На современном этапе появились обширные данные по наблюдениям различных элементов, полученным по массивным ярким звездам — цефеидам, которые видны на больших расстояниях порядка 4 кпк от Солнца. Но из-за своей молодости цефеиды дают радиальное распределение металличности на текущий момент времени. По ним невозможно проследить за временной эволюцией обилия железа по диску Галактики. Чтобы объединить исследования по маломассивным и массивным звездам с целью проверки теории галактического синтеза элементов предлагается следующая схема. На первом этапе строится эволюционная теория радиального распределения железа в галактическом диске, для которой используются наблюдательные данные по цефеидам. А на втором этапе сравниваются теоретическое и наблюдаемое распределения маломассивных звезд по металличности в окрестности Солнца. При этом эволюционная часть (по содержанию железа) для окрестности Солнца берется из теоретической модели, полученной на первом этапе. Чтобы согласовать теоретическое распределение маломассивных звезд по металличности, на втором этапе приходится так модифицировать начальную функцию звездных масс, чтобы она удовлетворяла реально наблюдаемому распределению звезд по массам, в частности, обрезать ее на малых массах, меньше примерно солнечной массы. Расчеты показывают, что при таком подходе указанный в заголовке парадокс не возникает.



# Тезисы кратких сообщений







## АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭФФЕКТА РОССИТЕРА—МАКЛАФЛИНА

Основная часть внесолнечных планет открыта двумя способами: прохождением по диску звезды и по колебаниям лучевой скорости звезды. Часто оказывается возможным открытую одним способом планету подтвердить с помощью другого. Так как близость плоскости орбиты планеты к лучу зрения наблюдателя для первого способа необходима и для второго желательна, чтобы сполна себя проявить. Для внесолнечных планет, которые периодически проходят по диску звезды, в данных о лучевой скорости проявляет себя эффект Росситера—МакЛафлина, приводящий к смещению оценки лучевой скорости в моменты покрытия планетой различных участков диска звезды.

В данном докладе представляется улучшенная аналитическая модель эффекта Росситера—МакЛафлина [1]. Рассматривается его влияние на полный спектр звезды. Нет жесткой привязки к конкретной форме профилей линий в спектре. И возможны любые соотношения размеров планеты и звезды. В рамках данной модели не учитывается влияние макротурбулентности и дифференциального вращения поверхности звезды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 14-02-00804-а) и СПбГУ (грант 6.37.341.2015).

### Библиографические ссылки

1. *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, iss. 4. — P. 4379–4399.

О. Ю. Барсунова<sup>1</sup>, В. П. Гринин<sup>1,2</sup>,  
А. О. Семенов<sup>1,2</sup>, А. А. Архаров<sup>1</sup>,  
С. Г. Сергеев<sup>3</sup>, Н. В. Ефимова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Главная астрономическая обсерватория РАН

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

<sup>3</sup>Крымская астрофизическая обсерватория

## ПРИРОДА ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ ЗВЕЗДЫ ТИПА Т ТЕЛЬЦА V716 Per В ОПТИЧЕСКОМ И ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНАХ СПЕКТРА

Приводятся результаты многолетних фотометрических наблюдений звезды типа Т Тельца V716 Per в оптической и ближней инфракрасной областях спектра (полосы VRI и JHK). В ходе анализа фотометрического поведения звезды были рассмотрены механизмы, которые могут быть ответственны за фотометрическую переменность V716 Per. Стабильный период колебания блеска (7.5 д.), а также изменение формы затмений и их амплитуды могут указывать на наличие фотометрического цикла, подобного 11-летнему циклу Солнца и связанного с присутствием холодных пятен на поверхности звезды. Однако другие фотометрические характеристики, такие как гистограмма фотометрической активности и переменность в ближнем ИК-диапазоне спектра, говорят в пользу переменной околозвездной экстинкции. Мы считаем, что V716 Per является аналогом классической звезды типа Т Тельца AA Tau, чьи короткопериодические вариации блеска связаны с затмениями собственным околозвездным диском. Предполагается, что, как и в случае с AA Tau, внутренняя часть диска деформирована вследствие взаимодействия с магнитным диполем, чья ось наклонена относительно оси вращения звезды. Этот механизм переменной околозвездной экстинкции одновременно способен объяснить как наличие короткопериодических колебаний блеска и стабильность их периода, так и ИК-поведение звезды.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект 15-02-09191).

## МЕТОДЫ АДАПТИВНОЙ ОПТИКИ ДЛЯ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ТЕЛЕСКОПОВ

Основным ограничением эффективности наземных астрономических телескопов оптического диапазона является турбулентная атмосфера Земли, которая обуславливает такие хорошо известные эффекты, как размытие, мерцание, дрожание изображения. Системы адаптивной оптики для астрономических телескопов призваны устранить негативное влияние атмосферной турбулентности для достижения качества изображения, близкого дифракционному в реальном масштабе времени. Создание таких систем остается довольно сложным и эксклюзивным в каждом конкретном случае, например, над уникальными адаптивными оптическими системами для крупных наземных телескопов работают международные коллективы. При этом научная идеология создания адаптивных оптических систем продолжает развиваться и до сих пор адаптивная оптика во многом остается областью приложения сил ученых в разнообразных ее приложениях.

В докладе будут рассмотрены теоретические основы атмосферной адаптивной оптики, принципы функционирования и построения адаптивных оптических систем, возможности и ограничения методов адаптивной оптики для астрономических приложений.

М. А. Боруха<sup>1,2</sup>, А. В. Мельников<sup>1</sup>,  
Л. Л. Соколов<sup>2</sup>, Б. Б. Эскин<sup>2</sup>, И. И. Шевченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Главная астрономическая обсерватория РАН

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

## ЭФФЕКТ ЛИДОВА—КОЗАИ В ПЛАНЕТНОЙ СИСТЕМЕ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ HD 196885

В рамках пространственной эллиптической ограниченной задачи трех тел численно-экспериментально исследуется долговременная динамика планеты двойной звезды HD 196885. Выбор объекта исследования обусловлен (1) принадлежностью планеты к системе кратной звезды и (2) наблюдаемой эксцентricностью орбиты (эксцентриситет 0.48). Варьируя значения неизвестных из наблюдений орбитальных элементов (в частности, наклонения орбиты планеты к плоскости орбиты возмущающего тела), мы установили возможность «флипов» («опрокидывания» орбит — переходов планет с проградных на ретроградные орбиты и обратно). Мы исследуем соответствующие траектории, а также возможность проявления динамического хаоса в орбитальном движении планеты в данной системе. Данный эффект не проявляется в классической постановке задачи Лидова, но в случае эксцентricской задачи был выявлен. Для рассматриваемой системы наблюдается согласование с теоретическим критерием существования флипа, а результаты численного интегрирования неосредненных уравнений согласуются с вычислениями ляпуновских времен для данной системы.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-02-00464-а.

В. Л. Горшков<sup>1,2</sup>, А. В. Мохнаткин<sup>1,2</sup>,  
С. Д. Петров<sup>2</sup>, Н. В. Щербакова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

## ГЕОДИНАМИКА БАЛТИЙСКОГО ЩИТА И ВОСТОЧНО-ЕВРОПЕЙСКОЙ ПЛАТФОРМЫ ПО ДАННЫМ ГНСС-НАБЛЮДЕНИЙ

Доступ к данным десятков европейских и российских перманентных станций глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) определяет возможность исследования геодинамики двух геотектонических блоков на западе Евразийской плиты — Балтийского щита и Восточно-Европейской платформы. Эти две структуры имеют различный возраст и геологическое строение, однако есть основания полагать, что кроме этого они, как твердотельные блоки, имеют различные векторы угловых скоростей относительно центра масс Земли и внутренние деформации, возникающие из-за этого. Рассмотренные ряды наблюдений, период некоторых из которых превышает 20 лет, были обработаны в рамках единой модели пакетом GIPSY 6.3. Обработка подразумевала использование стратегии Precise Point Positioning (PPP) и исправление положений ГНСС-станций за все нагрузочные атмосферные и гидрологические эффекты. Так, по полученным рядам положений станций были найдены их скорости и с помощью метода наименьших квадратов (МНК) найдено различие между движением двух геотектонических блоков. Кроме того, рассматривается возможность применения для данных имеющегося набора станций метода совместного нахождения внутренних деформаций и вращения блоков, в основе которого лежит применение другогруппового МНК и сглаживающей ковариационной функции.

## ПОЛУРЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЗВЕЗДЫ: МИФ ИЛИ РЕАЛЬНОСТЬ?

С момента опубликования в 1905 г. А. Эйнштейном **СТО** широкое научное распространение получил термин *релятивистский*, характеризующий процессы, протекающие со скоростями, близкими к скорости света, *c*. Мир элементарных частиц богат носителями таких процессов: фотонами, нейтрино, релятивистскими электронами и т. д. Нас же будут интересовать объекты макромира — звезды, скорости которых достигают  $c/3$ , что позволяет их называть *полурелятивистскими*. Безусловно, их следует отличать от релятивистских звезд, которыми принято в астрофизике называть неклассические компактные объекты типа белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры, образующиеся в результате гравитационного коллапса, неизбежного на поздних эволюционных стадиях массивных звезд.

История *полурелятивистских* звезд тесно связана с открытием в 2005 г. группой Брауна сверхскоростных звезд (СЗ), предел кинематической аномальности которых не превышает 1 000 км/с. Обнаружение быстрых массивных (3—4  $M_{\odot}$ ) звезд **sp** класса **V** на окраине Галактики (55—120 кпк) среди старого населения гало потребовало поиска сценариев, способных объяснить природу СЗ.

Успешное решение этой проблемы, выявившей наиболее реалистичный для объяснения происхождения СЗ механизм динамического захвата тесной двойной системы (ТДС) окрестностью сверхмассивной черной дыры (СМЧД) — сценарий Хиллза — позволило выйти далеко за пределы наблюдаемого порога аномальной звездной кинематики. Оставаясь в рамках сценария Хиллза, в котором вместо ТДС рассматривается двойная система, состоящая из обычной звезды и сверхмассивной черной дыры, захваченная в окрестность более массивной СМЧД, можно показать на большом статистическом ансамбле начальных орбитальных конфигураций, рассчитанных в рамках задачи трех и **N** тел, что существует ненулевая вероятность выброса звезды со скоростью  $\sim c/3$ .

## ДИНАМИКА МАГНИТНЫХ СИЛОВЫХ ТРУБОК В АККРЕЦИОННЫХ ДИСКАХ

Исследуется динамика тонких магнитных силовых трубок (МСТ) в аккреционных дисках молодых звезд. Уравнения движения МСТ учитывают плавучесть, аэродинамическую и турбулентную силы сопротивления. Рассматриваются адиабатическое движение, движение в тепловом равновесии и движение с учетом лучистого теплообмена с окружающей средой. Начальные условия задаются с помощью МГД-модели аккреционных дисков Дудорова и Хайбрахманова [1].

Расчеты показывают, что плавучесть МСТ стабилизирует тороидальное магнитное поле в области его генерации в аккреционных дисках на уровне плазменного параметра  $\beta$ , близкого к единице. Всплывающие МСТ могут проявляться как периодические струйные течения из аккреционных дисков молодых звезд. Периодичность определяется временем генерации тороидального магнитного поля, которое сравнимо с орбитальным периодом вращения диска. В докладе обсуждается связь всплывающих МСТ с активностью молодых звездных объектов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 15-12-10017).

### Библиографические ссылки

1. *Dudorov A. E., Khaibrakhmanov S. A.* Fossil magnetic field of accretion disks of young stars // *Astrophys. Space. Sci.* — 2014. — Vol. 352. — P. 103–121.

## ВЛИЯНИЕ НАДТЕПЛОВЫХ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ НА ВЫСОТНЫЕ ПРОФИЛИ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ ГОРЯЧЕГО ЮПИТЕРА

В работе представлены результаты моделирования верхней атмосферы горячего юпитера HD 209458b. Из-за малого орбитального радиуса верхняя атмосфера этой планеты нагревается излучением звезды до высоких температур (до 10 000 К). Это может приводить к оттоку атмосферы планеты. При этом значимую роль в фотохимических реакциях, идущих в верхней атмосфере горячего юпитера, играют надтепловые электроны. Учет надтепловых электронов приводит к существенному изменению как профиля интенсивности нагрева, так и профиля концентрации иона  $\text{H}_3^+$ , определяющей скорость охлаждения атмосферы. В свою очередь, это влияет на высотные профили компонентов атмосферы и интенсивность ее оттока.

Для расчета эффективности и скорости нагрева решается уравнение Больцмана методом прямого моделирования Монте-Карло. Рассчитаны скорости ионизации компонентов атмосферы и их концентрации. Показано, что учет детальной кинетики фотоэлектронов оказывает влияние на концентрацию компонентов, определяющих интенсивность охлаждения атмосферы.

Таким образом, показано, что фотоэлектроны могут существенно повлиять на тепловой баланс атмосферы. На основе полученных результатов проведена оценка изменений профилей плотности, скорости и температуры атмосферного газа, а также концентрации компонентов атмосферы. Сдвиг теплового баланса атмосферы может повлечь за собой принципиальное изменение ее динамики и пространственного распределения при взаимодействии со звездным ветром.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 14-02-31605 и 14-02-00838.



## БАЗИСНЫЕ МЕТЕОРНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ В ИНСТИТУТЕ АСТРОНОМИИ РАН

Начиная с 2011 г. Институт астрономии РАН проводит метеорные наблюдения с помощью патрульных телевизионных установок (PatrolCa). Телевизионные метеорные установки состоят из следующих компонентов: видеокамер высокого разрешения Watec LCL-902H Ultimate, широкоугольных фотографических объективов Computar 6/0.8 ( $F = 6$  мм, светосила  $1 : 0.8$ ) и системы подогрева входного окна от конденсации влаги. Поле зрения камер  $50 \times 40^\circ$ , предельная звездная величина (для метеоров)  $+4 \dots +4.5$ .

Наблюдения проводились как односторонним методом, так и базисным. Базисные наблюдения проводятся с двух пунктов (Звенигородская обсерватория ИНАСАН и наблюдательный пункт «Истра»). Наблюдения проводились с использованием программного комплекса, разработанного SonotaCo (<http://sonotaco.com>). С 2012—2015 гг. было зафиксировано свыше 6 500 метеоров. На основе полученного материала были исследованы известные метеорные потоки и спорадические метеоры. С помощью данных базисных наблюдений были вычислены основные параметры: радиант, геоцентрическая скорость, орбитальные параметры. В 2014 г. впервые в России были проведены наблюдения с трех пунктов (мультистанционные наблюдения).

Авторы выражают благодарность д. ф.-м. н. Багрову Александру Викторовичу за участие в наблюдениях.

Работа была поддержана программой 9 Президиума РАН «Экспериментальные и теоретические исследования объектов Солнечной системы и планетных систем звезд».

## ФЕНОМЕНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ: ИМПУЛЬСЫ АНОМАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Ряд уникальных физических характеристик, включающих в себя быстрое вращение, сильное гравитационное, магнитное, электрическое поле и компактность, делают пульсары крайне интересными объектами для исследования. Несмотря на продолжительный период изучения данных объектов, по сей день остается нерешенным ряд вопросов, касающихся излучения пульсаров, одним из которых являются импульсы аномальной интенсивности.

Импульсы аномальной интенсивности — редкое явление генерации мощных индивидуальных импульсов, более чем в 30 раз превышающих средний профиль пульсара (типичное превышение для обычных импульсов составляет 10—15 раз). По своим свойствам эти импульсы очень напоминают гигантские импульсы пульсаров, но при этом имеют меньшую энергию и в основном наблюдаются на низких частотах (от 18 до 111 МГц). Окончательного мнения, считать ли такие импульсы гигантскими или они составляют отдельную популяцию импульсов, пока нет, но количество (на сегодняшний день 5) пульсаров, обладающих такими «аномальными» импульсами, не позволяет оставить явление без внимания.

В рамках наблюдательной программы по поиску и исследованию гигантских импульсов были проведены наблюдения большой группы пульсаров на антенне БСА ФИАН (рабочая частота 111 МГц) в полосе частот 2.5 МГц, в период с октября 2012 по декабрь 2015 г. В подавляющем большинстве пульсары демонстрировали слабые амплитудные флуктуации. Тем не менее у нескольких пульсаров (B0809+74, B1133+16, B1237+25) были обнаружены индивидуальные импульсы, в 30 и более раз превышающие амплитуду среднего профиля. Часть пульсаров уже упоминалась в литературе как генераторы аномальных импульсов, для остальных обнаружение явления на частоте 111 МГц произведено впервые.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 14-02-31811).

## ОЦЕНКА УГЛА МЕЖДУ КАРТИННОЙ И ОРБИТАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТЯМИ КАТАКЛИЗМИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОЙ МЕТОДОМ ТРЕХМЕРНОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ ТОМОГРАФИИ

Представлена методика оценки угла между картинной и орбитальной плоскостями катаклизмической переменной звезды с помощью трехмерной доплеровской томографии. Суть метода заключается в построении серии трехмерных томограмм исследуемой системы при различных предполагаемых углах наклона орбитальной плоскости. При недооценке или переоценке угла наклона плоскость аккреционного диска на доплеровской томограмме будет отличаться от плоскости  $V_z = 0$ . Верной оценкой считается та, при которой изображение диска лежит преимущественно в плоскости  $V_z = 0$ , а отклонения по  $V_z$  от этой плоскости минимальны.

Преимущество предложенной методики заключается в том, что для определения угла наклона требуются только спектральные наблюдения системы, в то время как классические техники предполагают наличие фотометрической информации. Однако фотометрическая информация зачастую не дает необходимых оценок, в особенности когда в системе не наблюдается затмений.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-02-02145.

Д. А. Ладейщиков<sup>1</sup>, М. С. Кирсанова<sup>2</sup>,  
А. П. Цивилев<sup>3</sup>, А. М. Соболев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет

<sup>2</sup>Институт астрономии РАН

<sup>3</sup>Пушинская радиоастрономическая обсерватория  
Физического института РАН

## ИЗЛУЧЕНИЕ МОЛЕКУЛ В НАПРАВЛЕНИИ НА МАССИВНЫЕ СГУСТКИ ОБЛАСТЕЙ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ S231-S235

Работа посвящена изучению областей звездообразования S231-S235 в радиолиниях молекул межзвездной среды — монооксида углерода (CO), аммиака (NH<sub>3</sub>), цианоацетилена (HC<sub>3</sub>N) и мазерных линиях метанола (CH<sub>3</sub>OH) и водяного пара (H<sub>2</sub>O). Области S231-S235 входят в гигантское молекулярное облако G174+2.5.

Цель работы — поиск новых источников излучения в направлении на молекулярные сгустки и оценка их физических параметров по линиям молекул CO и NH<sub>3</sub>.

Получены новые регистрации линий NH<sub>3</sub> и HC<sub>3</sub>N в источниках WB89 673 и WB89 668, что указывает на присутствие вещества с высокой плотностью. По линии CO были определены размеры, лучевые концентрации и массы молекулярных сгустков. По линии NH<sub>3</sub> определены температуры и концентрации газа в молекулярных сгустках. Установлено, что значения температуры и концентрации молекулярного газа лежат в пределах 16—30 К и 2.8—7.2 × 10<sup>3</sup> см<sup>-3</sup> соответственно. Линия CH<sub>3</sub>OH на частоте 36.2 ГГц, которая трассирует ударные фронты в межзвездной среде, в источнике WB89 673 была зарегистрирована впервые.

Исследование поддержано программой 211 Правительства Российской Федерации, соглашение № 02.А03.21.0006, а также частично Министерством образования и науки РФ (госзадание № 3.1781.2014/К).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛАСТИ АКТИВНОГО ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД SH2-187

Одной из важнейших задач в современной астрофизике является изучение процесса образования звезд. До сих пор процесс формирования звезд массой более чем 8–10 масс Солнца недостаточно изучен. Процессы, возникающие в протозвездных облаках, вызывают большой интерес для астрономического сообщества. Их изучение помогает понять механизм образования звезд. Целью работы являлось сопоставление данных об излучении различных компонент (нейтрально-атомарного газа, молекулярного газа и ионизованного газа), исследование их возможного взаимодействия.

Многую был рассмотрен объект SH2-187. Детально рассматривались наблюдения континуума, а также в 21-см линии излучения нейтрального атомарного водорода. Измерения проводились на интерферометре GMRT на частотах 610 и 1420 МГц. Данные представляли собой функцию видности объекта. Далее эти данные были обработаны программой AIPS. В процессе работы была расширена методика калибровки данных и чистки изображений.

Анализируя полученные результаты, а также используя материалы других авторов, был построен спектр объекта. Анализируя спектр континуума, можно оценить параметры ионизованного газа, а по спектру линии — свойства и кинематику атомарного водорода.

**ХАРАКТЕРИСТИКИ МАЛОРАЗМЕРНЫХ  
ФРАГМЕНТОВ КОСМИЧЕСКОГО МУСОРА  
В ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ОБЛАСТИ  
ПО ДАННЫМ ОПТИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ  
В 2014—2015 гг.**

В работе приводятся орбитальные параметры и физические характеристики нескольких малоразмерных фрагментов космического мусора в геостационарной области, обнаруженных при наблюдениях в Терскольской обсерватории ИНАСАН в 2014—2015 гг.

Объекты, открытые в наблюдательных сеансах 2015 г., находятся в режиме циркуляции и имеют большие амплитуды изменения блеска. Для четырех обнаруженных фрагментов характерно большое численное значение отношения площади миделева сечения к массе (до  $20 \text{ м}^2/\text{кг}$ ).

Исследование орбитальных характеристик новых фрагментов показало, что некоторые наблюдавшиеся объекты могут являться последствиями известных событий на геосинхронной орбите, вызвавших разрушение действующих спутников. В частности, в 2015 г. обнаружены два объекта, предположительно являющихся результатами взрыва на геостационарной орбите в 1992 г. разгонного блока Transtage. В 2014 г. совместно с другими наблюдательными пунктами были открыты и подтверждены четыре объекта, находящиеся в области скопления фрагментов разрушения спутника 77092A (Экран-2).

## РАЗЛОЖЕНИЕ ОСНОВНЫХ ФУНКЦИЙ КЕПЛЕРОВСКОГО ДВИЖЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОМПЛЕКСНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

При разложении возмущающей функции планетной задачи одной из наиболее удобных систем переменных является вторая система канонических элементов Пуанкаре. Главным недостатком рядов по элементам Пуанкаре является большое количество членов (что характерно практически и для всех остальных методов разложения). Одним из способов значительно снизить число слагаемых без потери точности является введение новой канонической системы элементов с использованием комплексных переменных [1].

В результате значительно снижается число слагаемых в основных разложениях невозмущенной задачи двух тел. Возникающая разница в количестве слагаемых не очень существенна с точки зрения современных вычислительных средств. Однако если в описании кеплеровского движения участвуют лишь шесть элементов, то в случае возмущенного движения их число многократно увеличивается. Это приводит к резкому увеличению длины используемого отрезка ряда.

Указанная система элементов была исследована на примере разложения основных функций кеплеровского движения. Наряду с классическими разложениями прямоугольных координат предложен близкий к оптимальному метод разложения производных по времени от этих функций. Численными экспериментами получены некоторые оценки количества слагаемых в представленных разложениях.

Работа выполнена при финансовой поддержке СПбГУ (грант 6.37.341.2015).

### Библиографические ссылки

1. *Laskar J., Robutel P.* Stability of the Planetary Three-Body Problem — I. Expansion of the Planetary Hamiltonian // *Celest. Mech. Dyn. Astr.* — 1995. — Vol. 62. — P. 193—217.

## **ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ И НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ОСВЕЩЕННОЙ ЧАСТИ ЛУНЫ**

Рассмотрена плазменно-пылевая система в приповерхностном слое освещенной части Луны. Система включает в себя электроны и ионы солнечного ветра, фотоэлектроны, нейтралы и заряженные пылевые частицы. В работе обсуждаются линейные волны, распространяющиеся в приповерхностном слое Луны. Отмечается, что распределение фотоэлектронов по скоростям может быть представлено как суперпозиция двух функций распределения, имеющих разную температуру электронов. Низкоэнергетичные электроны выбиваются с поверхности фотонами, с энергиями, близкими к работе выхода реголита (порядка 5–6 эВ), а высокоэнергетичные — фотонами, соответствующими пику солнечного спектра (10.2 эВ). Анизотропия функции распределения электронов по скоростям искажается из-за движения солнечного ветра по отношению к фотоэлектронам и пылевым частицам, что приводит к развитию неустойчивости и возбуждению высокочастотных колебаний с частотами в диапазоне ленгмюровских и электромагнитных волн. Кроме того, могут возбуждаться пылевые звуковые волны. Обсуждается возможность развития пылевой звуковой неустойчивости в связи с взаимодействием плазмы хвоста магнитосферы Земли и пылевой плазмы приповерхностного слоя освещенной части Луны.

Эта работа была частично поддержана Президиумом Российской академии наук (по фундаментальной исследовательской программе № 9 «Экспериментальное и теоретическое исследование Солнечной системы и звездных Планетных Систем») и Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 15-02-05627-а).



## ИССЛЕДОВАНИЕ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА В АКТИВНОЙ ГАЛАКТИКЕ NGC 5548

В докладе представлены данные по международному мониторингу для активного ядра галактики NGC 5548 в девяти фильтрах: BVRI и ugriz. Наблюдения велись почти каждую ночь с января по июль 2014 г. Комбинирование с данными в УФ-диапазоне с космических телескопов им. Хаббла и им. Свифта (суммарный диапазон от 1 158 до 9 160 Å) позволило обнаружить значительные задержки между отдельными диапазонами с зависимостью от длины волны. Также удалось выявить, что задержки в фильтре V и более длинноволновых равны или больше задержек ионизированных линий, таких как He II 1 640 Å и 4 686 Å, что показывает, что размер области, излучающей континуум, сравним с размером области широких линий. Найденные задержки сочетаются с размером диска, в три раза превосходящим размер, который предсказывается стандартной теорией тонкого диска, в предположении, что болометрическая светимость равна 10 % от эддингтоновской [1–4].

### Библиографические ссылки

1. *Abramowicz M. A., Czerny B., Lasota J. P., Szuszkiewicz E.* Slim accretion disks // *Astrophysical Journal, Part 1* (ISSN 0004-637X). — 1988. — Vol. 322. — P. 646–658.
2. *Blandford R. D., McKee C. F.* Reverberation mapping of the emission line regions of Seyfert galaxies and quasars // *Astrophysical Journal, Part 1*. — 1986. — Vol. 255. — P. 419–439.
3. *Cacketti E. M.* Swift/UVOT Grism Monitoring of NGC 5548 in 2013: An Attempt at MgII Reverberation Mapping // *The Astrophysical Journal*. — 2015. — Vol. 810. — P. 8.
4. *Clavel J.* Steps toward determination of the size and structure of the broad-line region in active galactic nuclei. I - an 8 month campaign of monitoring NGC 5548 with IUE // *The Astrophysical Journal*. — 1991. — Vol. 366. — P. 64–81.

## НА ПУТИ К РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ $\text{CH}_3\text{OH}$ В МАЛОМАССИВНЫХ ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКАХ НА ALMA: РОЛЬ НЕ-ЛТР ВОЗБУЖДЕНИЯ

Несмотря на интенсивные поиски, в отличие от других органических молекул, таких как  $\text{HCN}$ ,  $\text{HC}_3\text{N}$  и  $\text{CH}_3\text{CN}$ , метанол ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ) до сих пор не обнаружен в протопланетных дисках. Такое открытие позволило бы лучше понять, как происходит синтез биогенных молекул на этапе образования планет. Для оценки возможности регистрации линий  $\text{CH}_3\text{OH}$  с использованием современных инструментов необходимо моделирование излучения  $\text{CH}_3\text{OH}$  в дисках.

Целью данной работы является оценка времени, необходимого для регистрации излучения  $\text{CH}_3\text{OH}$  при наблюдениях диска на интерферометре Atacama Large Millimeter Array (ALMA). Для этого проведено моделирование (суб-)миллиметрового излучения газофазного  $\text{CH}_3\text{OH}$  в протопланетном диске звезды типа Т Тельца с учетом отклонений от локального термодинамического равновесия (ЛТР). Расчеты выполнены с помощью программного кода LIME на основе ранее опубликованной физико-химической модели диска. При этом использовалась схема уровней  $\text{CH}_3\text{OH}$ , включающая вращательные уровни основного и возбужденных крутильных состояний.

Нами получено, что не-ЛТР интенсивности линий  $\text{CH}_3\text{OH}$  в подавляющем большинстве существенно ниже рассчитанных в ЛТР-приближении. Возникающая в модели инверсия населенностей уровней  $\text{CH}_3\text{OH}$  не ведет к сильному мазерному усилению. Нами выделены две интенсивные линии, которые могут быть зарегистрированы при наблюдениях ближайших крупных дисков:  $5_0 - 4_0 A^+$  (241.791 ГГц) и  $5_{-1} - 4_{-1} E$  (241.767 ГГц). Эти линии могут быть зарегистрированы в течение 3 ч при наблюдениях на всех телескопах радиоинтерферометра ALMA.

С. Ю. Парфёнов выполнял работу в Уральском федеральном университете при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 15-12-10017)

## ПОСТРОЕНИЕ ОСРЕДНЕННЫХ УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ ЧЕТЫРЕХПЛАНЕТНОЙ ЗАДАЧИ МЕТОДОМ ХОРИ—ДЕПРИ

В работе представлен алгоритм построения осредненных уравнений движения четырехпланетной задачи методом Хори—Депри [1]. Данный метод осреднения основан на использовании формализма скобок Пуассона и отличается эффективностью и простотой реализации. Гамильтониан задачи строится в виде ряда по малому параметру и элементам второй системы Пуанкаре. Эта система содержит только одну угловую переменную — среднюю долготу, что существенно упрощает угловую часть разложения.

При проведении аналитических преобразований используется система компьютерной алгебры «Piranha» [2], представляющая собой эшелонированный пуассоновский процессор. Для сокращения числа слагаемых и экономии оперативной памяти в рядах в символьном виде сохраняются косинусы углов между радиус-векторами и их производные по элементам орбит.

Построены два разложения осредненного гамильтониана — до второй и третьей степеней малого параметра, а также производящая функция преобразования от оскулирующих элементов к осредненным. Уравнения движения и функции замены переменных получены с точностью до второй степени малого параметра. Приведены оценки количества слагаемых полученных разложений.

### Библиографические ссылки

1. *Холшевников К. В.* Асимптотические методы в небесной механике. — Л. : Изд-во Ленингр. ун-та, 1985.
2. *Biscani F.* The Piranha computer algebra system. — <https://github.com/bluescarni/piranha>. — 2015.

## ТЕПЛОВАЯ ЭВОЛЮЦИЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД С ЛОКАЛЬНЫМ НАГРЕВОМ

Изучение внутреннего строения нейтронных звезд требует построения удобных моделей, ввиду ограниченности наблюдательных данных и неопределенности физических условий в недрах звезды. Численная модель тепловой эволюции может позволить уменьшить неопределенность наших знаний, отвергая на основе тестирования те или иные предположения. Однако физические основы модели постоянно пересматриваются, как только более точные расчеты становятся возможными.

Главным результатом является численная одномерная модель, позволяющая рассчитывать тепловую эволюцию в изолированной сферически-симметричной ненамагниченной нейтронной звезде с учетом сверхтекучести и нейтринных процессов в коре и ядре, состоящем из нейтронов, протонов, электронов и мюонов. С ее помощью получены кривые остывания для нейтронных звезд различных масс с фиксированной моделью сверхтекучести и произведено тестирование механизма вспышек в слое неравновесных ядер, выдвинутого Бисноватым-Коганом в ряде работ [1, 2]. Вспышки рассматривались в рамках простой модели, предполагающей постоянство мощности, выделяемой на единицу массы, по глубине и по времени. На основании проведенных численных расчетов сделан вывод о стоке почти всей энергии вспышки в ядро звезды.

### Библиографические ссылки

1. *Бисноватый-Коган Г. С., Чечеткин В. М.* Неравновесные оболочки нейтронных звезд, их роль в поддержании рентгеновского излучения и нуклеосинтезе // УФН. — 1979. — Т. 127. — С. 263—296.
2. *Bisnovatyi-Kogan G. S., Chechetkin V. M.* Nucleosynthesis in Supernova Outbursts and the Chemical Composition of the Envelopes of Neutron Stars (In Russian) // *Astrophys. Space. Sci.* — 1974. — Vol. 26. — P. 25—46.

## СПОСОБЫ ОЦЕНИВАНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОТБРАКОВКИ НАБЛЮДЕНИЙ И ВВЕДЕНИЯ ВЕСОВЫХ МНОЖИТЕЛЕЙ НА ПРИМЕРЕ ПОТЕНЦИАЛЬНО ОПАСНЫХ АСТЕРОИДОВ

Грубые ошибки, которые часто присутствуют в наблюдениях, оказывают влияние на точность определения начальных параметров орбит астероидов и построения областей их возможных движений. В ряде случаев отбраковка наблюдений с большими невязками (O—C) и/либо введение весовых множителей позволяет повысить точность определения оценок начальных параметров орбиты и уменьшить размеры вероятностного разброса возможных значений этих параметров. В данной работе рассматриваются показатели эффективности отбраковки наблюдений и введения весовых множителей. С помощью данных показателей можно оценить, насколько проводимая отбраковка и использование весовых множителей являются целесообразными и увеличивают точность построения областей возможных движений объектов.

В качестве объектов исследования были выбраны потенциально опасные астероиды, наблюдавшиеся в одном появлении. В данной работе мы проследили динамику изменения данных, приведенных центром малых планет, о потенциально опасных астероидах, наблюдавшихся в одном появлении, на период с 2010 по 2015 г. и привели их распределение по степени нелинейности задач оценивания на август 2015 г. Для объектов, у которых появились дополнительные наблюдения в других оппозициях, мы проанализировали степень нелинейности с предыдущими результатами и провели исследование на выявление грубых ошибок в наблюдениях.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ в рамках научного проекта № 16–32–00191 мол\_а.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ АСЗ С БОЛЬШИМИ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТАМИ ИЗ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОДСИСТЕМЫ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Среди астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), особенными динамическими свойствами обладают объекты, принадлежащие сферической компоненте Солнечной системы ( $i > 8^\circ$ ) и обладающие экстремальными эксцентриситетами ( $e > 0.9^\circ$ ). Динамическая эволюция этих объектов характерна значительными амплитудными изменениями элементов орбит, связанными с особенностями их поведения: наличием тесных сближений с планетами, движением в окрестностях различных резонансов и т. д.

В работе подробно рассматривается вероятностная орбитальная эволюция некоторых АСЗ из данного класса: 2010 JG87 ( $e = 0.95$ ,  $i = 16.9^\circ$ ), 394130 2006 HY51 ( $e = 0.97$ ,  $i = 30.5^\circ$ ), 374158 2004 UL ( $e = 0.93$ ,  $i = 23.8^\circ$ ), 276033 2002 AJ129 ( $e = 0.91$ ,  $i = 15.5^\circ$ ), 399457 2002 PD43 ( $e = 0.96$ ,  $i = 26.1^\circ$ ). Изучаемые астероиды обладают не только экстремальными эксцентриситетами и большими наклонами, но и маленькими перигелийными расстояниями ( $q < 0.14$  а. е.).

Вероятностная орбитальная эволюция исследовалась путем изучения поведения элементов номинальной орбиты и 10 000 тестовых частиц, избранных из начальной вероятностной области, на интервалах, ограниченных точностью интегрирования. Рассмотрено поведение элементов орбит — большой полуоси, наклона, эксцентриситета; выявлены тесные сближения с Меркурием, Венерой, Землей, Марсом и Юпитером. Кроме того, в ходе исследования было обнаружено, что астероиды 399457 2002 PD43 и 394130 2006 HY51 движутся в окрестности резонансов с Юпитером и Сатурном соответственно, изучено поведение резонансных характеристик (критического аргумента и резонансной щели).

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Научный фонд им. Д. И. Менделеева Томского государственного университета» (проект 8.1.54.2015).

## ВЫЯВЛЕНИЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

Процесс звездообразования (ЗО) зависит от многих компонентов межзвездной среды (МЗС). В основном это молекулярный и атомарный водород, а также пыль. Чтобы лучше понять природу ЗО, мы должны более подробно изучить взаимосвязь между компонентами в галактиках различных типов, а также в галактиках, имеющих разную металличность.

Для нашего исследования было отобрано около 300 внегалактических комплексов НII в одиннадцати галактиках (Holmberg II, IC2574, DDO154, NGC0628, NGC2976, NGC3351, NGC3627, NGC4736, NGC5055, NGC6946, NGC0925), имеющих различные морфологические типы и одновременно принадлежащие выборкам обзоров THINGS (линия HI), KINGFISH и SINGS (длинноволновая и ближняя/средняя ИК-области соответственно) и HERACLES (линии CO). На основе данных, взятых из архивов указанных обзоров, проведена апертурная фотометрия комплексов НII.

Также для всех исследуемых объектов с помощью модели Дрейна и Ли (2007) получены оценки следующих параметров: массовая доля ПАУ, масса пыли, средняя интенсивность поля излучения, доля областей фотодиссоциации, масса молекулярного и атомарного водорода. Для сравнительного анализа галактики разделены на системы низкой и высокой металличности. Также мы примерно оценили металличность для каждой области.

В работе показано, что в галактиках малой металличности отсутствие эмиссии CO, а также отсутствие эмиссии на 8 мкм не означает отсутствия плотных облаков; для определения их свойств необходимо искать другие индикаторы.

Примерное постоянство отношения  $F_{24}/F_{70+160}$  в областях ЗО разной металличности свидетельствует, что это отношение не зависит от металличности, и указывает, что у пылинок, излучающих на 24 мкм и в дальнем ИК-диапазоне, один источник нагрева.

## КОРРЕКЦИЯ ОРБИТЫ АСТЕРОИДА АРОPHIS, ПРИВОДЯЩАЯ ЕГО К СТОЛКНОВЕНИЮ С ЛУНОЙ

Астероид 99942 Apophis в 2029 г. пролетит на расстоянии порядка 38 000 км от центра Земли. В результате этого сближения заметно поменяются большая полуось его орбиты и период вращения, а также на четыре порядка увеличится область рассеивания возможных траекторий астероида. Поэтому до сих пор не исключена возможность столкновения Апофиса с Землей в последующие десятилетия. Энергия взаимодействия при подобном соударении составит порядка 500 Мт, поэтому важен анализ задачи по его предотвращению.

Эффективным методом предотвращения столкновения является коррекция орбиты опасного астероида. Однако, помимо основной задачи отклонения, существует проблема уменьшения до нуля вероятности опасных сближений в будущем. Одним из способов решения этой задачи может стать особый выбор стратегии коррекции, например, перевод астероида на орбиту, приводящую к столкновению с другим крупным небесным телом. Естественным кандидатом в такой ситуации является Луна.

В работе исследована возможность одноимпульсной коррекции орбиты опасного астероида Apophis, предотвращающей его возможное соударение с Землей и приводящая к последующему столкновению астероида с Луной в том же пролете. Разработан метод поиска таких терминальных траекторий астероида в зависимости от момента коррекции. Проведены оценка необходимого корректирующего импульса, а также оптимизация его величины в зависимости от момента столкновения астероида с Луной. Оценены параметры столкновения астероида с Луной и величина воздействий на орбиту Луны.



## ЭВОЛЮЦИЯ ПЫЛИ И ИНФРАКРАСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ОБЛАСТЯХ ИОНИЗОВАННОГО ВОДОРОДА

В инфракрасном (ИК) диапазоне области ионизованного водорода имеют характерную морфологию: кольцо эмиссии на 8 мкм и внутренняя эмиссия на 24 мкм. Эта морфология соответствует распределению пылинок разного размера. В Институте астрономии РАН разработана программа MARION [1], которая рассчитывает гидродинамику расширяющихся областей HII с учетом эволюции пылинок различного типа [2].

В данной работе поставлена задача найти реальные объекты, подходящие для теоретического моделирования: имеющие округлую форму в ИК-диапазоне и радиодиапазоне. Также проанализирован вид выбранных областей в линии H $\alpha$ , с помощью которой можно оценить оптическую толщину пылевой оболочки области HII, обращенной к наблюдателю. Полученная информация будет использована в программе MARION для моделирования распределения пылинок в областях HII у звезд различных спектральных классов и на разных эволюционных стадиях.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 13-02-00642.

### Библиографические ссылки

1. *Kirsanova M. S., Wiebe D. S., Sobolev A. M.* Chemodynamical evolution of gas near an expanding HII region // *Astronomy Reports.* — 2009. — Vol. 53. — P. 611–633.
2. *Akimkin V. V., Kirsanova M. S., Pavlyuchenkov Y. N., Wiebe D. S.* Dust dynamics and evolution in expanding H II regions. I. Radiative drift of neutral and charged grains // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2015. — Vol. 449. — P. 440–450. 1502.06865.

## О ВЛИЯНИИ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ НА ГАЗОДИНАМИКУ АТМОСФЕРЫ ЭКЗОПЛАНЕТЫ ТИПА «ГОРЯЧИЙ ЮПИТЕР»

Представлены результаты трехмерного численного моделирования газодинамики атмосферы экзопланеты типа «горячий юпитер» в момент прохождения коронального выброса массы (КВМ) от звезды. Расчеты выполнены в предположении, что параметры звездного ветра и параметры типичного КВМ равны солнечным. Определены характерные изменения картины течения для случаев квази-замкнутой и замкнутой (но существенно искаженной гравитационным влиянием звезды) газовых оболочек экзопланеты. Показано, что типичного КВМ достаточно, чтобы внешние части несимметричной оболочки, находящиеся за пределами полости Роша, были сорваны и унесены от экзопланеты. Это приводит к существенному увеличению темпа потери массы оболочкой экзопланеты в момент прохождения КВМ. Установлено, что скорость потери вещества для случая замкнутой оболочки растет примерно в 11 раз, а для случая квази-замкнутой — в 14 раз.

По результатам численного моделирования определены значения характерных параметров КВМ, влияющих на темп потери массы. Сделаны оценки максимального темпа потери массы в предположении слабых КВМ, достаточных только для срыва оболочки, находящейся за пределами полости Роша. Рассмотрена зависимость темпа потери массы от частоты КВМ в ходе эволюции звезды.

## ТОЛЩИНА ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫХ ДИСКОВ ГАЛАКТИК: ОЦЕНКА ИСТИННОГО НАКЛОНА К ЛУЧУ ЗРЕНИЯ

Мы предлагаем новый метод оценки наклона плоского диска галактики к лучу зрения и определения относительной толщины диска галактики по двумерному изображению в картинной плоскости. Преимущество метода в том, что для галактик, видимых под произвольным углом (но не строго с ребра или строго плашмя), он позволяет делать индивидуальные оценки относительных толщин дисков, базируясь на уточненной ориентации галактики в пространстве.

Для проверки и отладки метода мы создали большую выборку изображений модельных галактик, заложив в закон распределения объемной яркости диска экспоненциальную зависимость от радиуса и  $Sech^2$  по оси вращения галактики:  $\mu = \mu_0 \exp(-\frac{r}{h_0}) sech^2(\frac{z}{z_0})$ . Относительная толщина диска и угол наклона диска галактики к картинной плоскости задавались произвольно и варьировались внутри выборки в широком интервале значений. Анализ результатов применения метода к модельным изображениям позволяет откалибровать наш метод. Дополнение метода калибровкой позволяет сравнивать наши оценки относительной толщины для дисков галактик, видимых под произвольным углом, со статистикой толщин дисков, видимых с ребра.

Откалиброванный метод применен к галактикам NGC 5055 и NGC 7331, для которых существует анализ звездной и газовой кинематики диска и оценки толщины звездного диска в предположении динамического равновесия.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №13-02-00059а, а также гранта РФФИ № 14-22-00041.

## ФОРМИРОВАНИЕ СВЕХСКОРОСТНЫХ ЗВЕЗД В РЕЗУЛЬТАТЕ СБЛИЖЕНИЯ С ДВОЙНОЙ МАССИВНОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРОЙ

Возможность существования в центре Галактики, помимо сверхмассивной черной дыры, черной дыры промежуточной массы рассматривается рядом авторов, в частности в работе [1]. Может ли такая система способствовать появлению сверхскоростных звезд?

Для оценки вероятности образования этих объектов сближение звезды с двойной черной дырой было рассмотрено в рамках задачи трех тел. Варьировались такие параметры, как масса второй черной дыры (от  $10^4$  до  $10^6 M_{\odot}$ ), большая полуось двойной системы (от 0.01 до 0.1 пк); интегрирование производилось методом Рунге-Кутты четвертого порядка с переменным шагом.

Для более точной оценки было рассмотрено также гравитационное воздействие центрального скопления в двух различных представлениях [2, 3].

Оказалось, что при реалистичном выборе начальных условий и параметров задачи формирование сверхскоростных звезд посредством такого механизма является допустимым.

### Библиографические ссылки

1. Merritt D., Gualandris A., Mikkola S. Explaining the Orbits of the Galactic Center S-Stars // *Astrophys. J. Lett.* — 2009. — Vol. 693. — P. L35–L38. 0812.4517.
2. Schödel R., Feldmeier A., Kunneriath D. et al. Surface brightness profile of the Milky Way's nuclear star cluster // *Astron. Astrophys.* — 2014. — Vol. 566. — P. A47. 1403.6657.
3. Antonini F., Capuzzo-Dolcetta R., Mastrobuono-Battisti A., Merritt D. Dissipationless Formation and Evolution of the Milky Way Nuclear Star Cluster // *Astrophys. J.* — 2012. — Vol. 750. — P. 111. 1110.5937.

## СВОЙСТВА БЛИЗКИХ К ПЕРИОДИЧЕСКИМ РЕШЕНИЙ В ОБЩЕЙ ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

Работа посвящена поиску близких к периодическим решений в общей задаче трех тел равных масс с нулевым угловым моментом. Рассматриваются два способа задания начальных условий. В первом случае в начальный момент времени тела располагаются на одной прямой, так чтобы центральное тело оказалось в центре масс системы. Тогда координаты и скорости тел можно определить с помощью двух параметров: вириального коэффициента и угла наклона вектора скорости центрального тела к прямой, на которой находятся тела. Во втором случае накладывается условие равенства нулю начальных скоростей всех тел и рассматривается множество всех возможных треугольных конфигураций, определяемых двумя параметрами.

В обоих случаях двумерная область начальных условий покрывается равномерной сеткой, каждый узел которой содержит начальные условия. Для каждого узла численным интегрированием вычисляется фазовая траектория, для которой находится минимум безразмерного функционала, равного сумме квадратов отклонений текущих положений от начальных. В случае если этот минимум оказывается меньше принятого критического значения, то орбита с начальными условиями в этой точке считается близкой к периодической. Степень близости исследуемого решения к периодическому определяется величиной минимума функционала. Момент достижения минимума является одним периодом орбиты или кратен ему.

В результате сканирования было обнаружено несколько десятков областей, содержащих начальные условия для близких к периодическим решений с периодами меньше ста средних времен пересечения. Построены траектории движения тел с начальными условиями в этих областях. Оказалось, что близкие к периодическим орбиты образуют семейства, члены которых обладают схожими геометрическими и динамическими свойствами. Исследована эволюция орбит при переходе от одного семейства к другому. Показано, что в переходной зоне между семействами близкие к периодическим орбиты обладают свойствами обоих семейств.



# Стендовые доклады







## ПЯТЕННАЯ АКТИВНОСТЬ КАРЛИКОВЫХ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Многие звезды поздних спектральных классов обладают магнитными полями и проявляют активность, аналогичную активности Солнца, но выраженную в большем масштабе [1]. В работе представлен анализ многолетних фотометрических данных (имеющихся в литературе, а также наших собственных наблюдений) и проведено моделирование распределения холодных фотосферных пятен на следующих карликовых звездах спектральных классов от M0 до M4.5: AD Leo, EV Lac, FF And, V1005Ori, GT Peg, DK Leo, DT Vir, V1396 Cyg и YZ CMi. Для моделирования применялась усовершенствованная зональная модель запятненности фотосферы, разработанная в КрАО, которая позволяет рассматривать одновременное присутствие на звезде двух активных долгот. Проведенный анализ показал, что пятна на исследованных звездах расположены на низких широтах от 1 до 16° по обе стороны от экватора, площади пятен занимают от 14 до 43 % полной поверхности звезды в различные эпохи наблюдений. По многоцветным 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 от 250 К (EV Lac) до 1 100 К (DK Leo). У всех звезд, за исключением YZ CMi, наблюдается зависимость: средняя широта пятен растет с увеличением их площади с коэффициентами корреляции 0.80–0.98. Периодические изменения фотометрического блеска и широт пятен предполагают наличие циклов активности для двух систем: V1005 Ori (период около 20 лет) и EV Lac (период около 5 лет).

### Библиографические ссылки

1. Гершберг Р. Е. Активность солнечного типа звезд Главной Последовательности. — Одесса : Астропринт, 2005.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ МАЗЕРА $\text{H}_2\text{O}$ В ГЛОБУЛЕ IC 1396 N

В 2014 г. были выполнены наблюдения мазера  $\text{H}_2\text{O}$  в кометарной глобуле в северной окраине НП зоны IC 1396 на наземно-космическом интерферометре с 10-м радиотелескопом РадиоАстрон (<http://www.asc.rssi.ru/radioastron/rus/index.html>). Отклик от источника не был обнаружен на проекциях баз  $> 2.3$  диаметра Земли. Получен нижний предел на размер мазера  $L > 0.3$  а. е. и верхний предел на яркостную температуру  $6.25 \times 10^{12}$  К. Из анализа карт, построенных методом частоты интерференционных лепестков для наземной сети телескопов, получены позиции, скорости и плотности потоков мазерных деталей. В спектре наблюдаются четыре группы низкоскоростных деталей в интервале скоростей от  $-4.4$  до  $+0.6$  км/с и две высокоскоростные детали на скоростях  $V_{LSR} = -9.4$  км/с и  $V_{LSR} = +4.4$  км/с, находящиеся от них на расстояниях  $\sim 157$  а. е. и  $\sim 70$  а. е. соответственно. Четыре группы низкоскоростных мазерных компонентов выстраиваются на прямой линии протяженностью  $\sim 200$  а. е., две из которых, наиболее удаленные, не наблюдались ранее и, видимо, являются джетами, сформировавшимися в период 18 лет между наблюдениями 1996 [1, 2] и 2014 гг.

Показано, что пространственная структура центральной части мазера, интерпретированная ранее как протопланетный диск [1], сохраняется на протяжении 18 лет в масштабе менее 20 мс дуги, т. е. в пределах 15 а. е. при расстоянии до глобулы 750 пк.

### Библиографические ссылки

1. *Slysh V. I., Val'tts I. E., Migenes V. et al.* Protoplanetary Disk and/or Bipolar Outflow Traced by  $\text{H}_2\text{O}$  Masers in IC 1396N // *Astrophys. J.* — 1999. — Vol. 526. — P. 236–241.
2. *Patel N. A., Greenhill L. J., Herrnstein J. et al.* Proper Motion of Water Masers Associated with IRAS 21391+5802: Bipolar Outflow and an AU-Scale Dusty Circumstellar Shell // *Astrophys. J.* — 2000. — Vol. 538. — P. 268–274. [astro-ph/0002159](http://astro-ph/0002159).

## ПЕРЕМЕННОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЙ [OI] В СПЕКТРЕ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ ВЕ ХЕРБИГА HD 200775

Нами впервые зарегистрирована переменность излучения запрещенных линий [OI] 6300 Å и [OI] 6363 Å в спектре звезды Ве Хербига HD 200775. HD 200775 представляет собой двойную систему с периодом обращения около 3.7 г. Вокруг главной (более массивной) компоненты системы существует аккреционный диск. В направлении на систему наблюдается диффузное ИК-излучение, которое интерпретируется как излучение внешнего диска, общего для двух компонент системы.

Изменение излучения запрещенных линий [OI] 6300 Å и [OI] 6363 Å было проанализировано на основе данных как новых, так и архивных оптических наблюдений, проведенных на спектрографах высокого разрешения в течение 20 лет. Основная часть данных новых наблюдений получена на 1.2-метровом телескопе Коуровской астрономической обсерватории Уральского федерального университета. Показано, что три компоненты линии с лучевыми скоростями около 65, 30 и 55 км/с заметно изменяются с течением времени. Профили линий в спектрах, полученных в разные годы на разных инструментах, но на близких орбитальных фазах, имеют схожую форму. Интенсивности каждой из трех компонент в спектрах на близких орбитальных фазах близки по значению. Таким образом, изменение излучения линий [OI] связано с двойственностью системы.

Работа выполнялась в Уральском федеральном университете при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №15-12-10017).

## НОВЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ, ОТКРЫТЫЕ ПО ДАННЫМ ОБЗОРА KPS-2013

В 2013 г. на телескопе Мастер-II-Урал нами были проведены фотометрические наблюдения области неба размером  $2 \times 2^\circ$  в созвездии Кассиопеи с целью поиска переменных звезд разных типов.

Полученные данные обрабатывались с помощью пакетов Astrometry.net и Iraf. Апертурная фотометрия проводилась для всех звезд в наблюдаемой области неба с индивидуальными параметрами FWHM и фона неба для каждого кадра.

Для постобработки результатов ПЗС-фотометрии применялось приложение Astrokit [1], исправляющее вариации блеска звезд, связанные с непостоянством прозрачности атмосферы. Для этого составлялись индивидуальные ансамбли звезд сравнения для каждой звезды. Далее выполнялся поиск кандидатов в переменные звезды на основе RoMS критерия [2].

Было найдено более ста ранее неизвестных переменных звезд. Для всех звезд были предприняты попытки определить периоды и типы переменности. В этой работе представлены полученные результаты. Для части объектов не удалось выполнить классификацию и найти периоды колебаний блеска.

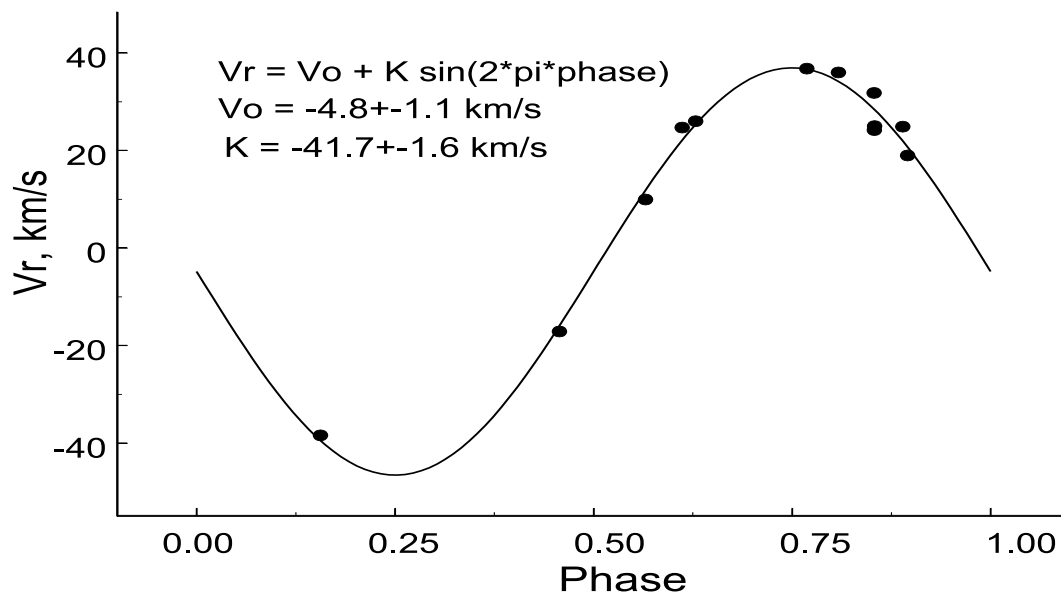
### Библиографические ссылки

1. *Burdanov A. Y., Krushinsky V. V., Popov A. A.* Astrokit-an efficient program for high-precision differential CCD photometry and search for variable stars // *Astrophysical Bulletin.* — 2014. — Vol. 69. — P. 368—376. 1408.0664.
2. *Rose M. B., Hintz E. G.* A Search for Low-Amplitude Variability in Six Open Clusters Using the Robust Median Statistic // *Astron. J.* — 2007. — Vol. 134. — P. 2067—2078.

## ПЕРВАЯ КРИВАЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ ADS 2984A

Визуально-двойная система ADS 2984 ( $\rho = 18''$ ,  $\theta = 180^\circ$ ), являющаяся ярким членом рассеянного звездного скопления NGC 1502, состоит из двух звезд почти одинакового блеска  $\sim 7^m$ . Северный компонент ADS 2984B является затменной переменной звездой SZ Cam с массивными компонентами раннего спектрального класса O9—B0. Южный компонент (ADS 2984A) позиционируется как спектрально-двойная звезда (B3III). Несмотря на то что разными исследователями неоднократно отмечалось смещение спектральных линий этой звезды, найти период не удавалось.

В течение двух интервалов времени, февраль—май 2014 г. и март—апрель 2015 г., на оптоволоконном спектрометре высокого разрешения 1.2 м телескопа Коуровской обсерватории УрФУ были получены 12 спектров ADS 2984A. На основе анализа усредненных значений лучевых скоростей четырех спектральных линий нейтрального гелия (HeI 4922, HeI 5016, HeI 5876, HeI 6678) впервые было найдено значение периода 57.556 суток. Кривая блеска ADS 2984A, приведенная на рисунке, с большой степенью точности аппроксимируется функцией синус, что указывает на круговую орбиту компонентов (видимого в спектре и невидимого) этой спектрально-двойной звезды.



## АНАЛИЗ НЕСКОЛЬКИХ МОДЕЛЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ КОРИЧНЕВЫХ КАРЛИКОВ И ГИГАНТСКИХ ПЛАНЕТ

Механизм образования коричневых карликов до сих пор не ясен. Однако во Вселенной присутствует большое количество объектов этого типа. Предлагаются различные сценарии образования коричневых карликов и гигантских планет. В работе [1] предполагается, что диски коричневых карликов могут стать важным критерием для выбора конкретного сценария образования. Формирование карликов и гигантских планет как выброшенных частей протозвездного облака было предложено в работах [2, 3]. Наблюдения протокарликов в инфракрасном диапазоне дают недостаточно информации для понимания механизмов их образования. Больше информации могут дать наблюдения в миллиметровом диапазоне, в котором содержится информация о различных областях протооблака. В докладе представлены типичные характеристики областей образования коричневых карликов на основе доступных публикаций и открытых каталогов. Приводятся типичные физические характеристики для облаков, в которых наблюдаются карлики на различной стадии эволюции, такие как массы сгустков, их лучевые концентрации и карты источника.

Работа выполнена при частичной поддержке госзадания # 3.1252.2014/К.

### Библиографические ссылки

1. *Natta A., Testi L.* Exploring brown dwarf disks // *Astron. Astrophys.* — 2001. — Vol. 376. — P. L22—L25. [astro-ph/0107509](#).
2. *Reipurth B., Clarke C.* The Formation of Brown Dwarfs as Ejected Stellar Embryos // *Astron. J.* — 2001. — Vol. 122. — P. 432—439. [astro-ph/0103019](#).
3. *Bate M. R., Bonnell I. A., Bromm V.* The formation mechanism of brown dwarfs // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2002. — Vol. 332. — P. L65—L68. [astro-ph/0206365](#).

Н. Б. Железнов, Н. И. Алехина, Ю. С. Бондаренко,  
Д. Е. Вавилов, Т. А. Виноградова, Г. Р. Кастель,  
О. М. Кочетова, В. Б. Кузнецов, Ю. Д. Медведев,  
Ю. А. Чернетенко, В. А. Шор, В. А. Яковлев  
Институт прикладной астрономии РАН

## САЙТ ЛМТСС ИПА РАН ПО АСТЕРОИДАМ И КОМЕТАМ

Сайт «Астероиды и Кометы» Лаборатории малых тел Солнечной системы ИПА РАН организован для помощи профессиональным исследователям и любителям в изучении астероидов и короткопериодических комет. Он содержит следующие разделы: «Сведения по малым телам» (орбитальные параметры, физические характеристики астероидов и комет); «Задачи» (решение задач и выполнение расчетов по регулярно обновляемым базам данных, а также данным пользователя в режиме веб-доступа); «Астероидно-кометная опасность» (информация о сближении и о падении малых тел на Землю; оценка вероятности этих событий). В четвертом разделе помещен «Вычислительно-аналитический стенд», который выполняет две задачи: 1) является инструментом, обрабатывающим в реальном времени поступающую информацию об открытиях и наблюдениях потенциально опасных тел, прогнозирует их движение и в случае, если тело проникает в земную атмосферу, воссоздает весь сценарий грядущей катастрофы; 2) работает как инструмент обучения действиям в условиях чрезвычайной ситуации, вызванной падением небесного тела с заданными параметрами. В разделе «Сближения тел с Землей и Луной» приводится хронологическая таблица произошедших и предстоящих сближений малых тел с Землей и Луной, автоматически обновляемая по результатам работы стенда.

На сегодняшний день проектирование сайта в целом завершено, продолжается работа над пользовательским интерфейсом и модернизацией функционирующих разделов.

**АСТРОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ  
АСТЕРОИДОВ  
В КОУРОВСКОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ УрФУ В 2015 г.**

В 2015 г. на телескопе СБГ Коуровской астрономической обсерватории Уральского федерального университета продолжались регулярные позиционные ПЗС-наблюдения малых тел Солнечной системы. Основу программы наблюдений составляли астероиды, сближающиеся с Землей (АСЗ); слабые и вновь открытые объекты; объекты, имеющие малое число наблюдений в базе данных международного Центра малых планет (МРС).

Среди наблюдаемых были, например, потенциально опасные астероиды (140288) 2001 SN289 и (146061) 2000 FG7, для которых в МРС на момент наблюдений было около 100 положений, астероиды (85713) 1998 SS49 и (143637) 2003 LP6 (менее 200 положений). Наблюдался астероид (163693) Atira. Это первый пронумерованный астероид, чья орбита полностью располагается внутри орбиты Земли. Некоторые объекты наблюдаются на СБГ уже в течение ряда лет. Например, АСЗ (1866) Sisyphus (с 2007 г.) и (3200) Phaethon (с 2009 г.) и потенциально опасные (1620) Geographos (с 2008 г.) и (2062) Aten (с 2013 г.).

Всего наблюдался 161 астероид до  $18.0^m$ . В результате астрометрической обработки определены сферические координаты 2122 положений этих объектов. Ошибки координат зависят от блеска объектов. Средние значения СКО одного наблюдения астероидов равняются примерно  $0.36''$  — по прямому восхождению и  $0.38''$  — по склонению. По данным МРС среднеквадратические ошибки одного наблюдения равны  $0.34''$  по  $\alpha$  и  $0.38''$  по  $\delta$ .

Результаты наблюдений переданы в международный Центр малых планет, занесены в базы данных МРС и NEODYS и опубликованы в Minor Planet Circ. 2015. МРС №№ 93719, 93770, 94832, 95334, 95340, 95343, 95375.



**ОБ УЧЕТЕ ВЛИЯНИЯ  
ЛАЙМАНОВСКИХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА  
НА ИОНИЗАЦИЮ ИОНА КАЛЬЦИЯ  
В СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦАХ**

Интенсивности линий лаймановской серии в теле протуберанца определяют степень вторичной ионизации однажды ионизованного кальция и интегральные интенсивности и профили излучаемых протуберанцем спектральных линий Ca II. Предлагается методика приближенного учета излучения линий  $\text{Ly}\alpha$  и  $\text{Ly}\beta$  в уравнениях стационарности иона кальция в случае известных функций источников в лаймановских линиях.

Работа выполнена при поддержке Госзадания Минобрнауки РФ (проект номер 3.1781.2014/К).

## **НАСКОЛЬКО ПЕРЕГРЕТА ПЛАЗМА У НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА?**

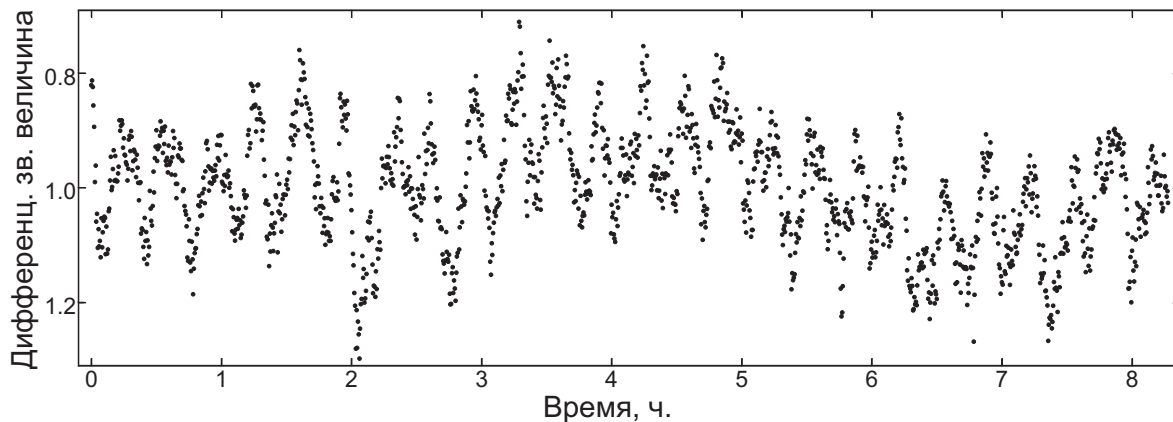
Согласно данным современной гелиосейсмологии и теоретическим моделям солнечное пятно, как область относительно холодной плазмы и сильного магнитного поля, проникает в конвективную зону Солнца на относительно небольшую глубину — около 4 Мм. Ниже этого уровня, который можно назвать нижней границей пятна, находится обширная область плазмы, перегретой, по оценкам гелиосейсмологов, примерно на 1 000 К по сравнению с окружающей средой на том же геометрическом уровне. В литературе высказывается мнение, что указанная степень перегрева сильно (примерно на порядок величины) завышена.

В работе приводятся оценки, показывающие, что энергии конвективного переноса, блокируемой солнечным пятном, в котором конвекция подавлена магнитным полем, вполне достаточно для перегрева плазмы у нижней границы пятна на величину порядка 1 000 К.

## ФОТОМЕТРИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОГО ПОЛЯРА MU SAM

Момент инерции белого карлика в промежуточном поляре достаточно мал и передача углового момента аккреционным потоком должна вызывать ускорение вращения белого карлика. Промежуточные поляры, для которых измерены скорости изменения периодов вращения, немногочисленны, так как такая задача требует продолжительных наблюдений. Чтобы определить период вращения белого карлика в промежуточном поляре MU Sam, в 2014–2015 г. на 70-см телескопе Коуровской обсерватории мы провели фотометрические наблюдения в течение 46 ночей общей продолжительностью 208 ч. На рисунке приведена одна из полученных нами кривых блеска. Анализ всех этих данных позволил определить период вращения  $P = 1187.16245 \pm 0.00047$  с. Сравнив этот период с периодом, полученным из наших наблюдений MU Sam в 2004 г., который был равен  $1187.240 \pm 0.010$  с, мы определили скорость изменения периода вращения  $dP/dt = -(2.29 \pm 0.31) \times 10^{-10}$ . Таким образом, белый карлик в MU Sam ускоряет вращение.

Исследование поддержано программой 211 Правительства Российской Федерации, соглашение № 02.А03.21.0006.



Дифференциальная кривая блеска MU Sam 4 марта 2014 г.

## ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ НАЧАЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА ПРОТОЗВЕЗДНОГО ОБЪЕКТА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ СЛОЖНЫХ МОЛЕКУЛ

Представлены результаты исследования чувствительности химической эволюции молекулярного облака к начальному химическому составу. Рассмотрены три модели: модель с высокой начальной металличностью, эволюция которой протекает исключительно в газовой фазе, и две модели с низкой металличностью, процессы в которых протекают как в газовой фазе, так и на поверхности пылинок. Одна из моделей с низкой металличностью изначально содержит только нейтральные компоненты. В другой учитывается начальная ионизация атомов тяжелых элементов. Для исследования чувствительности использована сетка химических реакций из [1], включающая подробную химию дейтерированных соединений. Результаты моделирования показали, что начальный химический состав сказывается на ходе химической эволюции большинства компонентов, хотя иногда его влияние незначительно. Бóльшее значение имеет включение тех или иных химических факторов, например, поверхностных реакций и деплиции значительной части атомов тяжелых химических элементов в пылинках. Однако имеются компоненты, на которые влияет даже незначительное изменение в начальном элементном составе. Одним из таких компонентов, подробно рассмотренных в нашем исследовании, является ион  $\text{DCO}^+$ . Эволюция иона чувствительна к начальной степени ионизации атомов тяжелых элементов даже при условии идентичного набора протекающих реакций и сходного элементного состава, что делает возможным его использование в качестве индикатора начального элементного состава.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 13-02-00642 и 16-32-00012.

### Библиографические ссылки

1. *Albertsson T., Semenov D. A., Vasyunin A. I. et al.* Modeling deuterium chemistry of interstellar space with large chemical networks // *Highlights of Astronomy*. — 2015. — Vol. 16. — P. 624–625.

## ДИНАМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ ЗЕМЛИ НА ВЫСОКИХ И СРЕДНИХ ОРБИТАХ

В работе исследуется динамическая эволюция искусственных спутников Земли, движущихся в окрестности высокоэллиптических орбит и на средних орбитах в окрестности областей движения спутников глобальных навигационных систем.

Динамическая эволюция на коротких интервалах времени исследована на основе позиционных наблюдений высокоорбитальных объектов на телескопе СБГ Коуровской астрономической обсерватории УрФУ. В 2015 г. определено свыше 2 800 положений для более чем 110 объектов. Построено 145 улучшенных орбит.

Изучение динамической эволюции на длительных интервалах времени выполнялось на основе результатов численного моделирования. Использовалась «Численная модель движения искусственных спутников Земли», разработанная в НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета. Модель возмущающих сил учитывает основные возмущающие факторы: гравитационное поле Земли, притяжение Луны и Солнца, приливы в теле Земли, световое давление с учетом тени Земли, эффект Пойнтинга—Робертсона, сопротивление атмосферы.

Рассмотрена динамическая эволюция высокоэллиптических орбит с эксцентриситетом 0.65 и критическим наклоном  $63.4^\circ$ . Значения большой полуоси варьировались в пределах 500 км от номинального для орбит типа «Молния» (от 26 000 до 27 100 км).

В области средних орбит рассмотрена динамическая эволюция спутников глобальных навигационных систем (Глонасс, GPS, Бэйдоу, Галилео) и объектов, расположенных выше орбит навигационных спутников на 500 км по большой полуоси, с целью исследования долгопериодической эволюции орбит, которые могут использоваться для размещения спутников, завершивших работу по целевому назначению.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 13-02-00026-а).

С. А. Хоперсков<sup>1</sup>, Е. О. Васильев<sup>2</sup>,  
Д. А. Ладейщиков<sup>3</sup>, А. М. Соболев<sup>3</sup>, А. В. Хоперсков<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Миланский государственный университет

<sup>2</sup>Южный федеральный университет

<sup>3</sup>Уральский федеральный университет

<sup>4</sup>Волгоградский государственный университет

## РОЛЬ МЕТОДОВ ВЫДЕЛЕНИЯ ОБЛАКОВ В АНАЛИЗЕ СТРУКТУРНЫХ СООТНОШЕНИЙ ГИГАНТСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ

В работе исследованы физические свойства молекулярных облаков в моделях дисковых галактик с различной морфологией. Использована гидродинамическая модель, которая учитывает неравновесную химическую кинетику молекул  $\text{H}_2$  и  $\text{CO}$ , самогравитацию, звездообразование, а также процессы обратной связи. Исследованы структурные соотношения (соотношения Ларсона) для двух различных методов выделения молекулярных облаков. Первый метод основан на пороге лучевой концентрации водорода в двухмерных картах типа «положение—положение» (PP), а второй метод основан на анализе кубов данных типа «положение—положение—скорость» (PPV) в линии  $\text{CO}(1-0)$  методом CLUMPFIND. Установлено, что физические параметры молекулярных облаков в обоих методах выделения в целом соответствуют друг другу. Исключением является функция масс молекулярных облаков, которая в случае анализа данных типа PPV в линии  $\text{CO}(1-0)$  методом CLUMPFIND имеет хвост в области маломассивных облаков с массами  $10^3-10^4 M_\odot$ . В случае вариации порога лучевой концентрации водорода при анализе двухмерных карт типа PP найдены существенные изменения коэффициентов структурных соотношений. В случае анализа кубов данных типа PPV в линии  $\text{CO}(1-0)$  порог на яркостную температуру не влияет на коэффициенты структурных соотношений.

## О ВРАЩЕНИИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

По наблюдательному материалу, полученному на телескопе АЦУ-5 Коуровской астрономической обсерватории УрФУ, изучались различные характеристики поворотов солнечных пятен. Материал содержит видеосъемку около 70 пятен, наблюдавшихся в течение 2000—2007 гг. В 2008—2009 гг. активность Солнца была чрезвычайно низкой, а после 2010 г., когда активность увеличилась, пятен, подходящих для съемки, наблюдалось очень мало. Съемка отдельного пятна проводилась в течение нескольких часов, в зависимости от погоды и прочих обстоятельств, ежеминутно в течение пяти секунд. Поворот пятна определялся изменением угла между солнечным экватором и осью пятна, прямой, проходящей через центры отдельных ядер в пятне. Для определения угла поворота оси пятна относительно солнечного экватора использовались наилучшие кадры.

Повороты пятен носят весьма разнообразный характер. Это и медленные повороты пятна в течение нескольких суток, и быстрые в течение 20—40 мин, накладывающиеся на медленные повороты.

Характер поворотов солнечных пятен можно связать с различными характеристиками пятен: размерами, напряженностью магнитного поля, гелиографической широтой, конфигурацией пятна и т. д. Поскольку среди наблюдательного материала довольно много пятен, съемка которых велась в течение нескольких дней, есть возможность сравнить характер медленного поворота с характером быстрых колебаний, по сути, изменение быстрых колебаний с развитием пятна. Оказалось, что по мере старения пятна амплитуда и период быстрых колебаний уменьшаются. Отмечена также тенденция изменения амплитуды быстрых колебаний с конфигурацией пятна, в частности, с расположением ядер тени относительно солнечного экватора.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ РАСПАДА ГРАВИТИРУЮЩИХ КОЛЕЦ

Проблема устойчивости самогравитирующих систем является одной из нерешенных в настоящее время. С одной стороны, в ряде галактик существует некоторое количество звезд с большими скоростями, которые способны покинуть их пределы с течением времени. Механизмы этого явления остаются во многом неясными. С другой стороны, при формировании планетных систем важную роль играет гравитационное взаимодействие между ними, приводящее к хаотическому поведению. Чтобы понять механизмы этих явлений, нами исследована модельная система, состоящая из массивного центрального тела и кольца материальных точек, движущихся по круговым орбитам вокруг него.

Движение считается двумерным. На основе модели в среде Microsoft Visual C++ 2008 написана программа StarDynamics для реализации движения материальных точек на основе метода молекулярной динамики.

В качестве примера рассмотрена система, состоящая из центрального тела, равного по массе Солнцу, и 20 планет, равных по массе Юпитеру. Планеты помещались в широкое кольцо, после чего производился подсчет доли улетевших планет за 500 лет. Улетевшей считается планета, чья кинетическая энергия больше потенциальной. Найдена зависимость доли улетевших материальных точек от ширины кольца и их массы. В частности, установлено, что чем шире кольцо, тем меньше доля улетевших планет. Данная зависимость может быть аппроксимирована на случаи очень плотных и очень разреженных колец.

Найдена зависимость максимального показателя Ляпунова от ширины кольца при разных массах материальных точек.

Полученные результаты могут быть применены для моделирования эволюции галактик, включая взаимодействие звезд и темной материи.



## РАЗЛОЖЕНИЕ ГАМИЛЬТониАНА ПЛАНЕТНОЙ ЗАДАЧИ В РЯД ПУАССОНА В ГЕЛИОЦЕНТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ ОТСЧЕТА

Фундаментальным этапом при построении теории орбитальной эволюции планетных и спутниковых систем является разложение гамильтониана системы в ряд Пуассона. Основными используемыми системами отсчета при этом являются система координат Якоби и гелиоцентрическая система координат.

Некоторое преимущество подхода Якоби связано с единым представлением возмущающей функции для каждой планеты [1]. Однако в случае большого числа планет якобиева система координат не всегда удобна, так как координаты одного тела зависят от положения нескольких тел в системе, что приводит к необходимости разложения возмущающей функции в ряд по степеням малого параметра.

В гелиоцентрической системе отсчета координаты каждого тела отнесены только к одному центральному телу. Это позволяет представить главную часть возмущающей функции в виде суммы слагаемых, каждое из которых зависит от положения лишь пары планет. В результате разложение возмущающей функции может быть построено сразу по оскулирующим элементам.

В данной работе разложение главной части было выполнено с помощью эффективного метода, использующего коэффициенты Лапласа [2]. Указанный метод может быть применен в случае исследования орбит, близких к круговым и компланарным.

Работа выполнена при финансовой поддержке СПбГУ (грант 6.37.341.2015).

### Библиографические ссылки

1. *Дубошин Г. Н.* Небесная механика. Основные задачи и методы. — М. : Наука, 1975.
2. *Laskar J., Robutel P.* Stability of the Planetary Three-Body Problem — I. Expansion of the Planetary Hamiltonian // *Celest. Mech. Dyn. Astr.* — 1995. — Vol. 62. — P. 193—217.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ВЫСОКООРБИТАЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ПОЗИЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ НА ТЕЛЕСКОПЕ СБГ

В работе исследуется динамическая эволюция искусственных спутников Земли, движущихся в окрестности высокоэллиптических и геосинхронных орбит по результатам позиционных наблюдений, выполненных на телескопе СБГ в 2015 г.

Определение улучшенных орбит выполнялось с помощью программного комплекса «Celestial Mechanics», разработанного в Астрономическом институте Бернского университета.

Положение зон резонансов оценивалось для резонансов  $n$ -,  $i$ -,  $e$ -типов: резонанса между средним движением спутника и угловой скоростью вращения Земли и субрезонансов, учитывающих движение узла и перицентра орбиты соответственно. Рассматривались резонансы как низких, так и высоких порядков.

Исследование динамической эволюции на основе улучшенных элементов орбит выполнялось на интервале времени три года на основе результатов численного моделирования. Использовалась «Численная модель движения искусственных спутников Земли», разработанная в НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета. Модель возмущающих сил учитывала основные возмущающие факторы: гравитационное поле Земли, притяжение Луны и Солнца, приливы в теле Земли, световое давление с учетом тени Земли, эффект Пойнтинга—Робертсона, сопротивление атмосферы.

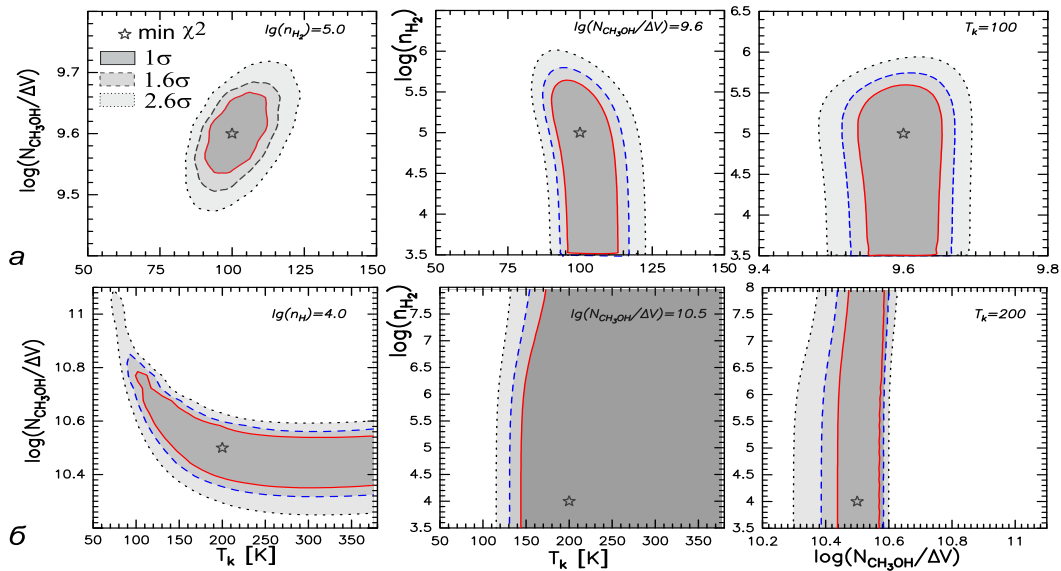
Выполнено сравнение результатов численного моделирования с наблюдениями. Получены оценки интервалов времени ожидаемых прохождений спутниками через зоны резонансов высоких порядков.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 13-02-00026-а).

## ПРИМЕНЕНИЕ УТОЧНЕННОЙ МОДЕЛИ СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ДЛЯ ОЦЕНКИ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В NGC6334I

Проведены оценки физических параметров в молекулярном ядре NGC6334I по «квазитепловым» линиям метанола. Физические параметры: плотность  $n_{H_2}$ , температура  $T_k$ , обилие и лучевая концентрация  $CH_3OH$  оценены с учетом уточненной модели столкновительных коэффициентов Rabli & Flower (2010 г., две статьи).

В связи со сложной структурой объекта оценка проводилась по двум группам переходов: низковозбужденным ( $v_t = 0, E_{ур} < 175 \text{ см}^{-1}$ ) и высоковозбужденным ( $v_t = 1, E_{ур} > 415 \text{ см}^{-1}$ ). Получено, что излучение в линиях, соответствующих низковозбужденным переходам, генерируется в области с параметрами  $T_k = 90\text{--}115 \text{ K}$ ,  $n_{H_2} < 3.2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ ; высоковозбужденным — в области с  $T_k > 150 \text{ K}$ , по  $n_{H_2}$  в доверительный интервал  $1\sigma$  попадает весь рассматриваемый диапазон  $10^3\text{--}10^9 \text{ см}^{-3}$  (см. рисунок).

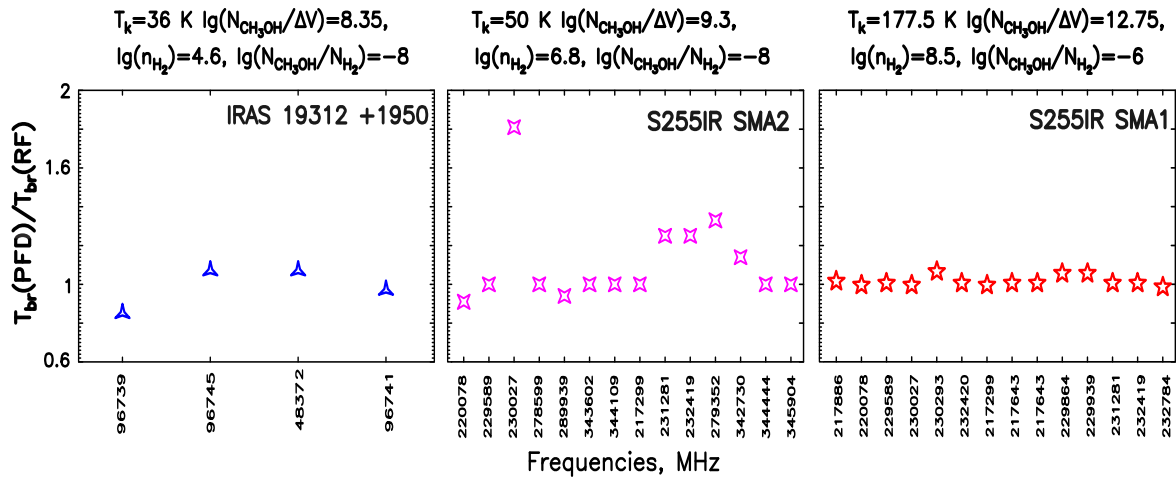


Распределение  $\chi^2$  в сечениях по параметрам по (а) низковозбужденным переходам, (б) — высоковозбужденным переходам

## ВЛИЯНИЕ УТОЧНЕНИЯ СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ НА ОЦЕНКИ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОБЛАСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД ПО ЛИНИЯМ МЕТАНОЛА

Проанализированы оценки физических параметров молекулярных сгустков в областях образования массивных звезд, проведенные по данным о «квазитепловых» линиях метанола. Оценки получены с использованием двух моделей коэффициентов столкновительного возбуждения: Pottage, Flower & Davis (статьи 2001–2004 гг.) и Rabli & Flower (2010 г., две статьи). В качестве столкновительных агентов при возбуждении метанола рассматривались параводород ( $p\text{H}_2$ ) и He. Доля He по числу частиц составляла 0.2.

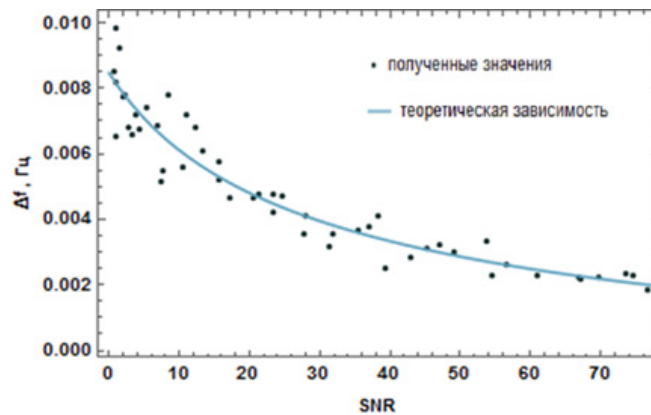
Показано, что отличия значений столкновительных коэффициентов в рассмотренных моделях не оказывают существенного влияния на качество приближения интенсивностей квазитепловых линий и результирующие оценки физических параметров (см. рисунок). Однако использование модели Rabli & Flower предпочтительнее, так как она рассчитана для большего количества уровней (до  $J = 15$ , включая крутильно-возбужденные уровни  $v_t = 2$ ).



Отношение яркостных температур линий в модели Pottage, Flower & Davis (PFD) к одноименным в модели Rabli & Flower (RF)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЕРИОДИЧЕСКОГО СИГНАЛА НА ФОНЕ БЕЛЫХ ШУМОВ

В данной работе была решена радиофизическая задача оценивания точности параметров периодического сигнала на фоне шумов. Путем математического моделирования некоторого периодического сигнала  $u(t) = A \sin(2\pi f_0 t) + n(t)$  была получена зависимость погрешности измерения частоты для данного сигнала от величины  $SNR$  сигнал/шум.



Рассчитанное стандартное отклонение сдвига амплитуды для значений параметра  $SNR$

Как видно из представленной зависимости, погрешность частоты является обратной функцией величины  $\sqrt{SNR}$ .

Найденное поведение погрешности (см. рисунок) измерения частоты от значения отношения сигнал/шум удовлетворяет теоретической зависимости и выражается формулой

$$\Delta f = \frac{0.045}{\sqrt{16.35 + SNR}}.$$

Таким образом, при наблюдениях новых периодических источников на БСА ФИАН при характерных величинах отношения  $SNR \sim 5-10$  точность измерения частоты сигнала составляет  $\approx 6-10$  мГц.

## СТРУКТУРА ЭМИССИИ ЛИНИЙ КАЛЬЦИЯ H И K CaII И ВОДОРОДА H $\epsilon$ В МАГНИТНЫХ ПЕТЛЯХ НАД АКТИВНЫМИ ОБЛАСТЯМИ МАЛОЙ МОЩНОСТИ

Проведено сравнение характера высвечивания плазмы в линиях ионизованного кальция H и K CaII и линии водорода H $\epsilon$  в корональных магнитных петлях над двумя активными областями, которые наблюдались на лимбе Солнца 7–8 июля 2013 г. Наблюдения получены в АО УрФУ с использованием ПЗС-системы SXV-H9 Starlight Xpress, установленной в фокальной плоскости спектрографа АСП-20 горизонтального солнечного телескопа АЦУ-5. Петельные системы наблюдались на юго-восточном и юго-западном лимбе Солнца вблизи экватора над двумя малоактивными областями, в которых на момент наблюдений практически отсутствовали пятна и рентгеновские вспышки баллов C, M, X (по данным КА SDO, GOES-15). Разрешение по спектру составляло 0.0306 Å/пк, разрешение по времени 0.5–2 мин. Всего получено 115 ПЗС-изображений спектров.

Результаты. 1) По линиям кальция определено, что плазма в петлях неоднородна и высвечивается дискретными участками. 2) Вычислены скорости по лучу зрения (до  $79 \pm 1.7$  км/с). На временных промежутках 1–2 мин происходили динамические явления в петлях. 3) С целью выявления особенностей структуры эмиссии в линиях водорода и кальция проведено разложение на компоненты участков спектра, включающих одновременно линии H CaII и H $\epsilon$ . В использованной программе в качестве единственного начального приближения вводилось предполагаемое суммарное количество гауссиан. Показано, что структуры линий кальция H CaII и водорода H $\epsilon$  не являются идентичными. Многокомпонентность наблюдается в основном в линиях кальция. Различие можно объяснить наличием заряда у ионов кальция и отсутствием заряда у нейтрального водорода, вследствие чего влияние магнитных полей на высвечивание плазмы в них различно.

## ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА

Целями исследования мы поставили изучение дифференциального вращения Солнца и оценку величины активности Солнца в текущем цикле, изучение структуры солнечных пятен.

Изучение дифференциального вращения — главная задача проекта. Метод исследования заключался в измерении координат пятна и подстановке их в выведенную нами формулу, связывающую их изменение и изменение гелиографической долготы. Проложив операцию для 31 пятна на разных широтах, мы применили МНК для выявления искомой зависимости. Используя данные статьи [1], мы оценили величину активности Солнца в пике 24-го цикла.

Изучение структуры солнечных пятен — следующая наша задача. Нами был придуман геометрический метод определения глубины пятна. Наш метод не нуждается в непрерывном наблюдении пятна, что дает ему преимущество. Мы вывели формулу связи видимой проекции, глубины пятна и угла между плоскостями полутени и касательной плоскостью, с помощью которой для 13 пятен вычислили нужные параметры. Также мы проверили, зависит ли глубина пятна от его площади.

При помощи МНК мы получили зависимость для дифференциального вращения Солнца. Используя значение свободного члена в этой зависимости, мы оценили величину солнечной активности в пике 24-го цикла. Это одно из первых подтверждений эмпирического закона о связи величины пика активности и скорости вращения на экваторе.

### Библиографические ссылки

1. *Kambry M. A., Nishikawa J.* Solar differential rotation derived from sunspot observations // *Sol. Phys.* — 1990. — Vol. 126. — P. 89–100.

## РАСЧЕТ ИЗЛУЧЕНИЯ $\text{H}_2\text{CO}$ С УЧЕТОМ УРОВНЕЙ ВОЗБУЖДЕННЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ В МАССИВНЫХ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКАХ

В условиях аккреционных дисков вокруг массивных звезд при высоких температурах и интенсивном излучении возможно возбуждение нижних вращательных уровней возбужденных колебательных состояний (возбужденных уровней) формальдегида ( $\text{H}_2\text{CO}$ ), что может влиять на интенсивность вращательных радиопереходов. В предыдущих расчетах переноса излучения  $\text{H}_2\text{CO}$  учитывались лишь уровни основного колебательного состояния (основные уровни).

Цель данной работы заключалась в создании модели молекулярных уровней и переходов  $\text{H}_2\text{CO}$  с учетом возбужденных колебательных состояний и расчете переноса излучения в линиях  $\text{H}_2\text{CO}$ .

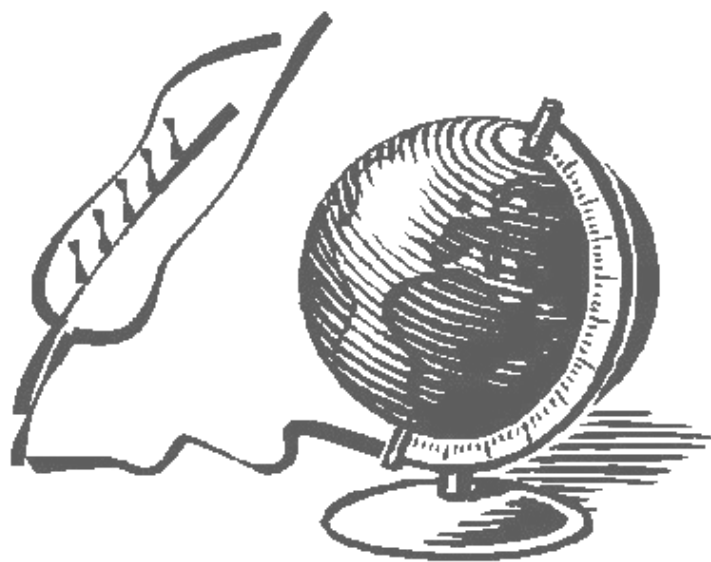
Для расчетов из базы ECHOmol были выбраны основные и возбужденные уровни с энергиями до 1 000 и 1 500  $\text{cm}^{-1}$  соответственно. При этом выбирались только возбужденные уровни, которые связаны с основными радиативными переходами. По известным коэффициентам для столкновительных переходов между основными уровнями экстраполяцией были получены коэффициенты между всеми остальными уровнями. Для экстраполяции использовались нейронные сети. Полученные данные затем использовались для расчета переноса излучения в линиях  $\text{H}_2\text{CO}$  в приближении большого градиента скорости. Для расчетов использовалась ранее опубликованная модель аккреционного диска вокруг массивной двойной звезды.

Предварительные результаты показали, что учет возбужденных уровней может существенно повлиять на оптическую толщину во вращательных переходах. При одних и тех же физических условиях учет возбужденных уровней может приводить к смене знака оптической толщины с положительного на отрицательный, т. е. к мазерному усилению.

Работа выполнялась в Уральском федеральном университете при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 15-12-10017).



# Из истории науки





## СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ КООРДИНАТНОГО, ТОПОГРАФО-ГЕОДЕЗИЧЕСКОГО И КАРТОГРАФИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

В статье показано современное состояние координатного, топографо-геодезического и картографического обеспечения в Российской Федерации и даются основные направления развития отрасли. Рассмотрены новые системы координат ГСК-2011 и ПЗ-90.11 и проблемы, связанные с их введением.

State-of-the-art of coordinate, surveying and mapping support in Russian Federation is considered. Main trends of geodetic sector development are discussed. New coordinate systems GSK-2011 and PZ-90.11 are considered as well as problems connected with putting the systems into operation.

Большое значение в настоящее время для координатного обеспечения территории России и оперативного обновления картографической основы является использование глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) ГЛОНАСС, GPS, Galileo, Beidou и др.

Современное состояние координатного, топографо-геодезического и картографического обеспечения определяет уровень экономического развития, обороны и безопасности страны.

Политические и социально-экономические события последних лет требуют незамедлительного принятия мер для восстановления и развития геодезической отрасли. Кризисные явления в экономике, науке, образовании привели к тому, что топографо-геодезическое и картографическое обеспечение страны находится в тяжелом состоянии.

Поручение Правительства Российской Федерации от 09.12.2014 г. № РД-П9-9074 — свидетельство того, что задача финансирования топографо-геодезического, координатного и картографического обеспечения является актуальной задачей [1].

Развитие государственной системы координат — одна из важнейших задач для осуществления топографо-геодезической и картографической деятельности в РФ.

Уровень и интенсивность геодезического обеспечения характеризуются двумя основными факторами: состоянием средств геодезических измерений и востребованностью экономики к точности и оперативности получения геодезических данных. Эти факторы непосредственно связаны с созданием ГНСС — ГЛОНАСС, GPS, Galileo и др.

В 2006—2010 гг. по заданиям Росреестра и Роскартографии, под руководством ЦНИИГАиК, при участии Роскосмоса, Росстандарта и РАН была разработана государственная геодезическая система координат 2011 г. (ГСК-2011) [2].

Итогом этих работ явилось Постановление Правительства РФ от 28 декабря 2012 г. № 1463 «О единых государственных системах координат». С текстом данного постановления можно ознакомиться на интернет-портале Правительства РФ.

Постановлением Правительства РФ от 28 декабря 2012 г. № 1463 в качестве государственных систем координат введены:

- *геодезическая система координат 2011 г. (ГСК-2011)* — для использования при осуществлении геодезических и картографических работ;
- *общеземная геоцентрическая система координат «Параметры Земли 1990 года» (ПЗ-90.11)* — для использования в целях геодезического обеспечения орбитальных полетов и решения навигационных задач.

Постановление ограничивает период применения действующих в настоящее время государственных систем координат СК-42, СК-95 до 1 января 2017 г. Одной из причин перехода к новой системе координат является повышение точности координатного обеспечения страны. Системы координат СК-42 и СК-95 были получены в основном классическими методами триангуляции и полигонометрии, которые по точности на порядок уступают современной геодезической спутниковой технологии. Такое несоответствие стало очевидным и требовало введения новой системы координат [3].

Государственная геодезическая сеть (ГГС) создавалась в нашей стране в 1930—1980 гг. ГГС включает примерно 160 тыс. пунктов 1-го и 2-го классов, а также около 180 тыс. пунктов 3-го, 4-го классов. Для всех пунктов определены координаты, которые дают пространственное положение точек в числовом виде, образуют систему координат, обеспечивающую единство представления данных, удобны для решения практических задач и востребованы пользователями.

Новые государственные системы координат ГСК-2011 и ПЗ-90.11 соответствуют перечисленным принципам. Они являются геоцентри-

ческими экваториальными пространственными прямоугольными системами координат. Положение точки в этих системах определяется относительно центра масс, главной отсчетной плоскостью является плоскость экватора, счет координат выполняется в правосторонней пространственной декартовой системе координат  $X, Y, Z$ . Начало отсчета координат находится в центре Земли. Положение отсчетных линий и плоскостей в ГСК-2011 и ПЗ-90.11 определяется на основе обработки реальных траекторных наблюдений согласно рекомендациям Международной службы вращения Земли и Международного бюро времени. Координаты пунктов в этих системах имеют высокую сходимость порядка 1–3 см со значениями координат этих же пунктов в системах WGS-84 (World Geodetic System 1984) и ITRF (International Terrestrial Reference Frame).

Ответственность за создание и эксплуатацию пунктов государственной геодезической сети (ГГС), образующих систему координат ГСК-2011, возложено на Росреестр, а ответственность за создание и эксплуатацию пунктов, входящих в общеземную геоцентрическую систему координат ПЗ-90.11, — на Минобороны России [2].

Основу ГСК-2011 составляет ГГС, которая состоит из сетей трех уровней:

- ФАГС — фундаментальная астрономо-геодезическая сеть, которая включает 50 пунктов, из них 33 пункта для открытого пользования. На пунктах ФАГС постоянно ведутся наблюдения ГНСС;
- ВГС — высокоточная геодезическая сеть, включающая в себя 300 пунктов. На пунктах этой сети наблюдения ГНСС повторяются периодически;
- СГС-1 — спутниковая геодезическая сеть 1-го класса, постоянно пополняемая, в настоящее время она насчитывает порядка 4 500 пунктов. Пункты СГС-1, как правило, размещают в густонаселенных, экономически развитых районах, где в больших объемах выполняются геодезические измерения с использованием ГНСС [3].

Большое значение в настоящее время имеет решение задачи приведения накопленного геодезического и картографического материалов, полученных в разных системах координат (СК-42, СК-63, СК-95, МСК), к единой государственной геодезической системе ГСК-2011. Речь идет о материалах инженерно-геодезических изысканий, крупномасштабных планах городов и планов развития локальных территорий. Данные государственного кадастра недвижи-

мости (ГКН) создавались, как правило, в местных системах (МСК) и составляют около 30 тыс. [3].

Система координат СК-42 с позиций современных требований имеет низкую точность, погрешности координат пунктов ГГС, ее реализующей, характеризуются неоднородным распределением в разных частях России. Бывают случаи, что даже в пределах одного района погрешности координат пунктов изменяются в диапазоне нескольких метров [2]. Таким образом, существующие точности системы координат СК-42 и образованных на ее основе СК-63 и МСК-NN (NN — номер региона России) не позволяют использовать ГЛОНАСС в системе геодезического обеспечения нашей страны.

Для решения задачи приведения МСК-NN к ГСК-2011 ЦНИИГАиК по заданию Росреестра выполнил уравнивание классической сети триангуляции и полигонометрии с привязкой на пункты ФАГС, ВГС и СГС-1, с использованием результатов угловых, линейных и астрономических наблюдений на пунктах ГГС 1—4 классов. В результате вся совокупность пунктов ГГС, а это более 350 тыс., стала физической реализацией и носителем ГСК-2011 [2]. Это обеспечивает эффективное применение ГНСС при выполнении геодезических, картографических, кадастровых работ, для создания единого координатного обеспечения, а также позволяет использовать большое количество геодезических и картографических материалов, полученных ранее на основе традиционных технологий в разных системах координат.

Анализ текущего состояния тенденций развития, мировой опыт стран с большой территорией в области координатного, топографо-геодезического обеспечения РФ определяет основные приоритетные направления развития в условиях возрастания потребности в современных и точных геопространственных данных, обеспечения технологической независимости [4].

Остановимся на обзоре современного состояния координатного, топографо-геодезического и картографического обеспечения. В основе функционирования этой системы находятся наука, образование и производство. Объединение научных, образовательных и производственных программ дает возможность организовать выполнение топографо-геодезических и картографических работ по созданию государственных геодезических, нивелирных и гравиметрических сетей, государственных топографических карт. Каталоги координат, высот, ускорений силы тяжести, наименований объектов, государственные топографические карты, Единая электронная

картографическая основа (ЕЭКО) являются государственным информационным ресурсом и находятся в Федеральном картографо-геодезическом фонде (ФКГФ). Система доведения до потребителей картографо-геодезических материалов и данных реализуется на основе инфраструктуры пространственных данных (ИПД) [1]. Геодезическое обеспечение, плотность и сохранность пунктов, периодичность повторных наблюдений в значительной степени влияют на качество картографического материала, эффективность обеспечения обороноспособности страны, выполнения проектно-строительных работ.

Основной производственной структурой для выполнения топографо-геодезических и картографических работ является ОАО «Роскартография», в котором большинство из 33 предприятий в результате кризисных явлений в экономике находятся в тяжелом финансовом состоянии, что затрудняет выполнение производственных задач. Из 33 предприятий 10 предприятий находятся в удовлетворительном финансовом состоянии, остальные оказались банкротами или в неудовлетворительном финансовом состоянии [1].

Текущее недостаточное финансирование геодезического и картографического производства привело к тому, что общий объем государственных топографических карт масштабов 1:10 000 — 1:1 000 000, который не соответствует нормативным срокам обновления, составляет 334,9 тыс. номенклатурных листов. Ежегодно устаревает 21,7 тыс. номенклатурных листов.

Только по картам масштабов 1:50 000 и 1:100 000 нормативное обеспечение составляет 100 %. Для приведения в соответствие к 2030 г. государственных топографических карт, находящихся в ФКГФ, необходимо ежегодное обновление не менее 44 тыс. номенклатурных листов, если будут созданы производственные мощности и будет обеспечено финансирование работ [1].

В связи с переходом на новую систему геодезических координат (ГСК-2011) возникает проблема пересоздания всех топографических карт. Это обусловлено значительными различиями между СК-42, СК-95 и ГСК-2011 в параметрах применяемых эллипсоидов, а также их ориентировке в теле Земли. Координаты одних и тех же объектов в СК-42 (СК-95) и ГСК-2011 отличаются до 100 м и более. Погрешности такого порядка превышают графическую точность любой топографической карты от масштаба 1:200 000 и крупнее. Это обстоятельство определяет необходимость их переделки, а также в целом постановку вопроса об оптимизации государственных карт, к

которым относятся топографические карты масштабов 1 : 10 000 — 1 : 1 000 000 [5].

Основной целью оптимизации, как следует из статьи В. М. Фонарева, Л. И. Яблонского [5], является создание единой унифицированной системы карт двойного применения: для военных и для гражданских пользователей. По мнению авторов, Единую систему государственных карт Российской Федерации (ЕСГК РФ) целесообразно рассматривать в виде двух подсистем:

- а) подсистема топографических карт масштабов от 1 : 10 000 до 1 : 200 000;
- б) подсистема топографических карт масштабов от 1 : 500 000 до 1 : 4 000 000.

Предлагается карты масштабов 1 : 500 000 и 1 : 1 000 000 исключить из состава топографических карт и отнести их к обзорным картам. Карты этих масштабов будут необходимы в гражданской сфере для общей оценки крупных географических районов, решения задач генерального планирования строительства крупных объектов и т. д.; в военном деле — для изучения общего характера местности при планировании операций, организации взаимодействия и управления войсками. В авиации карты масштабов 1 : 500 000 и 1 : 1 000 000 могут использоваться в качестве полетных карт. Предстоит большая, кропотливая работа по созданию предлагаемой ЕСГК РФ, требующей соответствующего финансирования. Планируется провести в 2016—2017 гг. НИОКР (научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы) по уточнению всех научно-технических вопросов, связанных с созданием ЕСГК РФ, а также с подготовкой проекта программ перехода к этой системе карт, которую необходимо будет представить в Правительство Российской Федерации [5].

Таким образом, в настоящее время основными направлениями работ по внедрению ГСК-2011 в систему современного геодезического координатного обеспечения является выполнение комплекса фундаментальных профильных научно-исследовательских работ по развитию ФАГС, ВГС и СГС-1, созданию ЕСГК РФ, модернизации МСК, разработке алгоритмов пересчета координат различных объектов в ГСК-2011 с целью картографирования территории РФ в единой государственной системе координат.

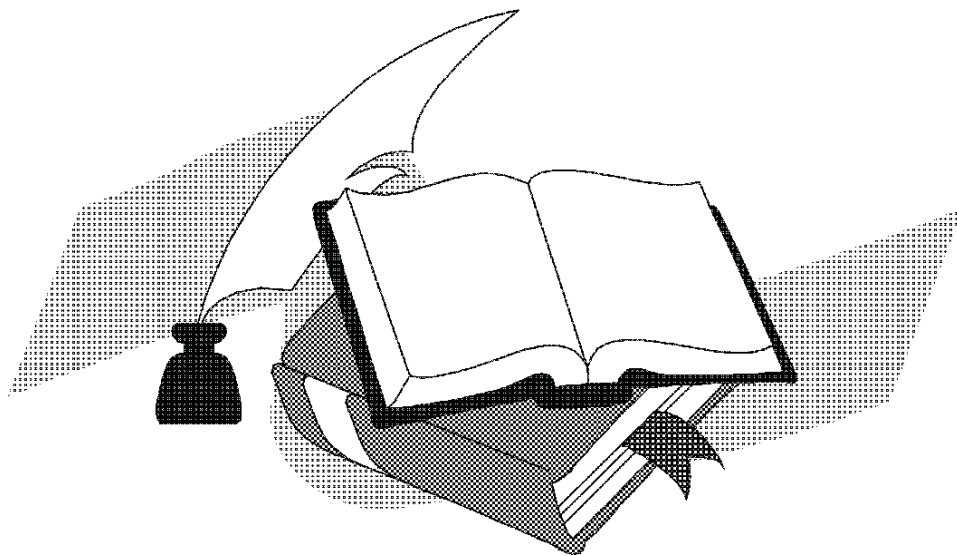


## Библиографические ссылки

1. *Васильев И. В., Коробов А. В., Побединский Г. Г.* Основные направления топографо-геодезического и картографического обеспечения Российской Федерации // *Геодезия и картография.* — 2015. — № 3. — С. 2—13.
2. *Горобец В. Л., Демьянов Г. В., Майоров А. Н., Побединский Г. Г.* Современное состояние и направления развития геодезического обеспечения РФ. Системы координат // *Геопрофи.* — 2013. — № 6. — С. 4—9.
3. *Левитская Т. И.* Современные системы координат в геодезии // *Физика космоса : Тр. 43-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 3—7 февр. 2014 г.* — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2014. — С. 249—260.
4. *Горобец В. Л., Демьянов Г. В., Майоров А. Н., Побединский Г. Г.* Современное состояние и направления развития геодезического обеспечения РФ. Высотное и гравиметрическое обеспечение // *Геопрофи.* — 2014. — № 1. — С. 5—11.
5. *Фонарев В. М., Яблонский Л. И.* О создании новой Единой системы государственных карт Российской Федерации // *Геодезия и картография.* — 2015. — № 7. — С. 24—30.



# Литературные страницы





Да... СОРОК ПЯТАЯ(!) — вам это не бирюльки!  
Ужели осень так ступает неприметно,  
Что новый телескоп — лишь сладкая пилюлька  
Всем устремлениям, фатально безответным?..  
Что наша жизнь пред ликом мироздания?  
Что наши страсти — гнев или любовь?  
Мы удостоены лишь легкого касания  
Мистерии Вселенской вновь и вновь...

## Три минуты юности

Насколько быстро мчится время,  
Где нам найти простой ответ?  
Об этом думаю со всеми,  
Кому уже за сорок лет.

В житейской бурной суматохе  
Рассеялись, как сизый дым,  
Года прекраснейшей эпохи —  
Когда считался молодым.

Когда ж закрылись золотые  
Страницы юности главы?  
Когда студент меня впервые  
Назвал по отчеству, на «Вы».

А ведь я сам ходил на пары,  
Гранит науки разгрызал,  
В родной общаге на гитаре  
Среди девчонок зажигал.

Свобода в сердце, хаос в мыслях —  
Весь мир открыт передо мной,  
А круг друзей так многочислен,  
Что мало книжки записной.

В плацкартах тесных магистральных  
Под стук колес, среди друзей  
Познал тогда в поездках дальних  
Я счастье юности своей.

Но год за годом пролетели,  
Сложнее быт, все больше дел.  
Друзья, все как один, успели  
Создать семейный свой удел.

Живем теперь в своих владеньях,  
Нет больше наших добрых встреч.  
Отдали новым поколениям  
Сиянье юности зажечь.

Мой лоб, морщинками покрытый,  
Есть первый проблеск седины. . .  
Что прожито и то, что скрыто,  
Теперь по времени равны.

Все как в футболе происходит —  
Мой первый тайм идет к концу,  
И свистнуть ничего не стоит  
На тайм второй судьбе-творцу.

Но не могу с судьбой смириться,  
Еще не слышал я свисток,  
За тайм свой первый буду биться  
Так, чтоб продлить его чуток.

Пусть три минуты буду юным,  
Пусть первый тайм еще идет,  
Урвать их будет мне не трудно —  
Огонь во мне еще живет!

Глаза горят, а как иначе?  
Азарт спортивный не иссяк.  
Во тьме давнейших травм, болячек  
Он долгих лет живой маяк.

Какие в наше время годы —  
Когда детишки во дворе  
Гоняют мяч, еще я годен  
Забить гол юркой детворе.

А расчехлю свою гитару,  
Друзьям старинным позвоню:  
«Ведь мы еще совсем не стары,  
Идем к походному огню!

Там пообщаемся мы славно,  
И песню юности споем. . . »  
Все точно так. Но все же в главном  
Хочу поведать вот о чем:

Я муж, и брат, и папа тоже —  
Я в этом мире не один.  
Но главное, всего дороже,  
Что, к счастью, я еще и сын.

Отец мой, мама! Время — строго,  
Как вас состарили года!  
Не суть — нам мало лет иль много,  
Для вас я юный навсегда!

Согласны все, быть юным — круто!  
Но тайм второй наступит в срок.  
Пройдут и эти три минуты,  
Как не горюй — таков наш рок!

Добавить нечего мне больше,  
Пойду по жизни веселей,  
Тянулись чтоб как можно дольше  
Минуты юности моей!



## Коуровка-45

Сорок пятая школа,  
Сорок пятый подъем  
На вершину, пегасов шпора. . .  
Все просторней миров окоем.

Сорок пятая пьеса  
В репертуаре твоём,  
Коуровка — дочь прогресса! —  
Здесь мы верную ноту берем.

Все мы — дети Большого Взрыва.  
Разлученных галактик свет  
Мы стараемся торопливо  
Зафиксировать. . . Ловим след

Миллиарднолетних событий,  
Миллиарднолетняя пыль  
Нам вселенскую выложит быль,  
Посулит нам фонтаны открытий. . .

Сгустки плазмы Большого Взрыва,  
Вот опять мы здесь собрались,  
На реке Чусовой, у обрыва,  
В сорок пятый раз обнялись.

Телескопам в ночах — не слепнуть,  
Астрономам в мороз — не стыть!  
Нашей дружбе с годами — крепнуть!  
Нашей вечной Науке — быть!

*1 ноября 2015*

## За минуту до «Кофе-брейка»

Брызги плазмы Большого Взрыва,  
Мы — в полете, торопимся жить...  
Две минутки до перерыва —  
Кофе-брейка...

успеть...

доложить...

Нам же есть что сказать хорошего,  
Вот еще один миф развенчан!  
Темный Хаос вселенского крошева  
Хоть на капельку, но уменьшен!

Пусть не бог весть какое открытие,  
Пусть не шаг на пути — шажок,  
В нем есть логика, есть наитие...  
Пазлик сложится — дайте срок!..

Эх, еще бы хоть пару минуток...  
Мысль просвечена на просвет,  
Туго сжатая в промежуток  
Между жесткими «да» и «нет»,

Выгибается, как пружина, —  
Нелинейно велик размах!..  
Заблуждений сухая глина  
Рассыпается в желтый прах!..

...Все, начавшись с Большого Взрыва,  
Неизбежно

однажды

кончается...

Есть минутка до перерыва —  
Кофе-брейка?..

— Доклад продолжается!

*2 ноября 2015*

# Список участников конференции





ФИО	Организация	E-mail
Аввакумова Екатерина Анатольевна	АО УрФУ	e.snegireva@gmail.com
Алакоз Алексей Валерьевич	АКЦ ФИАН	rett@asc.rssi.ru
Алексеев Илья Юрьевич	НИИ КрАО	ilya-alekseev@mail.ru
Архаров Аркадий Александрович	ГАО РАН	arkadi@arharov.ru
Балуев Роман Владимирович	ГАО РАН	r.baluev@spb.u.ru
Бараников Егор Андреевич	ТГУ	yegor-barannikov@mail.ru
Барсунова Ольга Юрьевна	ГАО РАН	monoceros@mail.ru
Барышев Юрий Викторович	СПбГУ	yubaryshev@mail.ru
Баяндина Ольга Сергеевна	АКЦ ФИАН	bayandina@asc.rssi.ru
Биктимирова Регина Альбертовна	УрФУ	bra97@mail.ru
Бисикало Дмитрий Валерьевич	ИНАСАН	bisikalo@inasan.ru
Бисярина Анастасия Павловна	АО УрФУ	bisyarina_nastya@mail.ru
Бокова Валентина Владимировна	УрФУ	Xabasy@mail.ru
Болгова Галина Трофимовна	ИНАСАН	gbolgova@inasan.ru
Боли Пол	КАО УрФУ	pboley@urfu.ru
Большасова Лидия Адольфовна	ТГУ	sla@iao.ru
Борисов Святослав Борисович	ГАИШ МГУ	contact@urfu.ru
Борисова Ксения Андреевна	УрФУ	olga.o-bor@yandex.ru
Бородина Ольга Игоревна	УрФУ	maybeemoi@gmail.com
Боруха Мария Александровна	СПбГУ	vlabukh@gmail.com
Бухтияров Владислав Сергеевич	УрФУ	ivaltts@asc.rssi.ru
Вальтц Ирина Евгеньевна	АКЦ ФИАН	eugstar@mail.ru
Васильев Евгений Олегович	ЮФУ	

ФИО	Организация	E-mail
Васильева Мария Алексеевна	УрФУ	maxa1907@icloud.com
Васюнин Антон Иванович	АО УрФУ	anton.vasyunin@gmail.com
Вибе Дмитрий Зигфридович	ИНАСАН	dwiebe@inasan.ru
Вибе Юлия Зигфридовна	УрФУ	wjulia@mail.ru
Власов Илья Владимирович	ВолГУ	ilya.vla2014@yandex.ru
Волков Константин Валерьевич	УрФУ	KVVolkov19@gmail.com
Галушина Татьяна Юрьевна	ТГУ	tanastra@nxt.ru
Гламазда Дмитрий Васильевич	АО УрФУ	antimuon@mail.ru
Горда Станислав Юрьевич	АО УрФУ	Stanislav.Gorda@urfu.ru
Горшков Виктор Леонидович	ГАО РАН	vigor@gao.spb.ru
Гринин Владимир Павлович	ГАО РАН	vgcrao@mail.ru
Гроховская Александра Александровна	ТГУ	grohovskaya.a@gmail.com
Дашадылыков Алексей Дамдинжапович	БГУ	mir@bsu.ru
Демидова Татьяна Валерьевна	ГАО РАН	proxima1@list.ru
Дерендяев Дмитрий Николаевич	ИПФ РАН	derendyaevdm@mail.ru
Дремов Владимир Владимирович	РФЯЦ-ВНИИТФ	V.V.Dryomov@Vniitf.ru
Дремова Галина Николаевна	РФЯЦ-ВНИИТФ	G.N.Dryomova@mail.ru
Дудоров Александр Егорович	ЧелГУ	dudorov@csu.ru
Ермаков Максим Юрьевич	УрФУ	myriad2006@ya.ru
Ефимова Наталья Владимировна	ГАО РАН	nevastro@yandex.ru
Железнов Николай Борисович	ИПА РАН	nickzhel@mail.ru
Жилкин Андрей Георгиевич	ИНАСАН	zhilkin@inasan.ru
Жиндаев Александр Евгеньевич	БГУ	mir@bsu.ru

ФИО	Организация	E-mail
Заикина Александра Юрьевна	УрФУ	sasha.zaikina.97@mail.ru
Замахов Илья Максимович	ДТДиМ	younsciens@mail.ru
Захарова Полина Евгеньевна	УрФУ	polina.zakharova@urfu.ru
Зинченко Игорь Иванович	ИПФ РАН	zin@appl.sci-nnov.ru
Золотарев Роман Викторович	ЮФУ	rv_zolotarev@mail.ru
Иманов Авваль Бауржанович	УрФУ	170.00@mail.ru
Ионов Дмитрий Эрикович	ИНАСАН	ionovd@inasan.ru
Исламова Залина Заяндыевна	УрФУ	barslina@rambler.ru
Казанцев Андрей Николаевич	ПРАО ФИАН	kaz.prao@bk.ru
Казанцев Максим Борисович	ЧелГУ	kazant@pochta.ru
Казанцев Никита Владимирович	УрФУ	n.kazantcev@gmail.com
Кайзер Галина Тимофеевна	УрФУ	galina.kaiser@urfu.ru
Калинин Александр Александрович	АО УрФУ	Alexander.Kalinin@urfu.ru
Калинина Наталья Дмитриевна	АО УрФУ	natalia.kalinina@urfu.ru
Каргальцева Наталья Сергеевна	ЧелГУ	kargaltsevans@mail.ru
Карташова Анна Петровна	ИНАСАН	akartashova@inasan.ru
Каширин Михаил Владимирович	ТГУ	carryelement@gmail.com
Квашнина Альвира Васильевна	УрФУ	alvira.kvashnina@gmail.com
Киричек Елена Александровна	ГАО РАН	elenakirichek@gmail.com
Киричек София Евгеньевна	ГУЗ	elenakirichek@gmail.com
Кирсанова Мария Сергеевна	ИНАСАН	kirsanova@inasan.ru
Кискин Михаил Юрьевич	УрФУ	kiskin_m@mail.ru
Климова Екатерина Сергеевна	УрФУ	Klimova.eka@yandex.ru

ФИО	Организация	E-mail
Ковалева Дана Александровна	ИНАСАН	dana@inasan.ru
Кожевников Валерий Петрович	УрФУ	valery.kozhevnikov@urfu.ru
Кожевникова Алла Валерьевна	АО УрФУ	kozhevnikova-a@yandex.ru
Козлова Анастасия Владимировна	УрФУ	nastya.mail.ru_0@mail.ru
Кононов Дмитрий Алексеевич	ИНАСАН	dkononov@inasan.ru
Константинов Александр Олегович	УрФУ	79045423905@yandex.ru
Крохалев Данил Сергеевич	АО УрФУ	krohalden@mail.ru
Кудрявцев Станислав Олегович	АО УрФУ	boxofpainter@mail.ru
Кузнецов Эдуард Дмитриевич	УрФУ	eduard.kuznetsov@urfu.ru
Кузьмин Алексей Николаевич	ЧелГУ	Alexey.Kuzmin@gmail.com
Кулеш Максим Вячеславович	УрФУ	darkshadowmirror@gmail.com
Куртеев Евгений Викторович	ЧелГУ	kev@csu.ru
Ладейщиков Дмитрий Антонович	АО УрФУ	dmitry.ladeyschikov@urfu.ru
Лебедев Никита Дмитриевич	ИПФ РАН	nekitlebedev@mail.ru
Левитская Татьяна Иосифовна	УрФУ	tatyana.levitskaya@urfu.ru
Левкина Полина Анатольевна	ИНАСАН	ayvazovskaya@inasan.ru
Лукашевич Дмитрий Евгеньевич	УрФУ	dmitrylukashevich@mail.ru
Лялюхова Ирина Евгеньевна	ТГУ	79539224426@yandex.ru
Лямова Галина Викторовна	АО УрФУ	azu5965@yandex.ru
Макина Ксения Павловна	БГУ	mir@bsu.ru
Малков Олег Юрьевич	ИНАСАН	malkov@inasan.ru
Малютин Иван Александрович	УрФУ	Smoke074@yandex.ru
Матвеева Екалерина Алексеевна	УрФУ	avelon@e1.ru



ФИО	Организация	E-mail
Медведева Мария Игоревна	УрФУ	attention125@mail.ru
Мелких Екатерина Алексеевна	УрФУ	katsyaynka@yandex.ru
Микрюков Денис Викторович	СПбГУ	denastron@yandex.ru
Мингалиев Марат Габдулович	САО РАН	marat@sao.ru
Моисеева Егения Владимировна	ВолГУ	betru.soli@gmail.com
Молярова Тамара Сергеевна	МФТИ (ГУ)	stripe.tea@gmail.com
Морозова Татьяна Игоревна	ИКИ РАН	timoroz@yandex.ru
Мохнакин Артем Витальевич	ГАО РАН	artspace3@mail.ru
Мурга Мария Сергеевна	ИНАСАН	khramtsova@inasan.ru
Назаров Сергей Валентинович	КраО	astrotourist@gmail.com
Никифорова Виктория Вячеславовна	УрФУ	vikitenni@gmail.com
Никифорова Татьяна Петровна	АО УрФУ	Tatyana.nikiforova@urfu.ru
Носова Мария Александровна	АО УрФУ	yourenemy2012@yandex.ru
Орлов Виктор Владимирович	СПбГУ	vorvor1956@yandex.ru
Осинцев Максим Михайлович	ДТДиМ	trebolyu@mail.ru
Островский Андрей Борисович	УрФУ	Andrey.Ostrovsky@urfu.ru
Павлюченков Ярослав Николаевич	ИНАСАН	pavyar@inasan.ru
Панчук Владимир Евгеньевич	САО РАН	panchuk@ya.ru
Парфёнов Сергей Юрьевич	УрФУ	sergey.parfenov@urfu.ru
Паршакова Ирина Максимовна	УрФУ	iparshakova@mail.ru
Перминов Александр Сергеевич	УрФУ	perminov12@yandex.ru
Петров Сергей Дмитриевич	СПбГУ	sergei@sp14272.spb.edu
Пилипенко Сергей Владимирович	АКЦ ФИАН	spilipenko@asc.rssi.ru

ФИО	Организация	E-mail
Писклова Марина Алексеевна	ЧелГУ	pisklova10@gmail.com
Плотникова Анастасия Николаевна	АО УрФУ	tyww@yandex.ru
Позаненко Алексей Степанович	ИКИ РАН	apozanen@iki.rssi.ru
Полушина Татьяна Сергеевна	УрФУ	tatyana.polushina@urfu.ru
Поляков Денис Михайлович	СПбГУ	polyakovdmi@mail.ru
Попова Елена Андреевна	УрФУ	elenaropovalastikfantik@yandex.ru
Попова Мария Эриковна	АО УрФУ	maria.popova@urfu.ru
Порцева Анна Александровна	УрФУ	ana.part@mail.ru
Потоскуев Александр Эдуардович	УрФУ	alexfmjkee@gmail.com
Роздяконова Юлия Игоревна	УрФУ	YuliaRozdiakonova@yandex.ru
Романовская Анна Михайловна	МГУ	am.romanovskaja@physics.msu.ru
Русских Вячеслав Николаевич	ЧелГУ	rusvyacheslav@mail.ru
Рябчикова Татьяна Александровна	ИНАСАН	ryabchik@inasan.ru
Салий Светлана Викторовна	АО УрФУ	Svetlana.Salii@urfu.ru
Самбаров Георгий Евгеньевич	ТГУ	detovelli@vtomske.ru
Салонкин Николай Артемович	УрФУ	virus909090@yandex.ru
Сафронова Виктория Сергеевна	УрФУ	vika483@bk.ru
Сачков Михаил Евгеньевич	ИНАСАН	msachkov@inasan.ru
Селезнев Антон Федорович	АО УрФУ	anton.seleznev@urfu.ru
Семенов Алексей Олегович	ГАО РАН	aleksem@mail.ru
Семенов Дмитрий Александрович	МРИА	semenov@mpia.de
Сергеев Сергей Геннадьевич	КрАО	sergeev.crao@mail.ru
Сильченко Ольга Касьяновна	ГАИШ МГУ	olga@sai.msu.su

ФИО	Организация	E-mail
Скокова Анастасия Сергеевна	УрФУ	Supermorell@mail.ru
Скрипниченко Марианна Сергеевна	ЮФУ	mariankazayka@mail.ru
Скрипниченко Павел Вадимович	УрФУ	savl.silverheart@gmail.com
Смирнов Михаил Игоревич	ДТДиМ	smisha200064@gmail.com
Смирнова Ксения Ильдаровна	УрФУ	Arashu@rambler.ru
Соболев Андрей Михайлович	УрФУ	andrej.sobolev@urfu.ru
Соловьев Александр Анатольевич	ГАО РАН	solov@gao.spb.ru
Старовойт Елена Дмитриевна	ПРАО ФИАН	starovoyt.prao@gmail.com
Стихно Кирилл Александрович	МГТУ им. Н. Э. Баумана	fn2cyril@gmail.com
Сюсина Ольга Мхайловна	ТГУ	kleo77@sibmail.com
Тимиркеева Мария Андреевна	ПРАО ФИАН	marika-ko@yandex.ru
Томилова Валерия Сергеевна	УрФУ	madame.valeriya.tomilova@yandex.ru
Топчиева Анастасия Павловна	ИНАСАН	stasyat@inasan.ru
Трифорова Марина Александровна	ДТДиМ	golubev-d@mail.ru
Тутуков Александр Васильевич	ИНАСАН	atutukov@inasan.ru
Фабрика Сергей Николаевич	САО РАН	fabrika@sao.ru
Федорова Виктория Александровна	ПРАО АКЦ ФИАН	fedorova-astrofis@mail.ru
Филина Юлия Игоревна	УрФУ	drugoi.mir2011@yandex.ru
Филипова Алина Сергеевна	УрФУ	alinochka_19-2011@mail.ru
Хайбрахманов Сергей Александрович	УрФУ	khaibrakhmanov@csu.ru
Хакимова Юлия Робертовна	УрФУ	juliasuena@mail.ru
Холшевников Константин Владиславович	СПбГУ	kvk@astro.spbu.ru
Хохрякова Алена Дмитриевна	УрФУ	alenahohryakova@yandex.ru

ФИО	Организация	E-mail
Царегородцева Полина Михайловна	УрФУ	polly_2010@mail.ru
Черенков Александр Александрович	ИНАСАН	CherenkovAlexander@gmail.com
Чудакова Екатерина Михайловна	ГАИШ МГУ	artenik@gmail.com
Шагабудинов Альфат Исмагилович	УрФУ	alfat.shagabutdinov@urfu.ru
Шайдулин Вахит Шамильевич	СПбГУ	shvak@yandex.ru
Шалова Анастасия Сергеевна	УрФУ	anastasia149423@gmail.com
Шарапов Константин Владиславович	АО УрФУ	shkval1993@ya.ru
Шематович Валерий Иванович	ИНАСАН	shematov@inasan.ru
Шипович Лира Юрьевна	ЧелГУ	kev@csu.ru
Широков Станислав Игоревич	СПбГУ	lakronous@mail.ru
Широкова Ксения Сергеевна	СПбГУ	xebusk@gmail.com
Шомбина Любовь Александровна	СПбГУ	shombina@gmail.com
Шумков Владислав Петрович	ДТДиМ	Vlad61shumkov@mail.ru
Шустов Борис Михайлович	ИНАСАН	bshustov@inasan.ru
Щербакова Наталия Васильевна	ГАО РАН	natalygao@yandex.ru
Эскин Борис Борисович	СПбГУ	esk@astro.spbu.ru
Юнгельсон Лев Рафаилович	ИНАСАН	lry@inasan.ru
Ясько Павел Петрович	ГАО РАН	astromex@yandex.ru

# Содержание

<b>Обзорные лекции</b>	<b>5</b>
Васильев Е. О. Нестационарная межзвездная среда . . . . .	7
Вибе Д. З., Юнгельсон Л. Р. Сверхновые и эволюция пыли .	23
Галушина Т. Ю. Динамика резонансных астероидов . . . . .	43
Горда С. Ю., Захарова П. Е., Кузнецов Э. Д. Спектральные исследования, выполненные в течение первых пяти лет работы 1.2-м альт-азимутального телескопа Коуровской астрономической обсерватории Уральского федерального университета . . . . .	59
Демидова Т. В. Протопланетные диски . . . . .	63
Иванов Д. В., Вытнов А. В., Зимовский В. Ф., Ильин Г. Н., Гаязов И. С., Мардышкин В. В., Сальников А. И., Стэмповский В. Г., Суркис И. Ф., Федотов Л. В. Радиоинтерферометрический комплекс «Квазар-КВО» . . . . .	73
Зинченко И. И. Образование массивных звезд . . . . .	83
Кирсанова М. С. Инфракрасные кольцевые туманности в Галактике . . . . .	92
Малков О. Ю., Ковалева Д. А., Позаненко А. С. Большие данные в астрономии: обзоры, архивы, базы данных . . . . .	103
Пилипенко С. В. Численная космология . . . . .	115
Селезнев А. Ф. Звездные скопления Галактики: современный взгляд . . . . .	125
Сильченко О. К. Эмпирические сценарии эволюции галактик .	140
Соболев А. М., Алакоз А. В. Исследования мазеров в областях звездообразования Галактики и внегалактических мазеров в рамках космического проекта РадиоАстрон . . . . .	151
Соловьев А. А. Аналитическая модель спокойного протуберанца с винтовой структурой магнитного поля . . . . .	153
Фабрика С. Н. Аккреционные диски в двойных системах . . . .	166
Холщевников К. В. О метриках в пространствах кеплеровских орбит . . . . .	168
Шустов Б. М. Российские астрономы и МАС . . . . .	185
<b>Тезисы студенческих докладов</b>	<b>187</b>
Баранников Е. А. Исследование особенностей вероятностного описания движения астероидов . . . . .	189
Власов И. В. Компьютерная модель отражения радиоволн от поверхности астероида . . . . .	190

<b>Гроховская А. А.</b> Кинематическая идентификация профилей изгибающего излучения пульсаров . . . . .	191
<b>Дашадылыков А. Д.</b> Наблюдения экзопланет . . . . .	192
<b>Жиндаев А. Е.</b> Фотометрия астероидов . . . . .	193
<b>Каргальцева Н. С.</b> Моделирование фрагментации коллапсирующего протозвездного облака . . . . .	194
<b>Каширин М. В.</b> Исследование долговременной орбитальной эволюции объектов ГНСС ГЛОНАСС и GPS . . . . .	195
<b>Лялюхова И. Е.</b> Расчет человеческого оррерия для томского музея науки . . . . .	196
<b>Макина К. П.</b> Комплекс интерактивной обработки ионограмм .	197
<b>Моисеева Е. В.</b> Статистический анализ турбулентности в численных моделях межзвездных облаков с применением метода главных компонент . . . . .	198
<b>Молярова Т. С.</b> Сравнительный анализ астрохимических баз данных . . . . .	199
<b>Писклова М. А., Хайбрахманов С. А.</b> Седиментация пыли в аккреционных дисках молодых звезд . . . . .	200
<b>Русских В. Н., Хайбрахманов С. А.</b> Влияние диффузии на гравитационную неустойчивость аккреционных дисков с магнитным полем . . . . .	201
<b>Рябчикова Т. А., Романовская А. М.</b> Исследование зависимости содержания редкоземельных элементов от эффективной температуры в атмосферах химически пекулярных (Ap) звезд . . . . .	202
<b>Тимиркеева М. А.</b> Особенности излучения радиогромких и радиотихих гамма-пульсаров и гамматихих радиопульсаров . .	203
<b>Федорова В. А.</b> Новые возможности БСА ФИАН и исследование вариаций потока радиоисточников . . . . .	204
<b>Скрипниченко М. С.</b> Парадокс металличности F—G карликов: реален ли он? . . . . .	205
<b>Тезисы кратких сообщений</b>	<b>207</b>
<b>Балуев Р. В., Шайдулин В. Ш.</b> Аналитическая модель эффекта Росситера—МакЛафлина . . . . .	209
<b>Барсунова О. Ю., Гринин В. П., Семенов А. О., Архаров А. А., Сергеев С. Г., Ефимова Н. В.</b> Природа фотометрической переменности звезды типа Т Тельца V716 Per в оптическом и инфракрасном диапазонах спектра . . . . .	210
<b>Большасова Л. А., Лукин В. П.</b> Методы адаптивной оптики для астрономических телескопов . . . . .	211

<b>Боруха М. А., Мельников А. В., Соколов Л. Л., Эскин Б. Б., Шевченко И. И.</b> Эффект Лидова—Козаи в планетной системе двойной звезды HD 196885 . . . . .	212
<b>Горшков В. Л., Мохнаткин А. В., Петров С. Д., Щербакова Н. В.</b> Геодинамика Балтийского щита и Восточно-Европейской платформы по данным ГНСС-наблюдений . . . . .	213
<b>Дремова Г. Н., Дремов В. В., Тутуков А. В.</b> Полурелятивистские звезды: миф или реальность? . . . . .	214
<b>Дудоров А. Е., Хайбрахманов С. А.</b> Динамика магнитных силовых трубок в аккреционных дисках . . . . .	215
<b>Ионов Д. Э., Шематович В. И., Павлюченков Я. Н.</b> Влияние надтепловых фотоэлектронов на высотные профили параметров атмосферы горячего юпитера . . . . .	216
<b>Карташова А. П., Болгова Г. Т.</b> Базисные метеорные наблюдения в Институте астрономии РАН . . . . .	217
<b>Казанцев А. Н.</b> Феномены излучения пульсаров: импульсы аномальной интенсивности . . . . .	218
<b>Кононов Д. А.</b> Оценка угла между картинной и орбитальной плоскостями катаклизмической переменной методом трехмерной доплеровской томографии . . . . .	219
<b>Ладейщиков Д. А., Кирсанова М. С., Цивилев А. П., Соболев А. М.</b> Излучение молекул в направлении на массивные сгустки областей звездообразования S231-S235 . . . . .	220
<b>Лебедев Н. Д.</b> Исследование области активного образования массивных звезд SH2-187 . . . . .	221
<b>Левкина П. А.</b> Характеристики малоразмерных фрагментов космического мусора в геостационарной области по данным оптических наблюдений в 2014—2015 гг. . . . .	222
<b>Микрюков Д. В., Холшевников К. В.</b> Разложение основных функций кеплеровского движения с использованием комплексных переменных . . . . .	223
<b>Морозова Т. И.</b> Линейные и нелинейные волны и неустойчивости в приповерхностном слое освещенной части Луны . . . . .	224
<b>Назаров С. В.</b> Исследование аккреционного диска в активной галактике NGC 5548 . . . . .	225
<b>Парфёнов С. Ю., Семенов Д. А., Соболев А. М.</b> На пути к регистрации излучения $\text{CH}_3\text{OH}$ в маломассивных протопланетных дисках на ALMA: роль не-ЛТР возбуждения . . . . .	226
<b>Перминов А. С., Кузнецов Э. Д.</b> Построение осредненных уравнений движения четырехпланетной задачи методом Хори—Депри . . . . .	227
<b>Поляков Д. М.</b> Тепловая эволюция нейтронных звезд с локальным нагревом . . . . .	228

<b>Самбаров Г. Е., Сюсина О. М.</b> Способы оценивания эффективности отбраковки наблюдений и введения весовых множителей на примере потенциально опасных астероидов . . .	229
<b>Скрипниченко П. В., Галушина Т. Ю.</b> Исследование динамики АСЗ с большими эксцентриситетами из сферической подсистемы Солнечной системы . . . . .	230
<b>Смирнова К. И., Мурга М. С., Вибе Д. З., Соболев А. М.</b> Выявление связи между параметрами межзвездной среды . .	231
<b>Стихно К. А.</b> Коррекция орбиты астероида Apophis, приводящая его к столкновению с Луной . . . . .	232
<b>Топчиева А. П., Вибе Д. З.</b> Эволюция пыли и инфракрасное излучение в областях ионизованного водорода . . . . .	233
<b>Черенков А. А., Бисикало Д. В.</b> О влиянии корональных выбросов массы на газодинамику атмосферы экзопланеты типа «горячий юпитер» . . . . .	234
<b>Чудакова Е. М.</b> Толщина экспоненциальных дисков галактик: оценка истинного наклона к лучу зрения . . . . .	235
<b>Широкова К. С., Орлов В. В.</b> Формирование свехскоростных звезд в результате сближения с двойной массивной черной дырой . . . . .	236
<b>Ясько П. П.</b> Свойства близких к периодическим решений в общей задаче трех тел . . . . .	237
<b>Стендовые доклады</b>	<b>239</b>
<b>Алексеев И. Ю., Кожевникова А. В.</b> Пятенная активность карликовых звезд поздних спектральных классов . . . . .	241
<b>Баяндина О. С., Алакоз А. В., Вальтц И. Е.</b> Исследование тонкой пространственной структуры мазера H <sub>2</sub> O в глобуле IC 1396 N . . . . .	242
<b>Бисярина А. П., Соболев А. М., Горда С. Ю.</b> Переменность излучения оптических линий [OI] в спектре двойной звезды Ве Хербига HD 200775 . . . . .	243
<b>Волков К. В., Попов А. А.</b> Новые переменные звезды, открытые по данным обзора KPS-2013 . . . . .	244
<b>Горда С. Ю.</b> Первая кривая лучевых скоростей ADS 2984A . .	245
<b>Дерендяев Д. Н.</b> Анализ нескольких моделей образования коричневых карликов и гигантских планет . . . . .	246
<b>Железнов Н. Б., Алехина Н. И., Бондаренко Ю. С., Вавилов Д. Е., Виноградова Т. А., Кастель Г. Р., Кочетова О. М., Кузнецов В. Б., Медведев Ю. Д., Чернетенко Ю. А., Шор В. А., Яковлев В. А.</b> Сайт ЛМТСС ИПА РАН по Астероидам и Кометам . . . . .	247



<b>Кайзер Г. Т., Вибе Ю. З.</b> Астрометрические наблюдения астероидов в Коуровской астрономической обсерватории УрФУ в 2015 г. . . . .	248
<b>Калинин А. А.</b> Об учете влияния лаймановских линий водорода на ионизацию иона кальция в солнечных протуберанцах . . .	249
<b>Киричек С. Е.</b> Насколько перегрета плазма у нижней границы солнечного пятна? . . . . .	250
<b>Кожевников В. П.</b> Фотометрия промежуточного поляра MU Cam . . . . .	251
<b>Кочина О. В., Вибе Д. З.</b> Возможности диагностики начального элементного состава протозвездного объекта по наблюдениям сложных молекул . . . . .	252
<b>Кузнецов Э. Д., Захарова П. Е., Гламазда Д. В., Кудрявцев С. О.</b> Динамическая эволюция искусственных спутников Земли на высоких и средних орбитах . . . . .	253
<b>Хоперсков С. А., Васильев Е. О., Ладейщиков Д. А., Соболев А. М., Хоперсков А. В.</b> Роль методов выделения облаков в анализе структурных соотношений гигантских молекулярных облаков . . . . .	254
<b>Лямова Г. В.</b> О вращении солнечных пятен . . . . .	255
<b>Мелких Е. А.</b> Численное моделирование кинетики распада гравитирующих колец . . . . .	256
<b>Микрюков Д. В.</b> Разложение гамильтониана планетной задачи в ряд Пуассона в гелиоцентрической системе отсчета . . . . .	257
<b>Носова М. А., Гламазда Д. В., Захарова П. Е., Кузнецов Э. Д.</b> Исследование динамической эволюции высокоорбитальных объектов по результатам позиционных наблюдений на телескопе СБГ . . . . .	258
<b>Салий С. В., Калинина Н. Д., Парфёнов С. Ю.</b> Применение уточненной модели столкновительных коэффициентов для оценки физических параметров в NGC6334I . . . . .	259
<b>Салий С. В., Парфёнов С. Ю., Соболев А. М.</b> Влияние уточнения столкновительных коэффициентов на оценки физических параметров областей образования массивных звезд по линиям метанола . . . . .	260
<b>Старовойт Е. Д.</b> Исследование точности определения параметров периодического сигнала на фоне белых шумов . . . . .	261
<b>Хакимова Ю. Р., Никифорова Т. П., Парфёнов С. Ю., Шагабутдинов А. И.</b> Структура эмиссии линий кальция H и K CaII и водорода H $\epsilon$ в магнитных петлях над активными областями малой мощности . . . . .	262
<b>Хохрякова А. Д., Борисов С. Б.</b> Изучение структуры солнечных пятен и дифференциального вращения Солнца . . . . .	263

**Шаповалова А. С., Парфёнов С. Ю., Соболев А. М.** Расчет излучения  $\text{H}_2\text{CO}$  с учетом уровней возбужденных колебательных состояний в массивных аккреционных дисках . . . 264

**Из истории науки** **265**

**Левитская Т. И.** Современное состояние координатного, топографо-геодезического и картографического обеспечения Российской Федерации . . . . . 267

**Литературные страницы** **275**

Калинина Н. Д. . . . . . 277

Железнов Н. Б. . . . . . 278

Соловьев А. А. . . . . . 281

**Список участников конференции** **283**

*Для заметок*

Научное издание

**Физика Космоса**

Труды 45-й Международной  
студенческой научной конференции  
Екатеринбург,  
1—5 февраля 2016 г.

Редактор Т. А. Федорова  
Оригинал-макет — Э. Д. Кузнецов, А. Б. Островский, С. В. Салий

Подписано в печать 14.01.2016. Формат 60 × 84 1/16.  
Бумага для множительных аппаратов. Гарнитура Times.  
Уч.-изд. л. 17,95. Усл. печ. л. 17,4.  
Тираж 160 экз. Заказ .

Издательство Уральского университета  
620000, Екатеринбург, пр. Ленина, 51.

Отпечатано в ИПЦ УрФУ  
620000, Екатеринбург, ул. Тургенева, 4.  
Тел. (343) 350-56-64.

ISBN 978-5-7996-1639-7

