

ПСЕВДОБЫСТРОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФЛУКТУАЦИЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ ПО БЫСТРОТЕ

© 2020 г. Д. С. Прохорова¹, *, В. Н. Коваленко¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: daria.prokhorova@cern.ch

Поступила в редакцию 11.05.2020 г.

После доработки 02.06.2020 г.

Принята к публикации 26.06.2020 г.

Представлены результаты изучения пособытийных флуктуаций множественности в терминах сильно-интенсивной переменной в Монте-Карло модели кварк-глюонных струн конечной длины по псевдобыстроте. Продемонстрировано влияние слияния струн на меру флуктуаций как функцию расстояния между разделенными псевдобыстротными интервалами, где определялась множественность. Наблюдается качественное соответствие поведения модельных вычислений и результатов по столкновениям свинца в экспериментальных данных коллаборации ALICE.

DOI: 10.31857/S0367676520100208

ВВЕДЕНИЕ

Важным вопросом физики сегодня является определение структуры фазовой диаграммы сильно-взаимодействующей материи. Наиболее распространенным сценарием является гипотеза [1] о том, что фаза адронного газа отделяется от кварк-глюонной плазмы [2] фазовым переходом первого рода при средних температурах и высоких значениях барионного химического потенциала на стадии вымораживания. Экспериментальным наблюдением некоторого фазового перехода служат результаты по изучению выходов странных частиц в эксперименте NA49 на SPS в CERN [3], которые были подтверждены на RHIC в BNL [4]. Расчеты решеточной КХД для нулевых значений барионного химического потенциала, которые соответствуют энергиям LHC, говорят о наличии плавного кроссовера [5] в этой области фазовой диаграммы. Эти наблюдения являются весомой предпосылкой к проведению экспериментов по поиску критической точки сильно-взаимодействующей материи.

В окрестности предполагаемого фазового перехода второго рода система характеризуется расхождением радиуса корреляций [6], становясь масштабно-инвариантной, что приводит к кри-

тическим флуктуациям [7]. Модельные расчеты показывают [8], что в экспериментальных данных [9–12] следы критического поведения можно обнаружить по немонотонному поведению наблюдаемых величин, характеризующих систему от события к событию, таких, например, как множественность, суммарный поперечный импульс рожденных частиц, остаточный заряд.

Чтобы избавиться от тривиальных объемных флуктуаций, проводится анализ сильно-интенсивных величин [13, 14], которые определены для характеризующих событие экстенсивных переменных, но не зависят от объема и флуктуаций объема системы от события к событию в статистической модели идеального бозе-газа в большом каноническом ансамбле или в модели независимых источников частиц. Так как различным псевдобыстротам соответствует изменение значений барионного химического потенциала [15], то дополнительное сканирование фазовой диаграммы может проводиться путем исследования псевдобыстротной зависимости флуктуаций [16–18]. Для изучения флуктуаций множественности в разделенных псевдобыстротных интервалах была определена [19] сильно-интенсивная переменная:

$$\Sigma[N_F, N_B] = \frac{\langle N_F \rangle \omega[N_B] + \langle N_B \rangle \omega[N_F] - 2(\langle N_F \cdot N_B \rangle - \langle N_F \rangle \cdot \langle N_B \rangle)}{N_F + N_B}. \quad (1)$$

В работе [20] показано, что (1) теряет свойство сильной интенсивности в модели с двумя типами источников частиц, которые появляются вследствие учета слияния кварк-глюонных струн бесконечной длины по быстроте. Следовательно, чувствительность (1) к типам источников позволяет использовать ее для изучения свойств источников частиц и вида их взаимодействий.

С другой стороны, широкое использование сильно-интенсивных переменных как мер флуктуаций [16–18] требует проведения оценки вклада некритических флуктуаций, вызванных, например, вариациями положений концов струн конечной длины по псевдобыстроте, а также учетом взаимодействия струн. Данные особенности струнных моделей в той или иной мере учтены и реализованы в некоторых работах [21, 22], а также в современных генераторах событий, которые, однако, содержат большое количество подстроек и других параметров, которые не позволяют ясно определить влияние того или иного эффекта на конечный результат. Все это послужило мотивацией для создания простой и естественной Монте-Карло модели взаимодействующих кварк-глюонных струн конечной длины по псевдобыстроте.

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ СТРУННЫЕ МОДЕЛИ

Феноменологические струнные модели ведут свое происхождение от реджевского подхода и дуальной партонной модели [23, 24] и используются для описания мягкой части спектра рожденных частиц, так как в данном диапазоне импульсов (обычно < 1 ГэВ/с) неприменима теория возмущений КХД.

Цветовая струна – это протяженный феноменологический объект [25–28], который представляет из себя трубку цветового поля с кварками, антикварками или дикварками на концах, дающими в сумме бесцветный адрон. Струны возникают при взаимодействии партонов в столкновениях нуклонов или релятивистски сжатых ядер, имеют конечный поперечный размер и могут взаимодействовать с другими струнами [29]. Финальные адроны образуются вследствие фрагментации струн.

Так как струна является протяженным в пространстве быстрот объектом, то при фрагментации она дает вклад в широкий диапазон быстрот. Следовательно, изучение дальних корреляций и флуктуаций позволяет разрабатывать правдоподобный механизм взаимодействия струн [30] и тестировать струнные модели, проводя сравнение модельных предсказаний с экспериментальными данными [31, 32].

МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛЬ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН

В рамках проведенной работы был написан Монте-Карло генератор на языке программирования C++, реализующий модель кварк-глюонных струн конечной длины по псевдобыстроте с учетом их взаимодействия. Для каждого события число струн разыгрывалось по распределению Пуассона вокруг некоторого среднего. Для каждой струны генерировались положения концов по псевдобыстроте по равномерному распределению в некотором псевдобыстротном интервале (в работе был использован $[-4, 4]$). Глобальные параметры модели – среднее число частиц на единицу псевдобыстроты от одной струны и минимальная длина струны в пространстве псевдобыстрот – были выбраны равными 1 и 0.3, соответственно.

Механизм рождения частиц реализован так, что число частиц от струны в определенном псевдобыстротном интервале определяется по распределению Пуассона вокруг среднего, пропорционального участку струны, дающему вклад в рассматриваемый псевдобыстротный интервал, и средней множественности на единицу псевдобыстроты согласно:

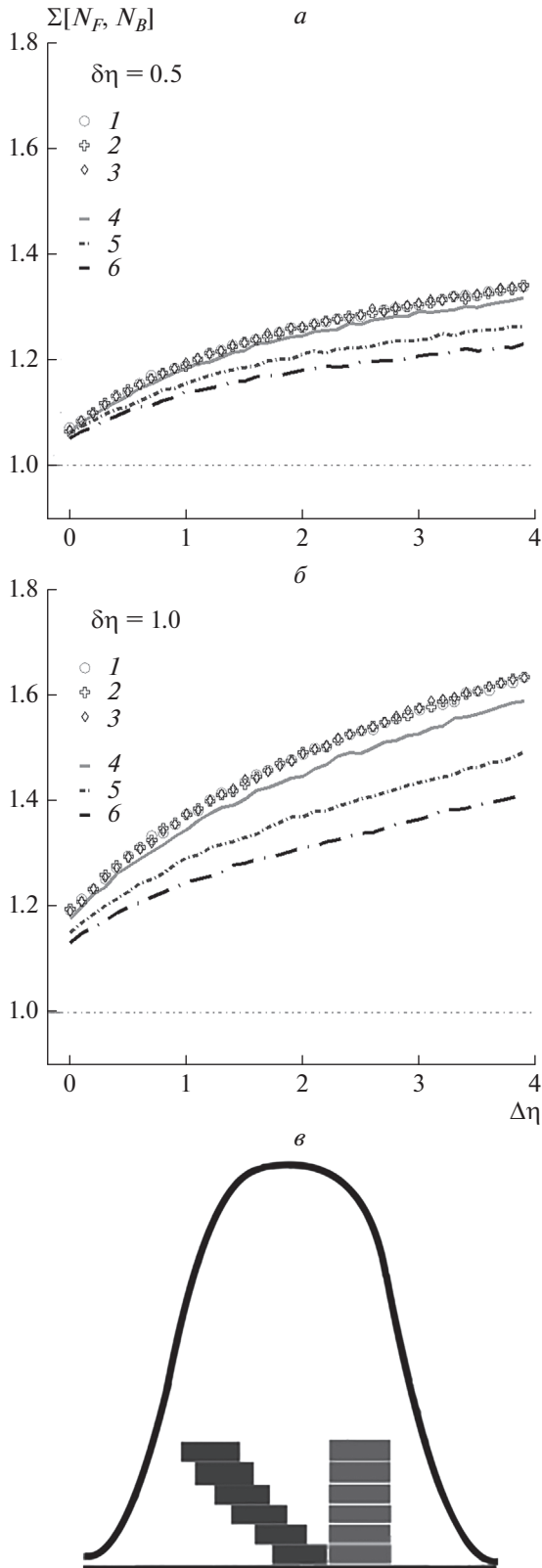
$$\langle N \rangle = \mu \cdot \delta\eta. \quad (2)$$

В столкновениях ядер при энергиях ЛНС растет число морских кварков, что приводит к увеличению числа коротких струн, а, следовательно, и их плотности в поперечной плоскости. Так как струна имеет конечный поперечный размер, то в случае большой плотности струн возможно их перекрытие [33], что, в зависимости от направления цветовых полей, может расцениваться как эффективное слияние или расталкивание струн. Данный эффект изменяет цветовое поле внутри струны, что влияет на среднюю множественность согласно (3) для ω слившихся струн:

$$\langle N_{fusion} \rangle = \sqrt{\omega} \cdot \mu \cdot \delta\eta. \quad (3)$$

Так как в рамках разработанной модели число струн по псевдобыстроте не постоянно, то и их слияние происходит неравномерно в пространстве псевдобыстрот – в модели отсутствует трансляционная инвариантность по псевдобыстроте. Данный факт интересен для сравнения результатов модели с проводимым анализом [17, 34] псевдобыстротной зависимости флуктуаций множественности в терминах сильно-интенсивной величины (1) как функции расстояния между передним и задним псевдобыстротными интервалами.

Для ускорения работы Монте-Карло генератора была использована дискретная модель локального слияния струн [35], в которой струны считаются слившимися, если их центры попадают в одну ячейку в поперечной плоскости. В этом подходе для каждой струны генерировалось положение



центра в поперечной плоскости на сетке из клеток одинакового размера. Чтобы проверить зависимость (1) от плотности числа струн, были получены результаты для невзаимодействующих источников или для случая слияния струн для среднего числа струн в событии 8, 15, 30 или 50 на сетке постоянного размера в 25 клеток.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Полученное поведение (рис. 1) сильно-интенсивной переменной (1) совпадает с экспериментальными результатами [17] – в частности описывается рост (1) с шириной псевдобыстротного окна (для сравнения рис. 1а и 1б) и с расстоянием между псевдобыстротными интервалами. На рис. 1в схематически представлена конфигурация псевдобыстротных интервалов (окон) для распределения частиц по псевдобыстроте. Значения множественностей N_F и N_B , и рассчитанная для них величина $\Sigma[N_F, N_B]$, вычислялись в соответствующей паре “переднего” – Forward (более светлые прямоугольники) и “заднего” – Backward (более темные прямоугольники) интервалов по псевдобыстроте на каждом шаге “раздвижки” окон от близких до удаленных. Для примера на рис. 1в получилось бы 6 значений $\Sigma[N_F, N_B]$ для 6 вариантов удаленности переднего и заднего окон. На рис. 1а, 1б величина $\Sigma[N_F, N_B]$ представлена как функция этого расстояния между окнами $\Delta\eta$ для большего числа шагов “раздвижки” окон. Рисунки 1а и 1б отличаются шириной этих окон $\delta\eta$ (0.5 и 1, соответственно), одинаковой для переднего и заднего окна. Аналогичная конфигурация окон использовалась для построения зависимостей на рис. 2а, 2б (см. ниже (4)).

Такое же поведение наблюдается в модели [20] для бесконечных струн по псевдобыстроте, искусственно учитывающей корреляции в рождении частиц от одной струны, но там учет слияния струн приводит к увеличению значений (1), что соответствует экспериментальным результатам ALICE по протон-протонным столкновениям. Результаты же, полученные в разработанной мо-

Рис. 1. Полученные в разработанной Монте-Карло модели результаты для сильно-интенсивной переменной (1) как функции расстояния между передним и задним псевдобыстротными интервалами. Точками обозначены значения (1) для независимых источников частиц со средним числом струн в событии: 1 – 8, 2 – 30, 3 – 50 струн. Линии представляют результаты для (1) с учетом слияния струн для среднего числа струн в событии: 4 – 8, 5 – 30, 6 – 50 струн. а – Результаты для ширины псевдобыстротных окон 0.5; б – для ширины 1.0; в – схематическое изображение конфигурации рассматриваемых псевдобыстротных интервалов (окон) для распределения частиц по псевдобыстроте.

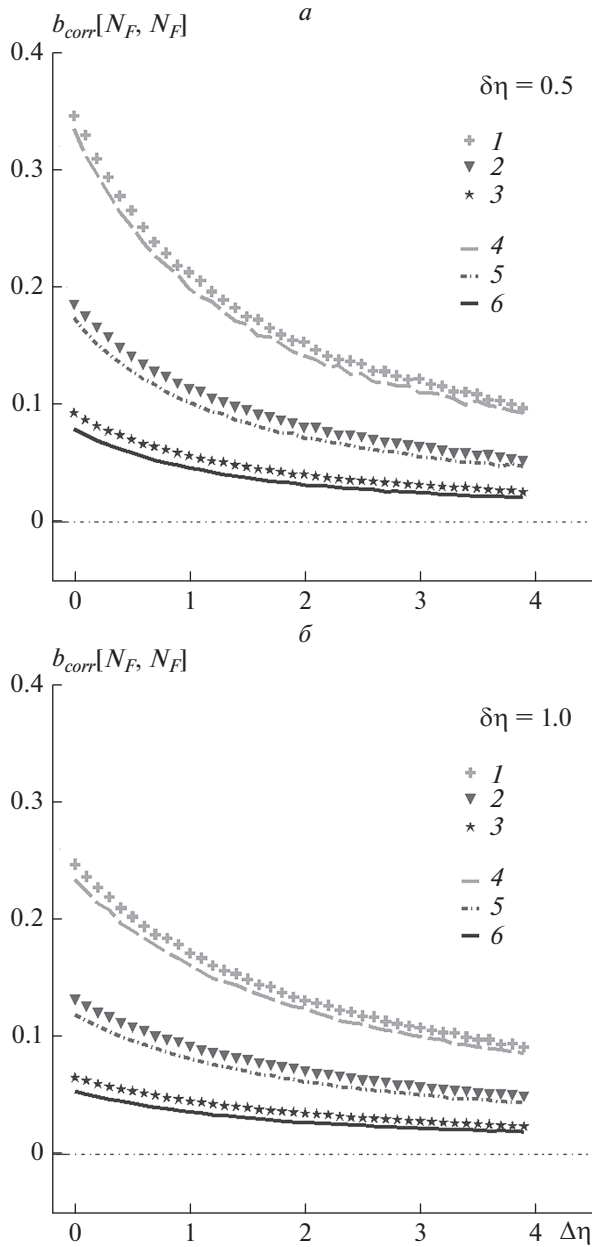


Рис. 2. Полученные в разработанной Монте-Карло модели результаты для коэффициента корреляции множественности (4) как функции расстояния между передним и задним псевдобыстротными интервалами. Точками обозначены значения (1) для независимых источников частиц со средним числом струн в событии: 1 – 8, 2 – 15, 3 – 30 струн. Линии представляют результаты для (2) с учетом слияния струн для среднего числа струн в событии: 4 – 8, 5 – 15, 6 – 30 струн. *a* – Результаты для ширины псевдобыстротных окон 0.5; *b* – для ширины 1.0.

дели с учетом слияния струн, дают противоположный эффект и значения (1) падают с увеличением плотности струн в поперечной плоскости. Данное поведение наблюдается в данных по столкновениям свинца при энергии 2.76 ТэВ на

нуклон эксперимента ALICE [17], где значения (1) падают для более центральных событий. Данное расхождение расчетов двух моделей объясняется тем, что для случая бесконечных струн по псевдобыстроте в [21] слияние в переднем и заднем псевдобыстротных интервалах происходит одновременно, тогда как в разработанной модели струн конечной и непостоянной длины с флуктуирующими положениями концов по псевдобыстроте слияние в переднем и заднем окнах происходит независимо.

Изучение корреляций вперед–назад также является привычным инструментом в поиске коллективного поведения [36]. Результаты для коэффициента корреляции (4), который в пределе малых множественностей в переднем и заднем окнах равен двухчастичной корреляционной функции [37], представлены на рис. 2

$$b_{\text{corr}} [N_F, N_B] = \frac{\langle N_F \cdot N_B \rangle - \langle N_F \rangle \langle N_B \rangle}{\langle N_F \rangle \langle N_B \rangle}. \quad (4)$$

В разработанной модели показано, что коэффициент корреляции (4) слабо зависит от учета эффектов слияния струн, хотя значения для слившихся струн, как и должно быть, падают по сравнению с независимыми источниками.

ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ МОДЕЛИ

Для расширения анализа планируется включить в модель поперечный импульс рожденных частиц, что позволит изучать корреляции и совместные флуктуации множественность–поперечный импульс.

Также интересно будет учесть ближние корреляции для частиц от одной струны и оценить, какой эффект (слияние или ближние корреляции) вносит большой вклад в сильно-интенсивную переменную (1) и при каких расстояниях между псевдобыстротными интервалами. Введение в модель кулоновского взаимодействия частиц, корреляций Бозе–Эйнштейна и учет распадов резонансов сделают более реалистичным описание ближних корреляций.

Существенным усовершенствованием основ модели можно считать переход к более естественному способу определения положений концов струн по псевдобыстроте из партонных функций распределения для валентных и морских кварков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа посвящена проверке влияния начальных условий столкновений на конечные наблюдаемые, извлекаемые из экспериментальных данных. В разработанной Монте-Карло модели кварк-глюонных струн конечной длины по псевдобыстроте показано, что флуктуации, обу-

словленные вариацией положений концов струн, уже качественно описывают поведение сильно-интенсивной переменной (1) в экспериментальных данных коллаборации NA61/SHINE на SPS в CERN [17]. В частности, воспроизводится рост (1) с увеличением ширины псевдобыстротного интервала и расстояния между передним F и задним B окнами (см. рис. 1). Данная информация при более тонкой настройке модели может быть использована для количественного определения фона не критических флуктуаций, только относительно которого правомерно вести поиск сигнала критической точки сильновзаимодействующей материи.

С учетом эффекта слияния струн (1) перестает быть сильно-интенсивной и начинает зависеть от плотности числа струн, тогда как для независимых источников (1) соответствует своему определению. Данное наблюдение находится в качественном согласии с результатами эксперимента ALICE в столкновениях свинца [18], где значение (1) уменьшается для более центральных столкновений. Данное обстоятельство позволяет сделать предположение, что при достаточной плотности кварк-глюонных струн происходит их слияние и образуются источники нового типа.

Проведенное исследование накладывает ограничение на безоговорочное использование сильно-интенсивной величины (1) как меры флуктуаций в поиске критической точки. Благоприятным следствием является тот факт, что наблюдаемая чувствительность (1) к виду источников позволяет использовать ее, исходя из сравнения с экспериментальными данными, для анализа свойств источников рождения частиц и типов их взаимодействия.

Интересно изучить возможности модели после усовершенствования при анализе экспериментальных данных и поиске источников нового типа, природа которых в ядро-ядерных столкновениях может быть обусловлена эффектом слияния кварк-глюонных струн.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-01055 мол_a.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stephanov M.* // Prog. Theor. Phys. 2004. V. 153. P. 139.
2. *Shuryak E.V.* // Phys. Lett. B. 1978. V. 78. P. 150.
3. *Alt C., Anticic T., Baatar B. et al. (NA49 Collaboration)* // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. Art. № 024903.
4. *Kumar L.* // J. Phys. G. 2011. V. 38. Art. № 124145.
5. *Pawlowski J.M.* // AIP Conf. Proc. 2011. V. 1343. P. 75.
6. *Bialas A., Hwa R.C.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 253. P. 436.
7. *Luo X.* // EPJ Web Conf. 2017. V. 141. Art. № 04001.
8. *Vovchenko V., Anchishkin D.V., Gorenstein M.I.* // J. Phys. A. 2015. V. 48. Art. № 305001.
9. *Alt C., Anticic T., Baatar B. et al. (NA49 Collaboration)* // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. Art. № 064904.
10. *Alt C., Anticic T., Baatar B. et al. (NA49 Collaboration)* // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. Art. № 034914.
11. *Adamczyk L., Adkins J.K., Agakishiev G. et al. (STAR Collaboration)* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. Art. № 032302.
12. *Anticic T., Baatar B., Barna D. et al. (NA49 Collaboration)* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. Art. № 034902.
13. *Gorenstein M.I., Gaździcki M.* // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. Art. № 014904.
14. *Gaździcki M., Gorenstein M.I., Mackowiak-Pawlowska M.* // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. Art. № 024907.
15. *Cleymans J., Becattini F.* // PoS(CPOD07). 2008. V. 47. Art. № 012.
16. *Andronov E.* // Acta Phys. Pol. B. 2017. V. 10. P. 449.
17. *Prokhorova D.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. Art. № 07013.
18. *Sputowska I.* // Proceedings. 2019. V. 10 № 1. P. 14.
19. *Andronov E.V.* // Theor. Math. Phys. 2015. V. 185. P. 1383.
20. *Andronov E., Vechernin V.* // Eur. Phys. J. A. 2019. V. 55. P. 14.
21. *Rohrmoser M., Broniowski W.* // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. № 024904.
22. *Broniowski W., Bożek P.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. Art. № 064910.
23. *Werner K.* // Phys. Rep. 1993. V. 232. P. 87.
24. *Capella A., Sukhatme U., Tan C.I. et al.* // Phys. Rep. 1994. V. 236. P. 225.
25. *Artru X., Mennessier G.* // Nucl. Phys. B. 1974. V. 70. P. 93.
26. *Artru X.* // Phys. Rep. 1983. V. 97. P. 147.
27. *Kaidalov A.B.* // Phys. Lett. B. 1982. V. 116. P. 459.
28. *Kaidalov A.B., Ter-Martirosyan K.A.* // Phys. Lett. B. 1982. V. 117. P. 247.
29. *Abramovskii V.A., Kancheli V.O.* // JETP Lett. 1980. V. 31. P. 566.
30. *Amelin N.S., Armesto N., Braun M.A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 2813.
31. *Adamczyk L., Adkins J.K., Agakishiev G. et al. (STAR Collaboration)* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. Art. № 172301.
32. *Seryakov A.* // EPJ Web Conf. 2016. V. 126. Art. № 04044.
33. *Altsybeev I., Feofilov G.A., Kochebina O.* // PoS(Baldin ISHEPP XXII). 2015. V. 225. P. 67.
34. *Prokhorova D.* // KnE Energy. 2018. V. 3. P. 217.
35. *Вечернин В.В., Колеватов П.С.* // Вестн. СПбГУ. Сер. 4. 2004. № 4. С. 11.
36. *ALICE Collaboration* // J. Phys. G. 2006. V. 32. P. 1295.
37. *Vechernin V.* // Nucl. Phys. A. 2015. V. 939. P. 21.