

## РОЖДЕНИЕ $K(892)^*0$ -МЕЗОНОВ В ЛЕГКИХ СИСТЕМАХ СТОЛКНОВЕНИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ PHENIX

*А. Я. Бердников, Я. А. Бердников, Д. О. Котов,  
Ю. М. Митранков, В. С. Борисов \**

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Россия

Исследование характеристик ядерной материи в столкновениях релятивистских ионов, особенно свойств фазы кварк-глюонной плазмы (КГП), является одной из основных целей эксперимента PHENIX. Важным инструментом изучения ядерных взаимодействий при высоких энергиях считается измерение рождения адронов.  $K(892)^*0$ -мезон, кварковый состав которого включает странный кварк, позволяет исследовать такие свойства КГП, как увеличенный выход странности и зависимость партонных потерь энергии от аромата кварков. Измерение рождения  $K^*0$ -мезонов в легких системах столкновений позволяет исследовать зависимость аспектов образования КГП от размера системы столкновений. Представлены инвариантные спектры по поперечному импульсу ( $p_T$ ) и факторы ядерной модификации ( $R_{AB}$ )  $K^*0$ -мезона в зависимости от  $p_T$  в столкновениях  $p + \text{Al}$ ,  $p + \text{Au}$  и  ${}^3\text{He} + \text{Au}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ.

The investigation of nuclear matter effects in relativistic ion collisions, especially quark–gluon plasma (QGP) ones, is one of the main goals of PHENIX experiment. To study the dynamics of collisions at high energies, strange hadron production is considered a significant tool. Due to its strange quark content, the  $K(892)^*0$  meson is a good probe for the investigation of such QGP effects as strangeness enhancement and flavor dependence of partonic energy loss. The measurement of  $K^*0$ -meson production in small collision systems allows one to investigate aspects of QGP formation depending on the collision system size. We have performed analyses of  $K^*0$ -meson production in a wide set of small systems such as  $p + \text{Al}$ ,  $p + \text{Au}$ , and  ${}^3\text{He} + \text{Au}$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. We present invariant transverse momentum ( $p_T$ ) spectra and nuclear modification factors ( $R_{AB}$ ) of  $K^*0$  meson as a function of  $p_T$  measured in  $p + \text{Al}$  and  $p/{}^3\text{He} + \text{Au}$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV.

PACS: 25.75.-q

### ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств ядерной материи при экстремальных условиях ( $\epsilon \geq 1$  ГэВ/фм<sup>3</sup>) — важная задача в области физики высоких энергий. В данных условиях достигается состояние деконфайнмента, называемое

---

\* E-mail: borisov\_vs@spbstu.ru

кварк-глюонной плазмой (КГП). Свойства КГП в лабораторных условиях можно исследовать в столкновениях ультрарелятивистских ядер [1].

Одним из признаков образования КГП является эффект гашения струй, который проявляется в подавлении выходов частиц при больших значениях поперечного импульса  $p_T$  в центральных столкновениях тяжелых ядер. Причина данного явления — энергетические потери кварков и глюонов в КГП. Другим важным признаком образования КГП является избыточный выход странных частиц в промежуточном диапазоне по поперечному импульсу. Данный эффект может проявляться в увеличении выхода адронов, состоящих из (анти)странных кварков, по сравнению с выходами адронов, состоящих из кварков первого поколения ( $u$  и  $d$ ) [2]. Причина данного явления заключается в том, что восстановление киральной симметрии в КГП приводит к уменьшению массы странного кварка и, следовательно, снижает порог образования странности в ультрарелятивистских столкновениях [3].

Помимо эффектов горячей ядерной материи, связанных с образованием КГП, на выход частиц в столкновениях тяжелых ионов также могут влиять эффекты холодной ядерной материи [4]. К эффектам холодной ядерной материи относятся эффект Кронина [5], многократное перерасcеяние партонов [6], модификация начальных функций распределения партонов в ядре [7] и др. Данные механизмы могут влиять на изменение поперечного сечения жестких партонных процессов при столкновении ядра с ядром относительно протон-протонных столкновений [8]. Измерения легких адронов (в том числе и  $K^{*0}$ -мезонов) в столкновениях малых систем (таких как  $p + Au$ ,  $d + Au$  и  ${}^3He + Au$ ) — один из способов изучить влияние эффектов холодной ядерной материи на коллективные эффекты [9, 10].

В данной работе изучение возможного образования КГП в легких системах столкновения при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ проводилось путем измерения рождения  $K^{*0}$ -мезонов. Короткое время жизни и кварковый состав ( $\bar{d}s$ )  $K^{*0}$ -мезона делают его чувствительным к свойствам горячей плотной материи и рождению странных адронов из ранней партонной фазы (т. е. КГП) [11].

## МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Регистрация  $K^{*0}$ -мезонов выполнялась по каналу распада  $K^{*0} \rightarrow K^+ + \pi^-$  ( $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^- + \pi^+$ ). Вычисление инвариантной массы ( $m_{K\pi}$ ) и поперечного импульса ( $p_{TK\pi}$ ) для пары  $K$ - и  $\pi$ -мезонов было проведено на основе кинематики двухчастичного распада:

$$m_{K\pi}^2 = (E_K + E_\pi)^2 - (\mathbf{p}_K + \mathbf{p}_\pi)^2, \quad (1)$$

$$p_{TK\pi}^2 = (p_{xK} + p_{x\pi})^2 + (p_{yK} + p_{y\pi})^2, \quad (2)$$

где  $E_K = \sqrt{\mathbf{p}_K^2 + m_K^2}$  и  $m_K = 0,436$  ГэВ;  $E_\pi = \sqrt{\mathbf{p}_\pi^2 + m_\pi^2}$  и  $m_\pi = 0,139$  ГэВ.

Распределение по инвариантной массе для пары  $K$ - и  $\pi$ -мезонов с разными знаками содержит как полезный для анализа сигнал  $K^{*0}$ -мезонов, так и комбинаторный фон. Комбинаторный фон возникает из-за случайной комбинации пары  $K$ - и  $\pi$ -мезонов, не являющихся продуктами распада  $K^{*0}$ -мезона. Для оценки комбинаторного фона применяется метод смещения событий [12]. Цель физического анализа состоит в том, чтобы извлечь выходы  $K^{*0}$ -мезонов из распределения по инвариантной массе пар  $K$ - и  $\pi$ -мезонов. Выходы  $K^{*0}$ -мезонов получены путем интегрирования распределения по инвариантной массе в интервале  $\pm 100$  МэВ/ $c^2$  вблизи массы  $K^{*0}$ -мезона ( $0,895$  ГэВ/ $c^2$ ) после вычитания комбинаторного фона.

Двумерные распределения по инвариантной массе и по поперечному импульсу разбиваются на интервалы по  $p_T$  и аппроксимируются функцией Брейта–Вигнера в релятивистском представлении, свернутой с функцией Гаусса (RBW) для описания сигнала  $K^{*0}$ -мезонов. Для учета остаточного фона используется полином второй степени:

$$\text{RBW} = \frac{1}{2\pi} \frac{MM_0\Gamma}{(M^2 - M_0^2)^2 + M_0^2\Gamma^2}, \quad (3)$$

где  $M_0$  — значение массы из Particle Data Group (PDG) [13] для  $K^{*0}$ -мезона;  $\Gamma$  — значение ширины распада из PDG для  $K^{*0}$ -мезона;  $M$  — экспериментальное значение массы частицы.

Инвариантный спектр рождения  $K^{*0}$ -мезонов в каждом интервале по поперечному импульсу вычисляется как

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{N_{\text{событий}}} \frac{c_{\text{bias}}}{\text{Br}} \frac{N(\Delta p_T)}{\varepsilon_{\text{эф}}(p_T) \Delta p_T \Delta y}, \quad (4)$$

где  $p_T$  — поперечный импульс мезона;  $\Delta p_T$  — интервал по поперечному импульсу;  $y$  — быстрота;  $N(\Delta p_T)$  — число мезонов, зарегистрированных экспериментальной установкой (выходы мезонов);  $N_{\text{событий}}$  — полное число анализированных событий в выбранном диапазоне центральности;  $\varepsilon_{\text{эф}}(p_T)$  — эффективность восстановления  $K^{*0}$ -мезонов в экспериментальной установке PHENIX методом Монте-Карло;  $\text{Br} = 0,667$  — вероятность распада мезона по исследуемому каналу;  $c_{\text{bias}}$  — байесовский фактор.

Факторы ядерной модификации частиц в столкновениях тяжелых ядер используются для изучения коллективных эффектов, влияющих на инвариантные спектры рождения частиц по поперечному импульсу, и вычисляются в соответствии с формулой

$$R_{AB} = \frac{d^2 N_{AB}(p_T)/dy dp_T}{N_{\text{coll}}/\sigma_{pp}^{\text{inel}} d^2 \sigma_{pp}/dy dp_T}, \quad (5)$$

где  $d^2 N_{AB}/dy dp_T$  — инвариантный спектр рождения адронов в столкновениях легких и тяжелых ядер;  $d^2 \sigma_{pp}/dy dp_T$  — инвариантное дифференциальное сечение рождения адронов в  $p + p$ -столкновениях при той же энергии в системе центра масс;  $N_{coll}$  — среднее число бинарных нуклон-нуклонных столкновений на событие во взаимодействиях  $p + Al$ ,  $p + Au$  и  ${}^3He + Au$  и  $\sigma_{pp}^{inel}$  — неупругое сечение рассеяния протона на протоне, здесь  $\sigma_{pp}^{inel} = 42,2$  мб [14].

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлены инвариантные спектры  $K^{*0}$ -мезонов, измеренные в столкновениях  $p + Al$ ,  $p + Au$  в четырех классах событий по центральности и в столкновениях  ${}^3He + Au$  в пяти классах событий по центральности при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ. Вычисления проводились по формуле (4).

На рис. 2 приведены измерения факторов ядерной модификации  $K^{*0}$ -мезонов в центральных и периферийных взаимодействиях  $p + Al$ ,  $p + Au$  и  ${}^3He + Au$  при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ. Вычисления проводились по формуле (5).

В центральных столкновениях  $p + Au$  факторы ядерной модификации  $R_{pAu}$  для  $K^{*0}$ -мезонов в области промежуточных поперечных импульсов ( $2 < p_T < 5$  ГэВ/с) принимают значения от 1,0 до 1,4. Их величина больше, чем значения  $R_{HeAu}$  в данном диапазоне по  $p_T$ . Факторы ядерной модификации  $R_{pAl}$  и  $R_{HeAu}$  для  $K^{*0}$ -мезонов в указанном диапазоне по поперечному импульсу имеют значения, близкие к единице. В перифе-

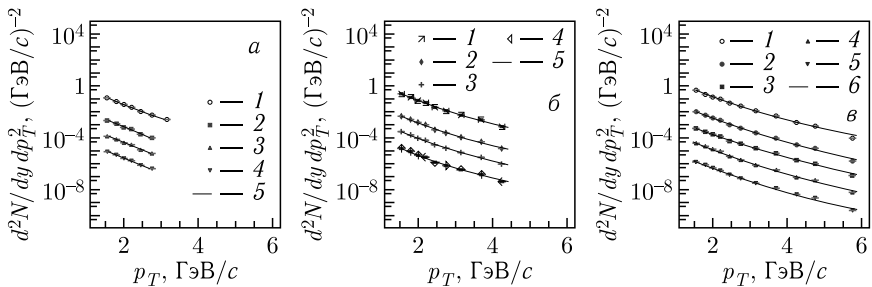


Рис. 1. Инвариантные спектры  $K^{*0}$ -мезонов в столкновениях  $p + Al$ ,  $p + Au$  и  ${}^3He + Au$  при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ: а) столкновения  $p + Al$  при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ, 1 — 0–72%, 2 — 0–20%, 3 — 20–40%, 4 — 40–72%, 5 — аппроксимация функцией Леви [14]; б) столкновения  $p + Au$  при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ, 1 — 0–84%, 2 — 0–20%, 3 — 20–40%, 4 — 40–84%, 5 — аппроксимация функцией Леви; в) столкновения  ${}^3He + Au$  при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ, 1 — 0–88%, 2 — 0–20%, 3 — 20–40%, 4 — 40–60%, 5 — 60–88%, 6 — аппроксимация функцией Леви. «Усы» и прямоугольники соответствуют статистическим и систематическим погрешностям измерений

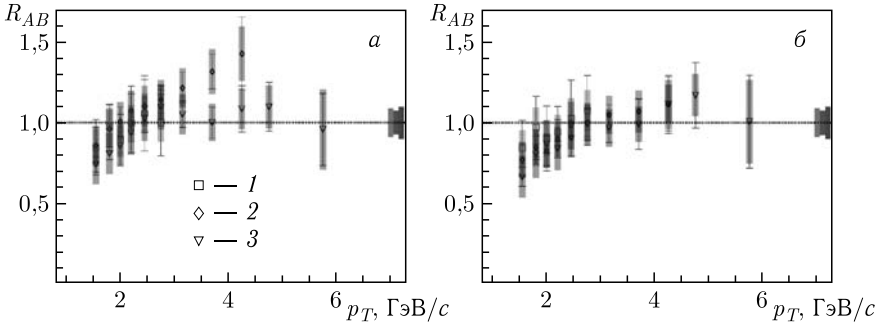


Рис. 2. Факторы ядерной модификации  $K^{*0}$ -мезонов в столкновениях  $p + \text{Al}$ ,  $p + \text{Au}$  и  ${}^3\text{He} + \text{Au}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ: 1 —  $R_{AB}$   $K^{*0}$ -мезонов в столкновениях  $p + \text{Al}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ; 2 —  $R_{AB}$   $K^{*0}$ -мезонов в столкновениях  $p + \text{Au}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ; 3 —  $R_{AB}$   $K^{*0}$ -мезонов в столкновениях  ${}^3\text{He} + \text{Au}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ. Центральность: а) 0–20%; б) 0–72% (1), 0–84% (2), 0–88% (3). «Усы» и прямоугольники соответствуют статистическим и систематическим погрешностям измерений

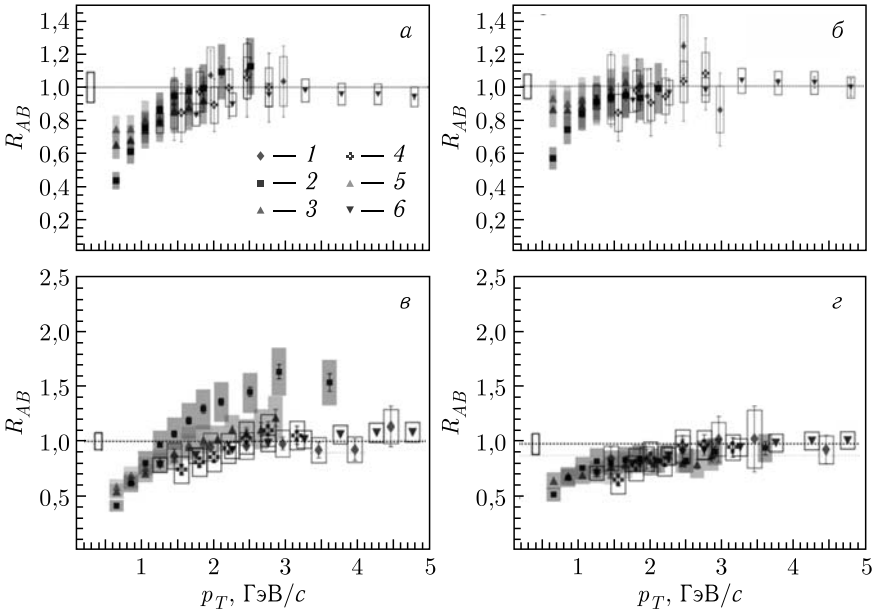


Рис. 3. Сравнение факторов ядерной модификации легких мезонов в центральных (а) и периферийных (б) столкновениях  $p + \text{Al}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ и в центральных (в) и периферийных (г) столкновениях  ${}^3\text{He} + \text{Au}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ. 1 —  $\varphi \rightarrow K^- K^+$ ; 2 —  $p(\bar{p})$ ; 3 —  $\pi^\pm$ ; 4 —  $K^{*0} \rightarrow K\pi$ ; 5 —  $K^\pm$ ; 6 —  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . «Усы» и прямоугольники соответствуют статистическим и систематическим погрешностям измерений

рийных столкновениях  $p + \text{Al}$ ,  $p + \text{Au}$  и  ${}^3\text{He} + \text{Au}$  значения  $R_{AB}$  во всем диапазоне по  $p_T$  находятся в области значений, близкой к единице.

На рис. 3 показано сравнение факторов ядерной модификации  $K^{*0}$ -,  $\varphi$ -,  $\pi^0$ -,  $\pi^\pm$ -,  $K^\pm$ -мезонов и протонов (антипротонов) в центральных и периферийных взаимодействиях  $p + \text{Al}$  и  ${}^3\text{He} + \text{Au}$  при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ.

В центральных столкновениях  ${}^3\text{He} + \text{Au}$  [15] значения  $R_{AB}$  протонов больше, чем значения  $R_{AB}$  мезонов, тогда как значения  $R_{AB}$  мезонов, независимо от кваркового состава, равны в пределах статистической и систематической ошибки. Однако в центральных столкновениях  $p + \text{Al}$  разницы между значениями  $R_{AB}$  всех легких адронов не наблюдается. Полученный результат качественно согласуется с рекомбинационной моделью [16].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты измерения инвариантных спектров и факторов ядерной модификации  $K^{*0}$ -мезонов в столкновениях  $p + \text{Al}$ ,  $p + \text{Au}$  и  ${}^3\text{He} + \text{Au}$  при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ в области псевдобыстрот  $|\eta| < 0,35$ , в интервале поперечного импульса  $1,55 < p_T < 5,75$  ГэВ/с.

В ходе работы было проведено сравнение значений  $R_{AB}$   $K^{*0}$ -мезона в различных легких системах столкновений ( $p + \text{Al}$ ,  $p + \text{Au}$  и  ${}^3\text{He} + \text{Au}$ ) при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ и сравнение значений  $R_{AB}$  мезонов  $K^{*0}$ ,  $\varphi$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  и  $p(\bar{p})$  в центральных и периферийных столкновениях  $p + \text{Al}$  и  ${}^3\text{He} + \text{Au}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ. Значения факторов ядерной модификации  $K^{*0}$ -мезона в центральных столкновениях  $p + \text{Au}$  в промежуточном диапазоне по поперечному импульсу больше, чем в центральных столкновениях  ${}^3\text{He} + \text{Au}$  в том же диапазоне по поперечному импульсу в пределах систематической погрешности.

Значения  $R_{pAl}$  и  $R_{\text{HeAu}}$  мезонов  $K^{*0}$ ,  $\varphi$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  равны единице в пределах систематической погрешности измерений во всех интервалах по центральности и во всем диапазоне по  $p_T$ . Полученные результаты указывают на то, что эффекты холодной ядерной материи не влияют на различия уровней подавления  $K^{*0}$ ,  $\varphi$  [17] и  $\pi^0$ , наблюдаемые при столкновениях тяжелых ионов [18–20].

Часть работы, посвященной  $\varphi$ -мезонам, выполнена в рамках Государственного задания на проведение фундаментальных исследований (код темы FSEG-2020-0024).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Adcox K. et al. Formation of Dense Partonic Matter in Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions at RHIC: Experimental Evaluation by the PHENIX Collaboration // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 184–283.

2. *Kondratev V.P., Feofilov G.A.* Strange Particle Production in Relativistic Collisions of Heavy Ions // *Phys. Part. Nucl.* 2011. V. 42, No. 6. P. 911–962.
3. *Koch V.* Aspects of Chiral Symmetry // *Intern. J. Mod. Phys. E.* 1997. V. 6. P. 203–249.
4. *Armesto N.* Small Collision Systems: Theory Overview on Cold Nuclear Matter Effects // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2018. V. 171. P. 11001.
5. *Kopeliovich B.Z., Nemchik J., Schäfer A., Tarasov A.V.* Cronin Effect in Hadron Production of Nuclei // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 23. P. 232303.
6. *Arneodo M.* Nuclear Effects in Structure Functions // *Phys. Rep.* 1994. V. 5–6. P. 301–393.
7. *Nakamura K. et al.* Particle Data Group. Review of Particle Physics // *J. Phys. G.* 2010. V. 7A. P. 075021.
8. *Schlichting S., Seattle W.* Collectivity in Small Collision Systems: An Initial-State Perspective // *Adv. High Energy Phys.* 2016. 8460349.
9. *Arsene I. et al.* Quark–Gluon Plasma and Color Glass Condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS Experiment // *Nucl. Phys. A.* 2005. V. 757. P. 1–27.
10. *Adare A. et al.* Measurement of  $K^{0S}$  and  $K^{*0}$  in  $p + p$ ,  $d + Au$ , and  $Cu + Cu$  Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV // *Phys. Rev. D.* 2014. V. 90. P. 054905.
11. *Mitrantkov I.* Scaling Properties of High- $p_T$  Light Hadrons from Small to Large Systems by PHENIX // *Proc. Sci.* 2018. V. 345, No. 1. P. 0108.
12. *Sharma L.*  $K^{*0}(892)$  and  $\varphi(1020)$  Resonance Production at RHIC // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2015. V. 97. P. 00017.
13. *Aphecetche L. et al.* PHENIX Calorimeter // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2003. V. 499. P. 521–536.
14. *Miller M.L. et al.* Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2007. V. 57. P. 205.
15. *Berdnikov A. Ya., Berdnikov Ya. A., Borisov V. S. et al.* Production of  $K^{*0}(892)$  Mesons in  ${}^3\text{He} + Au$  Collisions  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV // *J. Phys. Conf. Ser.* 2020. V. 1690. P. 012114.
16. *Fries R., Greco V., Sorensen P.* Coalescence Models for Hadron Formation from Quark–Gluon Plasma // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2008. V. 58. P. 177–205.
17. *Mitrantkova M.M. et al.* Measurement of  $\varphi$ -Meson’s Nuclear Modification Factors in the Collisions of Proton Beams with Aluminum Nuclei at an Energy of 200 GeV // *St. Petersburg State Polytech. Univ. J. Phys. Math.* 2020. V. 13, No. 2. P. 152–159.
18. *Berdnikov A. Ya., Berdnikov Ya. A., Borisov V. S. et al.* Production of  $K^*$ -Mesons in the Copper-Gold Nuclei Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV // *Ibid.* P. 142–151.
19. *Aidala C. et al.* Production of  $\pi^0$  and  $\eta$  Mesons in  $Cu + Au$  Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV // *Phys. Rev. C.* 2018. V. 98. P. 054903.
20. *Бердников А. Я., Бердников Я. А., Борисов В. С. и др.* Измерения  $K^{*0}(892)$ -мезона в системе столкновений меди и золота при энергии 200 ГэВ // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 82, № 12. С. 1791.