

ВЛИЯНИЕ ФУНКЦИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРТОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР НА РОЖДЕНИЕ ϕ -МЕЗОНА

© 2023 г. М. М. Митранкова^{1)*}, Е. В. Банников¹⁾, А. Я. Бердников¹⁾,
Я. А. Бердников¹⁾, Д. О. Котов¹⁾, Ю. М. Митранков¹⁾, Д. М. Ларионова¹⁾

Поступила в редакцию 22.09.2022 г.; после доработки 22.09.2022 г.; принята к публикации 23.09.2022 г.

В работе проведено изучение влияния функций распределения партонов на рождение ϕ -мезонов в столкновениях $p + \text{Al}$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Представлено сравнение результатов, измеренных в эксперименте PHENIX, с расчетами, выполненными с помощью генератора PYTHIA с использованием различных наборов функций распределения партонов (PYTHIA/Angantyr, PYTHIA + nCTEQ15, PYTHIA + EPPS16). На рождение ϕ -мезонов в столкновениях $p/d/^3\text{He} + \text{Au}$, помимо ядерных модификаций функций распределения партонов, может оказывать влияние дополнительный физический механизм.

DOI: 10.31857/S0044002723010361, EDN: RFQZYI

1. ВВЕДЕНИЕ

Опытное наблюдение кварк-глюонной плазмы (КГП) [1], состояния ядерной материи, в которой партоны не связаны внутри адронов, неоднократно проводилось в столкновениях релятивистских тяжелых ядер (таких как $\text{Cu} + \text{Cu}$, $\text{Au} + \text{Au}$ [2] и $\text{Cu} + \text{Au}$, $\text{U} + \text{U}$ [3]) на Коллайдере релятивистских тяжелых ионов (RHIC, БНЛ) при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Одним из способов исследования физических процессов, протекающих при столкновении релятивистских ядер, является изучение особенностей рождения адронов во взаимодействиях ядер [4]. Образование фазы КГП в системе столкновения ядер можно наблюдать посредством проявления различных эффектов в спектрах рождения адронов. К эффектам, свидетельствующим об образовании фазы КГП, относятся увеличенный выход частиц, содержащих (анти)странные кварки [5], и эффект гашения струй [6]. Векторный ϕ -мезон состоит из s - и $\bar{s}$ -кварков, и его выходы измеримы в области больших поперечных импульсов (до 7 ГэВ/с), благодаря чему рождение ϕ -мезона чувствительно как к увеличенному выходу странности, так и к эффекту гашения струй [7]. Основные свойства и характеристики векторного ϕ -мезона представлены в табл. 1 [9].

Помимо эффектов, вызванных образованием КГП, на рождение адронов при столкновении ядер также оказывают влияние и эффекты холодной ядерной материи [10], обусловленные в основном ядерной модификацией функций распределения партонов (ФРП) [11] в нуклонах. Таким образом, для достоверного установления наличия фазы КГП необходимо детальное исследование эффектов холодной ядерной материи и отделения их от эффектов КГП.

Согласно расчетам квантовой хромодинамики (КХД) на решетке, ядерная материя претерпевает фазовый переход из состояния адронного газа в состояние КГП при достижении плотности энергии $\varepsilon_{\text{крит}} \approx 1$ ГэВ/фм³ [1]. Плотность энергии в столкновениях тяжелых релятивистских ядер намного

Таблица 1. Основные свойства и характеристики ϕ -мезона и его распада на два разнозаряженных K -мезона

Канал распада	$\phi \rightarrow K^+ K^-$
Масса, МэВ/ c^2	1019.455 ± 0.020
Время жизни, фм/с	42
Ширина распада, МэВ	4.26 ± 0.04
Вероятность распада по данному каналу, %	48.9 ± 0.5
Сечение взаимодействия с адронами, не содержащими странные кварки	$\sigma_{\phi N} \approx 10$ мбн [8]

¹⁾ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

*E-mail: mashalario@gmail.com

превосходит критическое значение [1], однако минимальные условия (в частности размер системы столкновения ядер при заданной энергии), достаточные для осуществления фазового перехода КХД, до сих пор не определены экспериментально. Считается [12], что в легких системах столкновений, таких как $p + \text{Al}$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, плотность энергии недостаточна для достоверного наблюдения эффектов КГП, и преобладающую роль в эволюции системы столкновения релятивистских ядер играют эффекты холодной ядерной материи. Несмотря на это, последние экспериментальные результаты [4], полученные в легких системах столкновений релятивистских ядер, указывают на образование мини-КГП.

Изучение влияния ядерных модификаций функций распределения партонов на рождение ϕ -мезона в легких системах столкновений релятивистских ядер предоставит дополнительную возможность выявления эффектов, обусловленных образованием короткоживущей мини-КГП, а также интерпретации результатов, полученных в тяжелых системах столкновений релятивистских ядер.

2. МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

В качестве количественной характеристики для изучения эффектов КГП и эффектов холодной ядерной материи, влияющих на рождение адронов при столкновении релятивистских ядер $x + A$, используются факторы ядерной модификации R_{xA} [2–4]. Фактор ядерной модификации определяется как отношение выхода адронов в столкновении ядер $x + A$ к выходу адронов в столкновении протонных пучков, нормированное на количество парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений N_{coll} при взаимодействии $x + A$. Таким образом, при равенстве R_{xA} единице $x + A$ столкновение может быть представлено как элементарная суперпозиция нуклон-нуклонных взаимодействий. Отклонение R_{xA} от единицы указывает на наличие различных эффектов, влияющих на рождение адронов в столкновении релятивистских ядер.

В качестве экспериментальных данных в работе использованы факторы ядерной модификации ϕ -мезонов, измеренные по каналу распада на два разнозаряженных K -мезона в легких системах столкновений $p + \text{Al}$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в области малых быстрот ($|\eta| < 0.35$) [4] в эксперименте PHENIX на коллайдере RHIC [13].

Целью работы является выявление роли функций распределения партонов в сталкивающихся ядрах на рождение ϕ -мезона в легких системах

столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Для достижения поставленной цели было проведено моделирование рождения ϕ -мезона в легких системах столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ при помощи генератора событий PYTHIA [14] с использованием различных наборов ФРП. На основе смоделированных данных были рассчитаны факторы ядерной модификации ϕ -мезона и проведено их сравнение с факторами ядерной модификации, измеренными в эксперименте.

В качестве наборов ФРП были выбраны наиболее широко используемые наборы Coordinated–Theoretical–Experimental Project on QCD — CTEQ6L1 [15], установленный в программном пакете PYTHIA/Angantyr [16] по умолчанию, Coordinated–Theoretical–Experimental Project on QCD (NCTEQ15) [17] и Eskola–Paakkinen–Paukkunen–Salgado (EPPS16) [18].

Факторы ядерной модификации в рамках модели Angantyr были получены согласно методике [2], применяемой к экспериментальным данным. Выходы ϕ -мезона в $p + \text{Al}$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ были получены с помощью программного пакета PYTHIA/Angantyr, а выходы ϕ -мезона в столкновениях $p + p$ при той же энергии были получены с помощью программного пакета PYTHIA8.3. Значения N_{coll} извлечены из пакета PYTHIA/Angantyr и совпадают со значениями, использованными для экспериментальных данных [19], в пределах неопределенностей модельных расчетов.

Расчеты, основанные на ФРП NCTEQ15 и EPPS16, были реализованы с помощью генератора событий PYTHIA8.3 [14]. Факторы ядерной модификации в данном случае рассчитывались как отношение выходов ϕ -мезона в столкновении $p + p$ с функциями распределения партонов в протонах, связанных внутри сталкивающихся ядер, к выходу ϕ -мезонов в столкновениях $p + p$, смоделированных с функциями распределения свободных протонов.

В качестве ФРП свободного протона использовался набор CTEQ6L, дейтрона — NNPDFv1 [20], ядра гелия — NCTEQ15. В качестве ФРП ядер алюминия и золота использовались оба набора NCTEQ15 и EPPS16.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Сравнение факторов ядерной модификации ϕ -мезонов в столкновениях $p + \text{Al}$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и $^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, измеренных в области малых быстрот ($|\eta| < 0.35$) в эксперименте PHENIX, с расчетами, выполненными с помощью генератора событий PYTHIA/Angantyr,

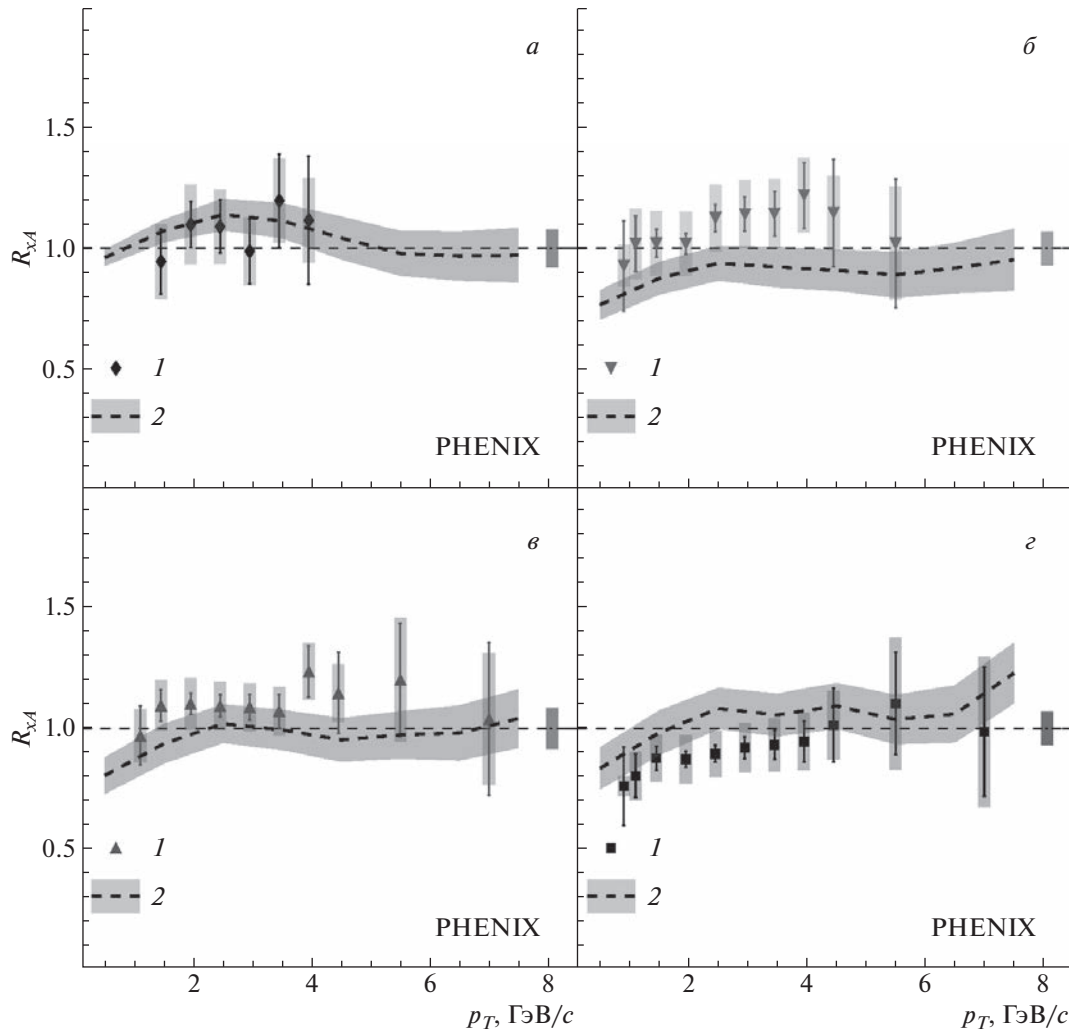


Рис. 1. Сравнение факторов ядерной модификации ϕ -мезонов в столкновениях. *а* — $p + \text{Al}$, *б* — $p + \text{Au}$, *в* — $d + \text{Au}$, *з* — $^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, измеренное в области малых быстрот ($|\eta| < 0.35$) в эксперименте PHENIX — 1, с расчетами, выполненными с помощью генератора событий PYTHIA/Angantyr — 2.

представлено на рис. 1. Аналогичное сравнение экспериментально измеренных R_{xA} ϕ -мезонов с расчетами, выполненными с помощью программных пакетов PYTHIA + $n\text{STEQ15}$ и PYTHIA + EPPS16 , представлено на рис. 2.

Факторы ядерной модификации R_{xA} ϕ -мезонов, измеренные в эксперименте и полученные расчетно, согласуются между собой во всех рассматриваемых системах столкновений во всем диапазоне по поперечному импульсу p_T в пределах неопределенностей измерений. Значения достигаемого p -уровня значимости расчетов, произведенных с помощью программных пакетов PYTHIA/Angantyr, PYTHIA + $n\text{STEQ15}$ и PYTHIA + EPPS16 , представлены в табл. 2. Максимальный уровень значимости всех выполненных расчетов, близкий к единице, достигается для системы столкновений $p + \text{Al}$, тогда как для систем $p/d/{}^3\text{He} + \text{Au}$ он

оказывается несколько меньше. Результаты расчетов, выполненные с помощью программных пакетов PYTHIA/Angantyr, PYTHIA + $n\text{STEQ15}$ и PYTHIA + EPPS16 , не способны описать наблюдаемую в эксперименте закономерность $R_{\text{HeAu}} < R_{\text{dAu}} < R_{\text{pAu}}$ в диапазоне поперечного импульса $2 < p_T [\text{ГэВ}/c] < 5$. В закономерности не рассматривается система столкновения $p + \text{Al}$, так как диапазон поперечного импульса, доступный для экспериментального измерения R_{xA} ϕ -мезонов в данной системе, недостаточен ($p_T < 4$ ГэВ/с).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлено сравнение факторов ядерной модификации ϕ -мезонов в столкновениях $p + \text{Al}$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$ и ${}^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии

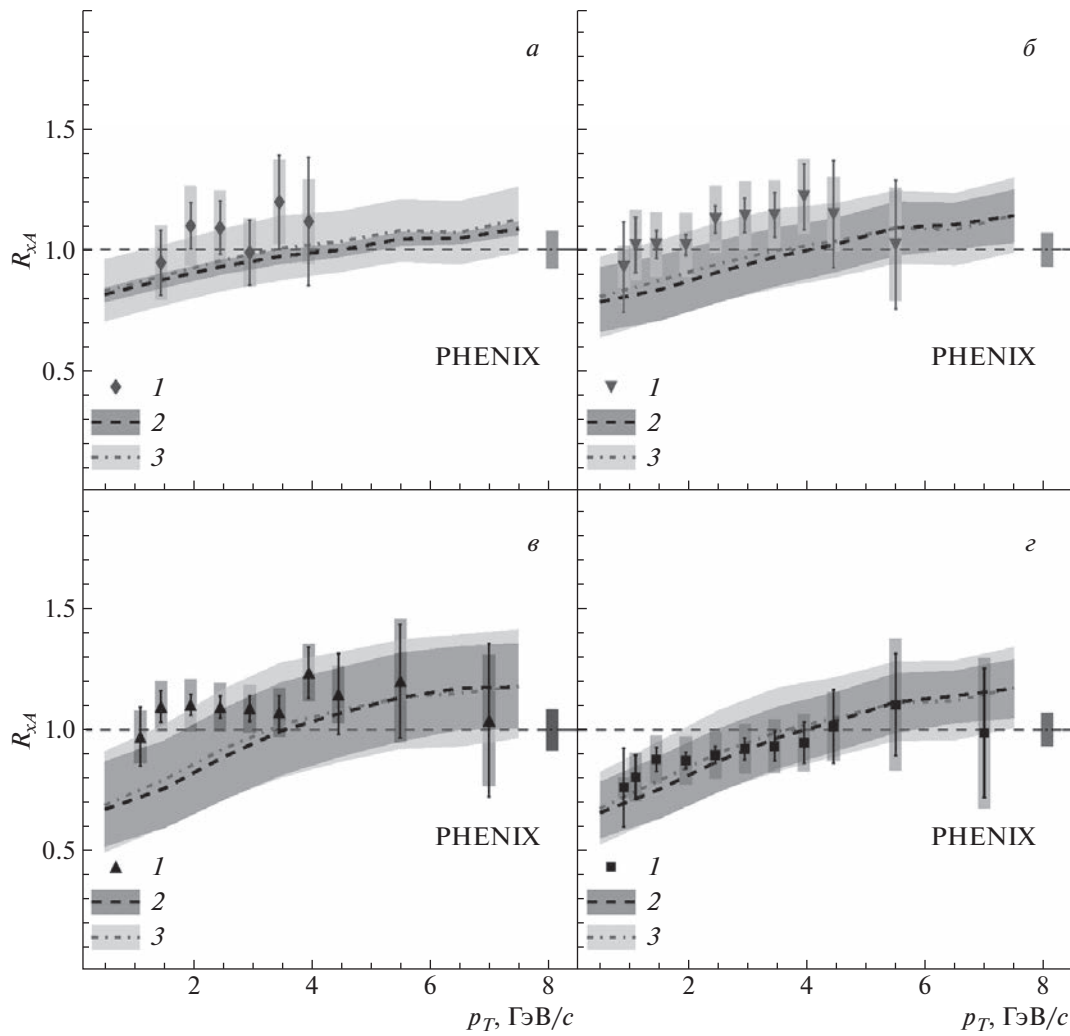


Рис. 2. Сравнение факторов ядерной модификации ϕ -мезонов в столкновениях. a — $p + \text{Al}$, b — $p + \text{Au}$, v — $d + \text{Au}$, z — $^3\text{He} + \text{Au}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, измеренное в области малых быстрот ($|\eta| < 0.35$) в эксперименте PHENIX — 1, с расчетами, выполненными с помощью генератора событий PYTHIA + nCTEQ15 — 2 и PYTHIA + EPPS16 — 3.

Таблица 2. Значения достигаемого p -уровня значимости расчетов, произведенных с помощью программных пакетов PYTHIA/Angantyr, PYTHIA + nCTEQ15 и PYTHIA + EPPS16

Система столкновения	Достижимый p -уровень значимости		
	PYTHIA/Angantyr	PYTHIA + nCTEQ15	PYTHIA + EPPS16
$p + \text{Al}$	9.99×10^{-1}	9.86×10^{-1}	9.95×10^{-1}
$p + \text{Au}$	2.66×10^{-1}	1.34×10^{-1}	3.88×10^{-1}
$d + \text{Au}$	5.44×10^{-1}	3.79×10^{-1}	6.43×10^{-1}
$^3\text{He} + \text{Au}$	2.54×10^{-1}	9.79×10^{-1}	9.94×10^{-1}

$\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, измеренных в эксперименте PHENIX, с расчетами генератора PYTHIA с использованием различных наборов функций распределения партонов — CTEQ6L1, установ-

ленный по умолчанию в программном пакете PYTHIA/Angantyr, nCTEQ15 и EPPS16. Показано, что факторы ядерной модификации $R_{x\phi}$ ϕ -мезонов, измеренные в эксперименте и полученные расчетно, согласуются между собой во

всех рассматриваемых системах столкновений на всем диапазоне по поперечному импульсу в пределах неопределенностей измерений. Однако максимальный уровень значимости всех проведенных расчетов достигается для системы столкновений $p + \text{Al}$. Расчеты, выполненные с использованием различных функций распределения партонов, не способны описать наблюдаемую в эксперименте закономерность $R_{\text{HeAu}} < R_{\text{dAu}} < R_{\text{pAu}}$ в диапазоне поперечного импульса $2 < p_T [\text{ГэВ}/c] < 5$.

На рождение ϕ -мезонов в столкновениях $p/d/{}^3\text{He} + \text{Au}$, помимо ядерных модификаций функций распределения партонов, может оказывать влияние дополнительный физический механизм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. PHENIX Collab. (K. Adcox, S. S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, A. Al-Jamel, J. Alexander, R. Amirkas, K. Aoki, L. Aphecetche, Y. Arai, R. Armendariz, S. H. Aronson, R. Auerbeck, *et al.*), Nucl. Phys. A **757**, 184 (2005).
2. A. Adare, S. Afanasiev, C. Aidala, N. N. Ajitanand, Y. Akiba, H. Al-Bataineh, J. Alexander, A. Al-Jamel, A. Angerami, K. Aoki, N. Apadula, L. Aphecetche, Y. Aramaki, R. Armendariz, S. H. Aronson, J. Asai, *et al.*, Phys. Rev. C **83**, 024909 (2011).
3. A. Berdnikov, Ya. Berdnikov, D. Kotov, and Yu. Mitrakov, J. Phys.: Conf. Ser. **1135**, 012044 (2018).
4. M. M. Mitrakov, Ya. A. Berdnikov, A. Ya. Berdnikov, D. O. Kotov, Iu. M. Mitrakov, and for the PHENIX Collab., Phys. Scr. **96**, 084010 (2021).
5. P. Koch, B. Müller, and J. Rafelski, Phys. Rep. **142**, 167 (1986).
6. G.-Y. Qin and X.-N. Wang, Int. J. Mod. Phys. E **24**, 1530014 (2015).
7. A. Shor, Phys. Rev. Lett. **54**, 1122 (1985).
8. A. Sibirtsev, H.-W. Hammer, U.-G. Meißner, and A. W. Thomas, Eur. Phys. J. A **29**, 209 (2006).
9. P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).
10. N. Armesto, EPJ Web Conf. **171**, 11001 (2018).
11. P. Paakkinen, Frascati Phys. Ser. 33–40 (2017).
12. M. Mitrakov, J. Phys.: Conf. Ser. **1690**, 012125 (2020).
13. K. Adcox *et al.* (PHENIX Collab.), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **499**, 469 (2003).
14. T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen, and P. Z. Skands, Comput. Phys. Commun. **191**, 159 (2015).
15. J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H.-L. Lai, P. Nadolsky, and W.-K. Tung, JHEP **0207**, 012 (2002).
16. A. Vieira da Silva *et al.*, arXiv: 2002.10236 [hep-ph].
17. K. Kovarik, A. Kusina, T. Jezo, D. B. Clark, C. Keppel, F. Lyonnet, J. G. Morfin, F. I. Olness, J. F. Owens, I. Schienbein, and J. Y. Yu, Phys. Rev. D **93**, 085037 (2016).
18. K. J. Eskola, P. Paakkinen, H. Paukkunen, and C. A. Salgado, Eur. Phys. J. C **77**, 163 (2017).
19. U. A. Acharya *et al.* (PHENIX Collab.), Phys. Rev. C **105**, 064902 (2022).
20. J. Rojo, in *Proceedings of the 55th Rencontres de Moriond on QCD and High Energy Interactions*; arXiv: 2104.09174 [hep-ph].

THE ROLE OF PARTON DISTRIBUTION FUNCTIONS IN THE ϕ MESON PRODUCTION IN RELATIVISTIC ION COLLISIONS

M. M. Mitrakov¹⁾, E. V. Bannikov¹⁾, A. Ya. Berdnikov¹⁾, Ya. A. Berdnikov¹⁾, D. O. Kotov¹⁾,
Iu. M. Mitrakov¹⁾, D. M. Larionova¹⁾

¹⁾ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

The paper presents the study of the role of parton distribution functions in the ϕ -meson production in $p + \text{Al}$, $p + \text{Au}$, $d + \text{Au}$, and ${}^3\text{He} + \text{Au}$ collisions at the energy of $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Comparisons of the experimental results, measured by PHENIX, to PYTHIA calculations with different sets of parton distribution functions (PYTHIA/Angantyr, PYTHIA + nCTEQ15, PYTHIA + EPPS16) are provided. Besides parton distribution functions, the additional physics mechanism might influence the ϕ -meson production in $p/d/{}^3\text{He} + \text{Au}$ collisions.