

УДК 539.125.17:539.126.17

## ИЗМЕРЕНИЯ ФИ МЕЗОНА В $p + Au$ И $He + Au$ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 200 ГэВ

© 2020 г. А. Я. Бердников<sup>1</sup>, Я. А. Бердников<sup>1</sup>, Д. О. Котов<sup>1</sup>, Д. М. Ларионова<sup>1, \*</sup>, М. М. Ларионова<sup>1</sup>, Ю. М. Митранков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого”, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: dashalario@gmail.com

Поступила в редакцию 15.07.2020 г.

После доработки 10.08.2020 г.

Принята к публикации 26.08.2020 г.

Измерения  $\phi$ -мезона в малых системах столкновений, таких как  $p + Au$  и  $He + Au$ , используются для изучения эффектов холодной ядерной материи с целью разделения эффектов, обусловленных образованием кварк-глюонной плазмы, и эффектов холодной ядерной материи в столкновениях тяжелых ионов. К эффектам холодной ядерной материи относятся многократное партонное рассеяние, потери энергии партонами в начальном состоянии, динамическое затенение и эффект Кронина.

DOI: 10.31857/S0367676520120091

### ВВЕДЕНИЕ

Кварк-глюонная плазма (КГП) — это состояние вещества, которое, согласно квантовой хромодинамике (КХД) [1, 2], существует при очень высокой температуре и/или плотности. Исследование КГП является одной из основных целей эксперимента RHENIX [3]. Единственный способ экспериментально исследовать свойства КГП — измерение выходов частиц в конечном состоянии.  $\phi$ -мезон — самое легкое связанное состояние  $s$  и  $\bar{s}$  кварка. Он имеет массу ( $1.019 \text{ ГэВ} \cdot c^{-2}$ ), сравнимую с массой самых легких барионов, и время жизни ( $\sim 42 \text{ фм} \cdot c^{-1}$ ) большее, времени жизни КГП ( $\sim 5\text{--}10 \text{ фм} \cdot c^{-1}$ ), образующейся в столкновениях тяжелых ионов. Благодаря этим характеристикам и относительно небольшому сечению адронного взаимодействия рождение  $\phi$ -мезона зависит от условий в ранней партонной фазе и предоставляет уникальную возможность изучения свойств КГП.

Было получено, что в наиболее центральных столкновениях тяжелых ионов выходы  $\phi$ -мезонов менее подавлены по сравнению с выходами  $\pi^0$ -мезонов и более подавлены по сравнению с протонами [4, 5]. Это можно объяснить в рамках моделей рекомбинации [6], согласно которым барионы в результате рекомбинации трех кварков могут получить больший поперечный импульс по сравнению с мезонами, состоящими только из двух кварков.

Другим интересным явлением в столкновениях тяжелых ионов является наблюдение азиму-

тальной анизотропии импульса частиц в конечном состоянии относительно плоскости события. Данный эффект является сигналом коллективного поведения и может быть рассчитан с помощью модели гидродинамики почти невязкой жидкости. Это означает, что в данном классе столкновений образуется сильно взаимодействующая, почти идеальная жидкость, что является признаком КГП.

Обнаружение таких же, как и при столкновениях тяжелых ионов, сигналов азимутальной анизотропии в малых системах столкновений (таких как  $p + Au$ ,  $d + Au$ ,  $He + Au$  [9, 10]) стало неожиданным [7, 8]. Согласно расчетам квантовой хромодинамики, температуры и плотности при столкновениях небольших систем недостаточны для образования КГП. Альтернативные объяснения этих результатов основаны на моделях рекомбинации [11, 12]. В связи с этим, эффекты коллективного поведения в малых системах столкновений требуют дальнейшего изучения.

Изучение рождения  $\phi$ -мезонов в малых системах столкновений, таких как  $p + Au$  и  $He + Au$ , важно для понимания эффектов холодной ядерной материи, которые необходимы для интерпретации столкновений тяжелых ионов, а также представляют интерес сами по себе. В промежуточном диапазоне по поперечному импульсу  $p_T$  в столкновениях  $p + Au$  и  $He + Au$  было обнаружено усиление выходов  $\pi^0$  мезонов по сравнению с  $p + p$  столкновениями [13]. Сравнение выходов легких мезонов в различных системах малых столкнове-

ний в переднем, заднем и центральном диапазоне быстрот может поставить дополнительные ограничения на модели, которые пытаются объяснить эффекты холодной ядерной материи.

В данной работе представлены факторы ядерной модификации ( $R_{AB}$ )  $\phi$ -мезона в зависимости от поперечного импульса  $p_T$  и быстроты, измеренные в столкновениях  $p + Au$  и  $He + Au$  при энергии 200 ГэВ в эксперименте PHENIX. Проведено сравнение результатов измерения  $\phi$ -мезона в столкновениях  $p + Au$ ,  $d + Au$  и  $He + Au$  при энергии 200 ГэВ и сравнение результатов  $\phi$  и  $\pi^0$  в столкновениях  $p + Au$  при энергии 200 ГэВ. Также представлены интегральные факторы ядерной модификации  $\langle R_{AB} \rangle$   $\phi$ -мезонов как функция быстроты при столкновениях  $p + Au$  при 200 ГэВ.

### МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Данный анализ посвящен изучению распада  $\phi \rightarrow K^+K^-$  в столкновениях  $p + Au$  и  $He + Au$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ в эксперименте PHENIX [3].

Измерения проводились с помощью центральных плеч детектора PHENIX, каждое из которых охватывает  $90^\circ$  по азимутальному углу, в центральном диапазоне быстрот ( $|\eta| < 0.35$ ). Детектирование заряженных частиц и измерение их импульса выполнялось с помощью многопроволочных дрейфовых камер и первого слоя подовых камер.

Коррекция измеренного выхода  $\phi$ -мезона на акцептанс детектора и эффективность регистрации была выполнена путем полного моделирования прохождения частиц через детекторные системы PHENIX.

Выходы  $\phi$ -мезонов были получены с помощью обработки распределения по инвариантной массе. Для формирования распределения по инвариантной массе всем трекам в каждом событии присваивалась масса каона, а затем треки противоположного заряда попарно объединялись. Полученное распределение содержит сигнал, комбинаторный и некомбинаторный фон. Комбинаторный фон возникает из-за распадов других частиц и может быть учтен путем сравнения распределения по инвариантной массе с искусственным распределением, полученным путем объединения треков из одного события с треками из другого события той же центральности. Данная процедура называется техникой смешанных событий [15]. Остаточный фон, который в основном происходит от других распадов мезонов, является плавной функцией массы, поэтому сигнал  $\phi$ -мезона может быть хорошо различим.

Распределения по инвариантной массе аппроксимировались суммой функции Брейта-Вигнера и полинома второго порядка, описываю-

щего остаточный фон. Выход  $\phi$ -мезона в  $p + Au$  столкновениях был измерен в четырех интервалах по центральности: 0–20 (наиболее центральные), 20–40, 40–84 (периферические) и 0–84% (с минимальным отбором), а в  $He + Au$  – в пяти: 0–20% (наиболее центральные), 20–40, 40–60, 60–88% (периферические) и 0–88% (с минимальным отбором).

Для изучения коллективных эффектов были вычислены факторы ядерной модификации  $\phi$ -мезонов по следующей формуле [4]

$$R_{AA} = \sigma_{tot} \frac{f_{bias}}{N_{coll}} \frac{d^2 N^{p+Au}}{dp_T dy} \Big/ \frac{d^2 N^{p+p}}{dp_T dy}, \quad (1)$$

где  $\sigma_{tot} = 42$  мбн для  $p + p$  столкновений,  $f_{bias}$  и  $N_{coll}$  – фактор Байеса и количество бинарных нуклон-нуклонных столкновений, соответственно.

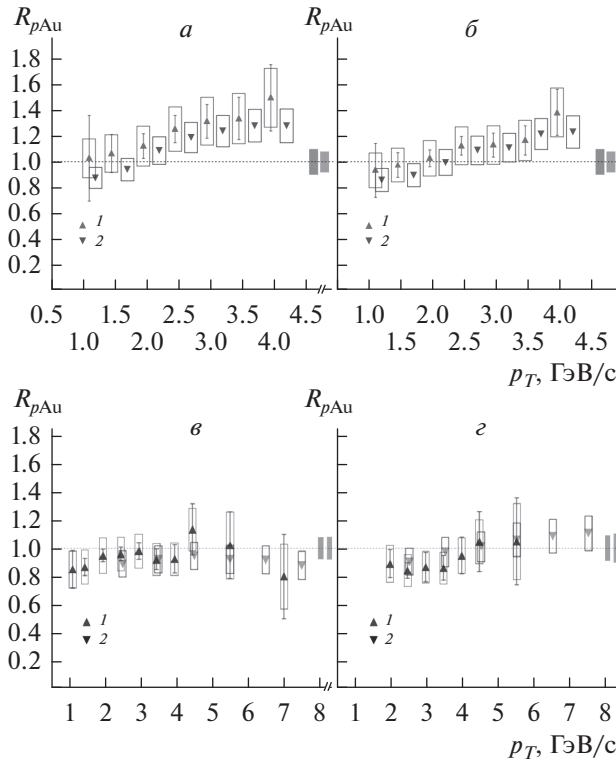
$d^2 N / dp_T dy$  – инвариантные спектры для  $p + Au$  и  $p + p$  столкновений.

Инвариантные спектры  $\phi$ -мезона для заданных центральности и диапазоне по поперечному импульсу были вычислены согласно формуле:

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} = \frac{N_\phi C_{bias}}{2\pi p_T N_{evt} \epsilon_{rec} B_{KK} \Delta p_T \Delta y}, \quad (2)$$

где  $N_{evt}$  – число событий в данной центральности и диапазоне по поперечному импульсу  $p_T$ ,  $\epsilon_{rec}$  – эффективность восстановления  $\phi$ -мезона,  $B_{KK}$  – вероятность распада  $\phi$ -мезона по исследуемому каналу  $\phi \rightarrow K^+K^-$ ,  $N_\phi$  – измеренный выход  $\phi$ -мезона в данной центральности и диапазоне поперечного импульса  $p_T$ ,  $C_{bias} = \epsilon_{MB}^{BBC} / \epsilon_\phi^{BBC}$ , где  $\epsilon_{MB}^{BBC}$  и  $\epsilon_\phi^{BBC}$  – эффективность ВВС триггера (beam-beam counter) для событий с минимальным отбором и событий с  $\phi$ -мезоном соответственно.

Для каждой точки измерения были вычислены статистические и систематические погрешности. Систематические погрешности можно разделить на три типа. К первому типу (А) относятся погрешности, не зависящие от  $p_T$  и, следовательно, смещающие каждую точку спектра независимо. Основной вклад в данный тип погрешностей вносит погрешность измерения инвариантных спектров. Второй тип (В) включает погрешности, коррелированные по  $p_T$ , и смещающие все точки когерентно, но не обязательно на одну и ту же относительную величину. К этому типу относятся такие погрешности, как погрешность эффективности восстановления  $\phi$ -мезона. К третьему типу (С) относятся погрешности, которые перемещают все точки спектра на одно и то же значение.

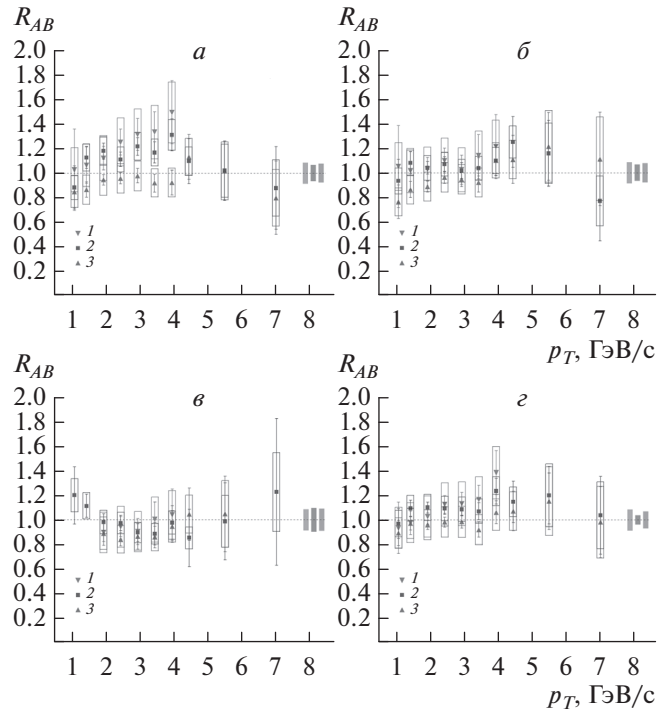


**Рис. 1.** Факторы ядерной модификации для 1 –  $\phi$  и 2 –  $\pi^0$  мезона в 0–20 и 0–84% классах центральности  $p + Au$  столкновений (*a* и *б* соответственно) и в 0–20 и 60–88% классах центральности  $He + Au$  столкновений (*в* и *г* соответственно) при энергии 200 ГэВ. Здесь и далее отрезками и прямоугольниками вокруг точек обозначены статистические погрешности и систематические погрешности типа А и В. Систематическая погрешность типа С обозначена прямоугольником справа.

Основной вклад в погрешности типа С вносит погрешность  $N_{coll}$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Факторы ядерной модификации  $R_{AB}$   $\phi$  и  $\pi^0$  мезонов в различных центральностях в  $p + Au$  и  $He + Au$  столкновениях при энергии 200 ГэВ показаны на рис. 1. На всех рисунках вертикальными отрезками обозначены статистические погрешности, а прямоугольниками – систематические погрешности типа А и В. В промежуточном диапазоне  $p_T$  в  $p + Au$  столкновениях наблюдается намек на усиление выхода  $\phi$ -мезонов в наиболее центральных столкновениях, тогда как в других центральностях  $R_{AB}$   $\phi$ -мезонов равны единице. Факторы ядерной модификации  $\phi$  и  $\pi^0$  мезонов имеют одинаковые значения во всех центральностях в пределах систематических погрешностей. Таким образом, можно предположить, что эффекты холодной ядерной материи не объясняют различия



**Рис. 2.** Факторы ядерной модификации  $\phi$ -мезона измеренные в зависимости от поперечного импульса в 0–20 (*a*), 20–40 (*б*), 40–84 (*в*) и 0–84% (*г*) классах центральности 1 –  $p + Au$ , 2 –  $d + Au$  и 3 –  $He + Au$  столкновений при энергии 200 ГэВ.

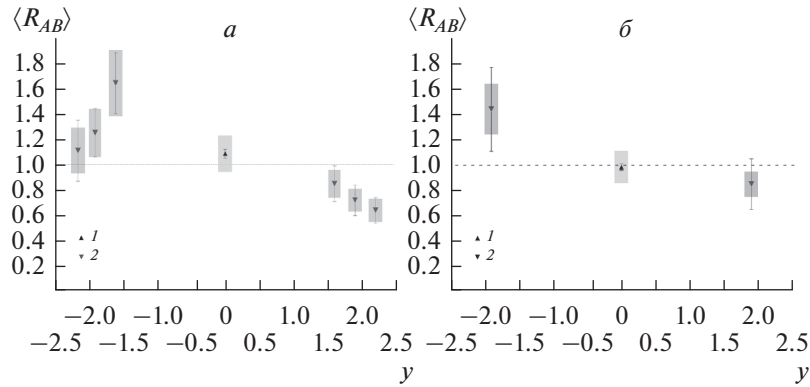
между выходами  $\phi$  и  $\pi^0$  мезонов, наблюдаемыми в  $Au + Au$ ,  $Cu + Cu$ ,  $Cu + Au$  и  $U + U$  столкновениях [4, 5].

На рис. 2 показаны факторы ядерной модификации  $\phi$ -мезонов, измеренные в  $p + Au$ ,  $He + Au$  и  $d + Au$  столкновениях при энергии 200 ГэВ. Из сравнения результатов, полученных в  $p + Au$ ,  $d + Au$  и  $He + Au$  столкновениях, можно заметить следующую зависимость  $R_{AB}$  от размеров системы столкновения в промежуточном диапазоне  $p_T$  в наиболее центральных столкновениях:

$$R_{He+Au} < R_{d+Au} < R_{p+Au}. \quad (3)$$

В других центральностях факторы ядерной модификации  $\phi$ -мезона для всех трех систем имеют одинаковые значения.

На рис. 3 показаны интегральные факторы ядерной модификации  $\phi$ -мезона в зависимости от быстроты ( $y$ ) в  $p + Au$  и  $He + Au$  столкновениях при энергии 200 ГэВ. В переднем диапазоне быстрот интегральный фактор ядерной модификации  $\phi$ -мезона показывает намек на усиление, в заднем диапазоне быстрот – на подавление. В центральном диапазоне быстрот интегральный фактор ядерной модификации  $\phi$ -мезон равен единице в пределах погрешностей. Эти результаты могут поставить дополнительные ограничения на моде-



**Рис. 3.** Интегральные факторы ядерной модификации  $\phi$ -мезона в зависимости от быстроты в  $p + Au$  (а) и  $He + Au$  (б) столкновениях при энергии 200 ГэВ. 1 –  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ , 2 –  $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Отрезками и прямоугольниками вокруг точек обозначены статистические погрешности и систематические погрешности типа А, В и С.

ли, которые пытаются объяснить эффекты холодной ядерной материи.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Инвариантные спектры по поперечному импульсу и факторы ядерной модификации  $\phi$ -мезона были измерены в  $p + Au$  и  $He + Au$  столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ при  $|y| < 0.35$  и  $1.0 < p_T < 5.0$  ГэВ/с. В промежуточном диапазоне по поперечному импульсу  $p_T$  в  $p + Au$  столкновениях наблюдается намек на усиление выхода  $\phi$ -мезона в центральных столкновениях. Факторы ядерной модификации  $\phi$  и  $\pi^0$  совпадают во всех центральностях в пределах погрешностей, что может указывать на то, что эффекты холодной ядерной материи не объясняют различия между  $\phi$  и  $\pi^0$ , наблюдаемые при столкновениях  $Au + Au$ ,  $Cu + Cu$ ,  $Cu + Au$  и  $U + U$ . В промежуточном диапазоне по  $p_T$  в наиболее центральных столкновениях факторы ядерной модификации  $\phi$ -мезона зависят от размера системы столкновений. В переднем диапазоне быстрот интегральный фактор ядерной модификации  $\phi$ -мезона показывает намек на усиление, в заднем диапазоне быстрот – на подавление. В центральном диапазоне быстрот интегральный фактор ядерной модификации  $\phi$  мезон равен единице в пределах погрешностей. Эти результаты могут быть использованы для улучшения таких моделей как EPOS и AMPT.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Arsene I., Bearden I.G., Beavis D. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 1.
2. *Back B., Baker M.D., Ballintijn M. et al.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 28.
3. *Adox K., Adler S.S., Aizama M. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 499. P. 469.
4. *Adare A., Afanasiev S., Aidala C. et al.* // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. Art. № 024909.
5. *Berdnikov A., Berdnikov Y., Kotov D., Mitrakov Iu.* // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 1135. Art. № 012044.
6. *Greco V., Ko S.M., Levai P.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. Art. № 202302.
7. *Adare A., Aidala C., Afanasiev S. et al.* // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. Art. № 064904.
8. *Heinz U. R., Snellings R.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2013. V. 63. P. 123.
9. *Adare A., Aidala C., Ajitanand N.N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. Art. № 212301.
10. *Adare A., Aidala C., Ajitanand N.N. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. Art. № 192301.
11. *Dusling K., Venugopalan R.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. Art. № 262001.
12. *Ortiz Velasquez A., Christiansen P., Cuautle Flores E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. Art. № 042001.
13. *Sakaguchi T.* // EPJ Web Conf. 2018. V. 172. Art. № 04003.