Ядерная физика

Научная статья
УДК 539.12
DOI: https://doi.org/10.18721/JPM.19213

АЗИМУТАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ФАКТОРОВ ЯДЕРНОЙ МОДИФИКАЦИИ π^0-МЕЗОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР МЕДИ И ЗОЛОТА ПРИ ЭНЕРГИИ 200 ГэВ И ЯДЕР УРАНА ПРИ 193 ГэВ

Е. В. Банников ✉, Я. А. Бердников, Д. М. Ларионова, Д. О. Котов, К. Н. Басиров, И. И. Борисов

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

✉ bannikov.ev.21@gmail.com

Аннотация. В работе представлены результаты расчета факторов ядерной модификации π^0-мезонов как функции от их поперечного импульса и азимутального угла в различных центральностях столкновений релятивистских ядер Cu + Au при энергии 200 ГэВ и U + U при 193 ГэВ. В результате анализа полученных данных было установлено, что характер азимутальной зависимости факторов ядерной модификации π^0-мезонов в обеих системах столкновений универсален в рассматриваемом диапазоне по поперечному импульсу и может быть объяснен зависимостью потерь энергии партонов от длины их пути в кварк-глюонной плазме (КГП). Азимутальные зависимости факторов ядерной модификации π^0-мезонов, рассчитанные в данной работе, целесообразно использовать для уточнения параметров теоретических моделей, описывающих потери энергии партонов в КГП, образующейся в столкновениях деформированных ядер или в асимметричных системах столкновений.

Ключевые слова: кварк-глюонная плазма, азимутальная анизотропия, фактор ядерной модификации, π^0-мезон

Для цитирования: Банников Е. В., Бердников Я. А., Ларионова Д. М., Котов Д. О., Басиров К. Н., Борисов И. И. Азимутальные зависимости факторов ядерной модификации π^0-мезонов в столкновениях релятивистских ядер меди и золота при энергии 200 ГэВ и ядер урана при 193 ГэВ // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2026. Т. 19. № 2. С. 160–170. DOI: https://doi.org/10.18721/JPM.19213

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/)

© Банников Е. В., Бердников Я. А., Ларионова Д. М., Котов Д. О., Басиров К. Н., Борисов И. И., 2026. Издатель: Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого.

Original article
DOI: https://doi.org/10.18721/JPM.19213

AZIMUTHAL DEPENDENCES OF THE NUCLEAR MODIFICATION FACTORS OF π^0 MESONS IN Cu+Au COLLISIONS AT AN ENERGY OF 200 GeV AND U+U COLLISIONS AT 193 GeV

E. V. Bannikov ✉, Ya. A. Berdnikov, D. M. Larionova, D. O. Kotov, K. N. Basirov, I. I. Borisov

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

✉ bannikov.ev.21@gmail.com

Abstract. The paper presents the results of calculating the nuclear modification factors of π^0 mesons as a function of their transverse momentum and azimuthal angle at different collision centralities of Cu + Au at an energy of 200 GeV and U + U at 193 GeV. As a result of the analysis of the obtained data, it was established that the azimuthal dependence of the nuclear modification factors of π^0 mesons in both collision systems demonstrated universality in the considered range of transverse momentum and could be explained by the dependence of parton energy losses on the length of their path in the quark-gluon plasma (QGP). It is advisable to use these azimuthal dependences of nuclear modification factors for clarification of the parameters in theoretical models describing the energy losses of partons in the QGP formed in collisions of deformed nuclei or in asymmetric collision systems.

Keywords: quark-gluon plasma, azimuthal anisotropy, nuclear modification factors, π^0 meson

For citation: Bannikov E. V., Berdnikov Ya. A., Larionova D. M., Kotov D. O., Basirov K. N., Borisov I. I., Azimuthal dependences of the nuclear modification factors of π^0 mesons in Cu+Au collisions at an energy of 200 GeV and U+U collisions at 193 GeV, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 19 (2) (2026) 160–170. DOI: https://doi.org/10.18721/JPM.19213

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/)

Введение

В конце XX века в рамках квантовой хромодинамики было предсказано, что при экстремальных значениях плотностей энергии и/или температуры, материя может переходить в особое состояние, в котором ее мельчайшие составляющие (партоны: кварки и глюоны) асимптотически свободны [1]. Данное состояние материи получило название кварк-глюонной плазмы (КГП). Впоследствии в экспериментах на ускорителях (коллайдерные эксперименты) было показано, что формирование КГП возможно в столкновениях релятивистских тяжелых ионов [2].

Исследование свойств КГП – это актуальная задача физики высоких энергий, однако она сталкивается с затруднениями, поскольку время жизни КГП очень мало (~10 фм/c [3]) и, следовательно, получить сведения о ее свойствах через прямые эксперименты не представляется возможным. Экспериментальные подходы к изучению возможности формирования КГП в столкновениях релятивистских ионов, а также исследования ее свойств, основаны на измерении выходов рожденных частиц и их угловых характеристик.

Данная работа посвящена измерению угловых зависимостей подавления рождения адронов при высоких значениях поперечных импульсов ($p_T > 5$ ГэВ/c) [4].

© Bannikov E. V., Berdnikov Ya. A., Larionova D. M., Kotov D. O., Basirov K. N., Borisov I. I., 2026. Published by Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University.

Постановка задачи

Одним из главных коллайдеров, которые используют для столкновений тяжелых релятивистских ядер, является RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider). В эксперименте PHENIX [3], проводимом на этом коллайдере, было обнаружено, что рождение адронов с большими поперечными импульсами p_T в столкновениях тяжелых ядер (например, ядер золота (Au + Au)) подавлено, по сравнению с их рождением в столкновениях протонов ($p + p$) [5]. Рождение адронов с высокими значениями величины p_T происходит преимущественно путем фрагментации струй, формируемых высокоэнергетическими партонами [6]. Проходя через плотную материю КГП, которая образуется в столкновениях тяжелых ядер, высокоэнергетические партоны взаимодействуют с ней, теряя при этом свою энергию в основном за счет тормозного излучения глюонов [6]. Потери энергии родительских партонов приводят к ослабеванию адронных струй и, следовательно, к уменьшению поперечного импульса адронов этих струй (эффект «гашение струй»).

Таким образом, обнаруженное подавление рождения адронов с большими p_T было интерпретировано как свидетельство образования КГП в столкновениях тяжелых ядер [3].

Для количественной оценки степени подавления рождения адронов при больших p_T принято использовать факторы ядерной модификации адронов (RAB), величина которых служит индикатором того, насколько рождение адронов подавлено в столкновениях ядер, по сравнению с ($p + p$)-столкновениями:

$$R_{AB}\left(p_T\right) = \frac{1}{\left\langle N_{coll}\right\rangle}\frac{d^2N_{AB}/dp_Tdy}{d^2N_{pp}/dp_Tdy},$$

где $\left\langle N_{coll}\right\rangle$ – среднее число бинарных неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий; d^2N_{AB} / dp_Tdy – инвариантный спектр (по величине p_T) рождения изучаемых частиц в столкновениях ядер ($A + B$); d^2N_{pp} / dp_Tdy – инвариантный спектр (также по величине p_T) рождения изучаемых частиц в ($p + p$)-столкновениях; y – быстрота.

Подавление рождения адронов в ядро-ядерных столкновениях в результате потери энергии высокоэнергетических партонов приводит к уменьшению значений $R_{AB}(p_T)$ ниже единицы при $p_T > 5$ ГэВ/c.

Ранее проведенные измерения $R_{AB}(p_T)$ адронов при $p_T > 5$ ГэВ/c в релятивистских столкновениях тяжелых ядер были описаны теоретическими моделями, учитывающими потери энергии партонов при прохождении через среду КГП [6 – 8]. Одним из ключевых параметров этих моделей служит транспортный коэффициент $\hat{q}$, характеризующий средний квадрат поперечного импульса, которым обменивается высокоэнергетический партон и среда КГП на единицу длины пути партона.

Основные проблемы теоретических моделей, применяемых для описания потерь энергии партонов в КГП, заключаются в различии значений транспортного коэффициента $\hat{q}$, извлекаемых из разных моделей, и в различии оценок зависимостей потерь энергии партонов от длины их пути в КГП [6]. Такие различия приводят к невозможности однозначного детального описания измеренных зависимостей $R_{AB}(p_T)$ адронов и их азимутальной анизотропии (ее экспериментальной оценкой выступает эллиптический поток v_2).

Существующие модели при точном описании зависимости $R_{AB}(p_T)$ адронов при $p_T > 5$ ГэВ/c систематически недооценивают величину v_2 [9]. Учет более сложной начальной геометрии столкновения ядер, приводящей к повышению величины v_2 в модельных расчетах, а также использование более сложных подходов (например, AdS/CFT [6]) для совместного описания $R_{AB}(p_T)$ и v_2 требуют дальнейшего отдельного изучения [9, 10]. Несмотря на последние успехи в моделировании взаимодействий адронных струй со средой КГП [11], данная проблема не теряет своей актуальности.

Таким образом, для более четкого понимания процессов потерь энергии партонов необходимо экспериментально измерять величины, которые характеризуются большей чувствительностью к длине пути партонов в среде КГП.

Одним из способов более детального экспериментального исследования зависимости потерь энергии партонов от длины их пути в КГП является варьирование систем столкновений и проведение измерений функции $R_{AB}(p_T)$ адронов при $p_T > 5$ ГэВ/c в различных классах событий по центральности. В качестве адронов-индикаторов удобно использовать

π^0-мезоны, поскольку их идентификацию можно осуществлять в широком диапазоне значений поперечного импульса с относительно небольшими неопределенностями измерений.

Такой подход позволил провести измерения зависимостей $R_{AB}(p_T)$ π^0-мезонов вплоть до значения p_T около 20 ГэВ/c в различных классах событий по центральности столкновений ядер Au + Au [12], Cu + Au [13] и U + U [14]. Одним из результатов данных измерений стало обнаружение независимости характера подавления π^0-мезонов при $p_T > 5$ ГэВ/c от начальной геометрии системы столкновений при близких значениях величины N_{part} – числа нуклонов-участников, которая характеризует центральность столкновения и объем образованной КГП [13, 14].

Область перекрытия тяжелых ядер в общем случае имеет форму эллипсоида и, следовательно, средняя длина пути, проходимого родительским партоном в КГП, зависит от азимутального угла его вылета относительно плоскости реакции $\Delta\varphi$ (плоскость, формируемая осью пучка и вектором прицельного параметра). Степень подавления рождения адронов зависит от средней длины пути родительских партонов в КГП, поэтому подавление рождения адронов будет азимутально анизотропно в одном классе событий по центральности. Азимутальная анизотропия в импульсном пространстве количественно характеризуется величиной эллиптического потока.

Измерение зависимостей $R_{AB}(p_T)$ для адронов не позволяет изучать связь между подавлением рождения адронов и длиной пути родительских партонов в КГП, так как функция $R_{AB}(p_T)$ определяется по величинам, интегрированным по углу $\Delta\varphi$. Однако при одновременном использовании измеренных значений факторов ядерной модификации и эллиптических потоков адронов в зависимости от значений их p_T можно оценивать азимутальные функции $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$, обладающие высокой чувствительностью к длине пути партонов в КГП.

Указанные зависимости R_{AB} от двух кинематических переменных p_T и $\Delta\varphi$ были ранее уже исследованы для π^0-мезонов в различных классах событий по центральности столкновений Au + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [10, 12]. В этих работах было установлено, что степень подавления рождения π^0-мезонов при одинаковой величине N_{part} (или в одном классе событий по центральности) может различаться почти в 2 раза, в зависимости от их азимутального угла относительно плоскости реакции.

В настоящей работе рассматриваются две системы столкновений тяжелых ядер: меди и золота (Cu + Au) и урана (U + U). В отличие от столкновений симметричных ядер золота, рассматриваемые системы столкновений обладают дополнительной анизотропией области перекрытия ядер относительно плоскости реакции. Такая анизотропия в столкновениях Cu + Au возникает ввиду разницы в размерах ядер меди и золота, приводящей к полному перекрытию ядра меди в центральных столкновениях. Ядра урана продольно деформированы и, следовательно, при различной их ориентации в пространстве, формы области перекрытия ядер могут различаться даже в одном классе событий по центральности.

Итак, в настоящей работе поставлена актуальная задача по измерению азимутально зависимых значений $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ для π^0-мезонов в системах ядро-ядерных столкновений Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и U + U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ.

Как предполагалось, полученные результаты должны нести информацию о влиянии начальной геометрии столкновений на зависимость потерь энергии партонов от длины их пути в среде КГП, а также могут накладывать дополнительные ограничения на значения параметров теоретических моделей, описывающих потери энергии партонов.

Методика исследования

Азимутальную анизотропию подавления рождения π^0-мезонов можно непосредственно вычислить, если использовать их факторы ядерной модификации [10]:

$$R_{AB}\left(p_T, \Delta\varphi_i\right) = R_{AB}\left(p_T\right)\frac{\Delta N\left(p_T, \Delta\varphi_i\right)}{\frac{1}{k}\sum_{i=1}^{k}\Delta N\left(p_T, \Delta\varphi_i\right)},$$

где $\Delta N(p_T, \Delta\varphi_i)$ – выход π^0-мезонов в i-м интервале по азимутальному углу $\Delta\varphi_i$ при поперечном импульсе p_T.

Суммирование в знаменателе формулы проводится по всем i-м угловым интервалам (их число равно k). При вычислениях значения $R_{AB}(p_T)$ для π^0-мезонов в столкновениях Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и U + U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ были взяты из работ [13, 14]. Второй сомножитель в данном выражении характеризует азимутальную зависимость выходов π^0-мезонов: он есть отношение выходов в интервале $\Delta\varphi_i$ к средней величине выходов по всем интервалам при данной величине p_T. Однако измеренные значения $\Delta N(p_T, \Delta\varphi_i)$ π^0-мезонов в различных интервалах по азимутальному углу в столкновениях Cu + Au и U + U не были ранее опубликованы, поэтому возникла необходимость использовать другой способ оценки азимутальной анизотропии рождения частиц.

Инклюзивные (интегральные по азимутальному углу) зависимости факторов ядерной модификации π^0-мезонов $R_{AB}(p_T)$ в эксперименте измеряются как отношение (нормированное на величину $\langle N_{coll} \rangle$) инвариантных дифференциальных спектров π^0-мезонов в столкновениях ядер к аналогичным спектрам в протон-протонных столкновениях. Для определения азимутальной зависимости рождения изучаемых частиц $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ их полный инвариантный спектр вида $E \cdot d^3N/d^3p$ можно разложить в ряд Фурье по азимутальному углу относительно плоскости реакции [15]:

$$E\frac{d^3N}{d^3p} = \frac{1}{2\pi}\frac{d^2N}{p_T dp_T dy}\left\{1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos\left[n\left(\varphi - \Psi^{RP}\right)\right]\right\},$$

где φ – азимутальный угол вылета частицы, y – быстрота, v_n – коэффициенты Фурье (анизотропные потоки), Ψ^{RP} – азимутальный угол плоскости реакции.

Таким образом, азимутальная анизотропия распределения частиц по поперечному импульсу характеризуется значениями анизотропных потоков, из которых доминирует эллиптический поток v_2 (второй коэффициент Фурье). Тогда аналитическое представление выражения для вычисления значений $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ в виде непрерывной функции (при $k \to \infty$, $\Delta N(p_T, \Delta\varphi_i) \to dN/d\Delta\varphi$) будет иметь вид:

$$R_{AB}\left(p_T, \Delta\varphi\right) = R_{AB}\left(p_T\right)\left[1 + 2v_2\left(p_T\right)\cos\left(2\Delta\varphi\right)\right],$$

где угловая зависимость выходов π^0-мезонов параметризируется с помощью значений $v_2(p_T)$, а угол $\Delta\varphi$ может принимать произвольные значения в диапазоне $0 < \Delta\varphi < \pi/2$.

Значения $v_2(p_T)$ были нами взяты из статьи [16], при этом все необходимые величины для вычисления значений $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ оказываются доступными.

Значения $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ для π^0-мезонов были вычислены для четырех (либо трех) интервалов по p_T в диапазоне $5 < p_T < 10$ ГэВ/c и в четырех (либо трех) классах событий по центральности столкновений ядер Cu + Au (либо ядер U + U). Выбор интервалов по p_T и классов событий по центральности был продиктован результатами измерений значений $R_{AB}(p_T)$ и $v_2(p_T)$, полученными ранее. Азимутальная зависимость значений факторов ядерной модификации π^0-мезонов была исследована в шести интервалах по $\Delta\varphi$ в диапазоне $0 < \Delta\varphi < \pi/2$.

Результаты измерений

На рис. 1 представлены рассчитанные значения $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ для π^0-мезонов в четырех интервалах по поперечному импульсу в диапазоне $5 < p_T < 10$ ГэВ/c и в четырех классах событий по центральности столкновений Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. На рис. 1, *d* рассчитанные значения $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ приведены только для трех центральностей столкновений Cu + Au, что связано с отсутствием значений $v_2(p_T)$ для π^0-мезонов, измеренных в диапазоне $8 < p_T < 10$ ГэВ/c в центральности 40 – 60%.

Закрашенными маркерами на рис. 1 изображены значения $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$, а полыми маркерами – значения $R_{AB}(p_T)$. Неопределенности значений $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ были получены с помощью распространения неопределенностей от значений $v_2(p_T)$. Систематические неопределенности значений $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ представлены на рис. 1 в виде закрашенной полосы переменной ширины, где ширина полосы – величина систематической неопределенности. Систематические неопределенности от инклюзивных значений $R_{AB}(p_T)$ приведены на рис. 1 в виде закрашенных прямоугольников при $\Delta\varphi = \pi/4$ и распространяются на все значения $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ соответствующего ряда.

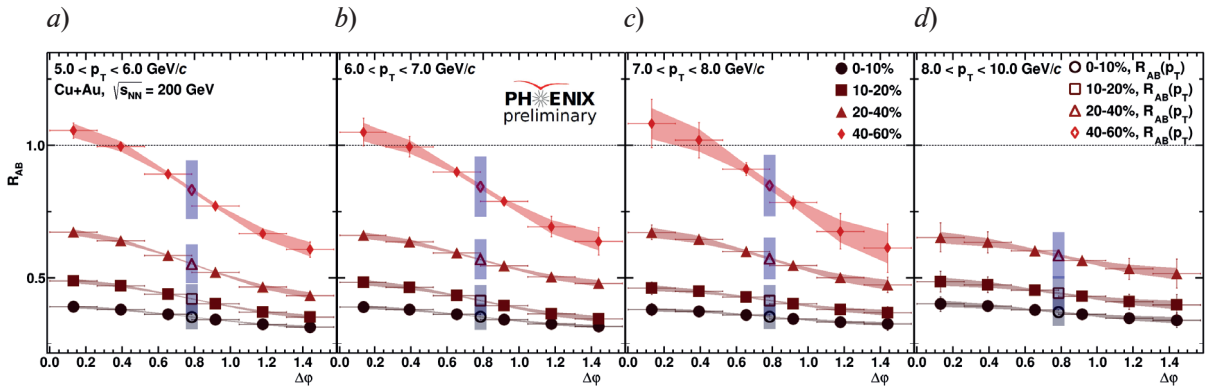


Рис. 1. Зависимости $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ для π^0-мезонов, рассчитанные для четырех интервалов значений p_T (a – d) в диапазоне $5 < p_T < 10$ ГэВ/c и в четырех классах событий по центральности столкновений ядер Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Классы по центральности, %: 0 – 10, 10 – 20, 20 – 40 и 40 – 60. Инклюзивные значения $R_{AB}(p_T)$ представлены точками при $\Delta\varphi = \pi/4$ (0,785 рад)

Азимутальная анизотропия факторов ядерной модификации π^0-мезонов возрастает с увеличением центральности столкновений, приводя к различию примерно в 1,7 раз между значениями $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ в плоскости реакции ($0 < \Delta\varphi < \pi/12$) и перпендикулярно ей ($5\pi/12 < \Delta\varphi < \pi/2$) в периферических столкновениях Cu + Au (40 – 60%). Наблюдаемая азимутальная анизотропия значений $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ свидетельствует о различной степени подавления рождения π^0-мезонов в зависимости от угла их вылета. Высокоэнергетический родительский партон, вылетевший в направлении плоскости реакции, пройдет в среднем меньший путь в КГП, чем путь, который бы он прошел, если бы вылетел в перпендикулярном направлении. Меньшая длина пути партона в КГП приводит в среднем к менее интенсивному взаимодействию партона с сильновзаимодействующей средой и, значит, к меньшим потерям энергии этого партона. Как следствие, гашение адронной струи, формируемой высокоэнергетическим партоном, будет слабее, а поперечный импульс π^0-мезонов, рожденных в результате фрагментации этого жесткого партона, будет больше.

Таким образом, наблюдаемую азимутальную зависимость подавления рождения π^0-мезонов можно объяснить зависимостью потерь энергии родительских партонов от длины их пути в КГП перед фрагментацией.

Из рис. 1 следует, что инклюзивные и азимутально зависимые значения факторов ядерной модификации π^0-мезонов снижаются при переходе от периферических столкновений (40 – 60%) к центральным (0 – 10%). Данное наблюдение свидетельствует о возрастании степени подавления π^0-мезонов с увеличением размера КГП, образующейся в столкновениях Cu + Au, что было ранее отмечено в работе [13].

Обнаруженные особенности поведения значений $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ для π^0-мезонов в столкновениях Cu + Au демонстрируют универсальность во всех четырех интервалах по поперечному импульсу в диапазоне $5 < p_T < 10$ ГэВ/c. Это может свидетельствовать о сходстве механизма потерь энергии партонов в КГП во всем рассматриваемом диапазоне по поперечному импульсу.

На рис. 2 приведены вычисленные значения $R_{AA}(p_T, \Delta\varphi)$ для π^0-мезонов в трех интервалах по поперечному импульсу в диапазоне $5 < p_T < 10$ ГэВ/c и в трех классах событий по центральности столкновений U + U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ. На рис. 2, c рассчитанные значения $R_{AA}(p_T, \Delta\varphi)$ приведены только для двух центральностей столкновений U + U, что связано с отсутствием значений $v_2(p_T)$ для π^0-мезонов, измеренных в диапазоне $8 < p_T < 10$ ГэВ/c в центральности 40 – 60%. Обозначения факторов ядерной модификации для разных случаев столкновения ядер (Cu + Au и U + U) различаются, потому что в первом случае ядра разные ($A + B$, R_{AB}), а во втором – одинаковые ($A + A$, R_{AA}). Неопределенности значений $R_{AA}(p_T, \Delta\varphi)$ и $R_{AA}(p_T)$ на рис. 2 представлены таким же образом, как на рис. 1.

Наблюдения, сделанные при анализе значений $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ для π^0-мезонов в столкновениях Cu + Au, справедливы для аналогичных значений в (U + U)-столкновениях. Стоит

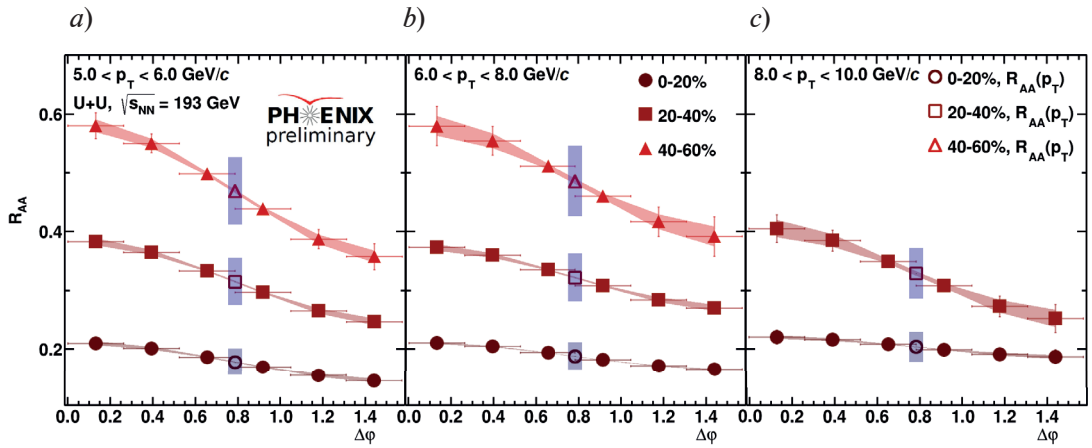


Рис. 2. Зависимости $R_{AA}(p_T, \Delta\varphi)$ для π^0-мезонов, аналогичные представленным на рис. 1, но относящиеся к столкновениям ядер U + U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ и рассчитанные для трех интервалов по p_T ($a - c$) (в том же диапазоне их значений) и в трех классах событий по центральности столкновений, % : 0 – 20, 20 – 40 и 40 – 60.
Инклюзивные значения $R_{AA}(p_T)$ также представлены точками при $\Delta\varphi = \pi/4$

отметить, что отношение значений $R_{AA}(p_T, \Delta\varphi)$ для π^0-мезонов в плоскости реакции и в направлении, перпендикулярном этой плоскости, достигает ~1,5 в системе столкновений U + U, что составляет меньшее значение, чем в столкновениях Cu + Au. Скорее всего, эта разница связана с непотоковыми эффектами (например, корреляции струй [17, 18]). Такое влияние на измеренные значения $v_2(p_T)$ для π^0-мезонов в периферических столкновениях Cu + Au [16] может приводить к завышению значений эллиптических потоков.

Заключение

В данной работе рассчитаны азимутально зависимые факторы ядерной модификации π^0-мезонов в различных интервалах по поперечному импульсу в диапазоне $5 < p_T < 10$ ГэВ/c для разных классов событий по центральности столкновений Cu + Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и U + U при $\sqrt{s_{NN}} = 193$ ГэВ.

Установлено, что азимутально зависимые значения факторов ядерной модификации π^0-мезонов в столкновениях Cu + Au оказываются систематически выше аналогичных значений в системе столкновений U + U, что объясняется формированием больших размеров КГП в столкновениях ядер урана. Особенности поведения значений $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ для π^0-мезонов в диапазоне $5 < p_T < 10$ ГэВ/c в рассматриваемых системах столкновений демонстрируют универсальность: при переходе от центральных столкновений к периферическим азимутальная анизотропия факторов ядерной модификации π^0-мезонов растет, а степень подавления рождения адронов снижается. Наблюдаемое поведение рассчитанных значений $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ для π^0-мезонов в столкновениях Cu + Au и U + U можно описать зависимостью потерь энергии партонов от длины их пути в КГП.

Обнаружено, что отношение значений $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ для π^0-мезонов в плоскости реакции и в направлении, перпендикулярном этой плоскости, достигает примерно 1,5 в системе столкновений U + U и 1,7 в столкновениях Cu + Au. Одной из возможных причин указанного различия могут выступать непотоковые эффекты, влияние которых при измерении значений $v_2(p_T)$ для π^0-мезонов в периферических столкновениях Cu + Au [16] приводит к завышению значений эллиптических потоков.

Рассчитанные значения $R_{AB}(p_T, \Delta\varphi)$ для π^0-мезонов можно использовать для уточнения параметров теоретических моделей, описывающих потери энергии партонов в кварк-глюонной плазме, образующейся в столкновениях деформированных ядер или в асимметричных системах столкновений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Shuryak E.** Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter // Physics Reports. 1980. Vol. 61. No. 2. Pp. 71–158.

2. **Matsui T., Satz H.** J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation // Physics Letters B. 1986. Vol.178. No. 4. Pp. 416 –422.

3. **Adcox K., Adler S., Afanasiev S., et al. (**PHENIX Collaboration). Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration // Nuclear Physics A. 2005. Vol. 757. No. 1–2. Pp. 184–283.

4. **Cao S., Wang X.-N.** Jet quenching and medium response in high-energy heavy-ion collisions: A review // Reports on Progress in Physics. 2021. Vol. 84. No. 2. P. 024301.

5. **Adcox K., Adler S., Ajitanand N., et al.** (PHENIX Collaboration). Suppression of hadrons with large transverse momentum in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV // Physical Review Letters. 2001. Vol. 88. No. 2. P. 022301.

6. **d'Enterria D.** Jet quenching (Section 6.4) // Landolt – Börnstein – Group I: "Elementary Particles, Nuclei and Atoms". 2010. Vol. 23. Pp. 471–520.

7. **Cunqueiro L., Sickles A.** Studying the QGP with jets at the LHC and RHIC // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2022. Vol. 124. May. P. 103940.

8. **Harris J. W., Müller B.** "QGP signatures" revisited // The European Physical Journal C. 2024. Vol. 84. No. 3. P. 247.

9. **Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al.** (PHENIX Collaboration). Azimuthal anisotropy of π^0 production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV: Path-length dependence of jet quenching and the role of initial geometry // Physical Review Letters. 2010. Vol. 105. No. 2. P. 142301.

10. **Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al.** (PHENIX Collaboration). Neutral pion production with respect to centrality and reaction plane in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // Physical Review C. 2013. Vol. 87. No. 3. P. 034911.

11. **Acharya S., Adamová D., Adler A., et al.** (ALICE Collaboration). The ALICE experiment: A journey through QCD // The European Physical Journal C. 2024. Vol. 84. 14 August. P. 813.

12. **Afanasiev S., Aidala C., Ajitanand N., et al. (**PHENIX Collaboration). High-p_T π^0 production with respect to the reaction plane in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // Physical Review C. 2009. Vol. 80. No. 5. P. 054907.

13. **Aidala C., Ajitanand N., Akiba Y., et al.** (PHENIX Collaboration). Production of π^0 and η mesons in Cu+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // Physical Review C. 2018. Vol. 98. No. 5. P. 054903.

14. **Acharya U., Aidala C., Ajitanand N., et al.** (PHENIX Collaboration). Production of π^0 and η mesons in U+U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 192$ GeV // Physical Review C. 2020. Vol. 102. No. 6. P. 064905.

15. **Voloshin S., Zhang Y.** Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of azimuthal particle distributions // Zeitschrift für Physik C. 1996. Vol. 70. No. 4. Pp. 665–671.

16. **Банников Е. В., Бердников Я. А., Ларионова Д. М., Котов Д. О.** Сравнение эллиптических потоков π^0-мезонов в столкновениях Cu+Au при энергии 200 ГэВ и U + U при 193 ГэВ // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2026. Т. 19. № 1. С. 144–157.

17. **Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al.** (PHENIX Collaboration). Azimuthal anisotropy of π^0 and η mesons in Au+Au collisions at 200 GeV // Physical Review C. 2013. Vol. 88. No. 6. P. 064910.

18. **Jia J.** Ways to constrain the away-side jet in Au+Au collisions in PHENIX // Nuclear Physics A. 2007. Vol. 783. No. 1–4. Pp. 501–506.

REFERENCES

1. **Shuryak E.,** Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter, Phys. Rept. 61 (2) (1980) 71–158.

2. **Matsui T., Satz H.,** J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation, Phys. Lett. B. 178 (4) (1986) 416–422.

3. **Adcox K., Adler S., Afanasiev S., et al.** (PHENIX Collaboration), Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration, Nucl. Phys. A. 757 (1–2) (2005) 184–283.

4. **Cao S., Wang X.-N.,** Jet quenching and medium response in high-energy heavy-ion collisions: a review, Rept. Prog. Phys. 84 (2) (2021) 024301.

5. **Adcox K., Adler S., Ajitanand N., et al.** (PHENIX Collaboration), Suppression of hadrons with large transverse momentum in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, Phys. Rev. Lett. 88 (2) (2001) 022301.

6. **d'Enterria D.,** Jet quenching, Section 6.4. in book: Landolt – Börnstein – Group I: "Elementary Particles, Nuclei and Atoms", Vol. 23 (2010) 471–520.

7. **Cunqueiro L., Sickles A.,** Studying the QGP with jets at the LHC and RHIC, Prog. Part. Nucl. Phys. 124 (May) (2022) 103940.

8. **Harris J. W., Müller B.** "QGP signatures" revisited, Eur. Phys. J. C. 84 (3) (2024) 247.

9. **Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al.** (PHENIX Collaboration), Azimuthal anisotropy of π^0 production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV: Path-length dependence of jet quenching and the role of initial geometry, Phys. Rev. Lett. 105 (2) (2010) 142301.

10. **Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al.** (PHENIX Collaboration), Neutral pion production with respect to centrality and reaction plane in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, Phys. Rev. C. 87 (3) (2013) 034911.

11. **Acharya S., Adamová D., Adler A., et al.** (ALICE Collaboration), The ALICE experiment: A journey through QCD, Eur. Phys. J. C. 84 (14 Aug) (2024) 813.

12. **Afanasiev S., Aidala C., Ajitanand N., et al.** (PHENIX Collaboration), High-p_T π^0 production with respect to the reaction plane in Au+Au collisions at 200 GeV, Phys. Rev. C. 80 (5) (2009) 054907.

13. **Aidala C., Ajitanand N., Akiba Y., et al.** (PHENIX Collaboration), Production of π^0 and η mesons in Cu+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, Phys. Rev. C. 98 (5) (2018) 054903.

14. **Acharya U., Aidala C., Ajitanand N., et al.** (PHENIX Collaboration), Production of π^0 and η mesons in U+U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 192$ GeV, Phys. Rev. C. 102 (6) (2020) 064905.

15. **Voloshin S., Zhang Y.,** Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of azimuthal particle distributions, Z. Phys C. 70 (4) (1996) 665–671.

16. **Bannikov E. V., Berdnikov Ya. A., Larionova D. M., Kotov D. O.,** Comparison of π^0 meson elliptic flow in Cu+Au collisions at the energy of 200 GeV and U+U collisions at 193 GeV, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 19 (1) (2026) 144–157.

17. **Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al.** (PHENIX Collaboration), Azimuthal anisotropy of π^0 and η mesons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, Phys. Rev. C. 88 (6) (2013) 064910.

18. **Jia, J.,** Ways to constrain the away-side jet in Au+Au collisions in PHENIX, Nucl. Phys. A. 783 (1–4) (2007) 501–506.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

БАННИКОВ Егор Викторович – *аспирант Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.*

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

bannikov.ev.21@gmail.com

ORCID: 0000-0002-9820-062X

БЕРДНИКОВ Ярослав Александрович – *доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.*

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

berdnikov@spbstu.ru

ORCID: 0000-0003-0309-5917

ЛАРИОНОВА Дарья Максимовна – *кандидат физико-математических наук, доцент Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.*
195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
dashalario@gmail.com
ORCID: 0009-0007-7019-5586

КОТОВ Дмитрий Олегович – *кандидат физико-математических наук, доцент Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.*
195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
dmitriy.kotov@gmail.com
ORCID: 0000-0002-3395-0454

БАСИРОВ Кирилл Наилевич – *инженер Высшей школы фундаментальных физических исследований Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.*
195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
kirill.basirov@mail.ru

БОРИСОВ Иван Ильич – *студент Физико-механического института Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.*
195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
borisov.ii@edu.spbstu.ru

THE AUTHORS

BANNIKOV Egor V.
Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
bannikov.ev.21@gmail.com
ORCID: 0000-0002-9820-062X

BERDNIKOV Yaroslav A.
Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
berdnikov@spbstu.ru
ORCID: 0000-0003-0309-5917

LARIONOVA Daria M.
Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
dashalario@gmail.com
ORCID: 0009-0007-7019-5586

KOTOV Dmirty O.
Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
dmitriy.kotov@gmail.com
ORCID: 0000-0002-3395-0454

BASIROV Kirill N.
Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
kirill.basirov@mail.ru

BORISOV Ivan I.
Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
borisov.ii@edu.spbstu.ru

Статья поступила в редакцию 11.01.2026. Одобрена после рецензирования 19.01.2026. Принята 19.01.2026.
Received 11.01.2026. Approved after reviewing 19.01.2026. Accepted 19.01.2026.

© Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 2026