

DOI: 10.18721/JPM.11211

УДК 539.126.3

## ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА ГАШЕНИЯ СТРУЙ В СИСТЕМЕ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ СТОЛКНОВЕНИЙ ЯДЕР УРАНА НА ЭКСПЕРИМЕНТЕ ФЕНИКС

**П.В. Радзевич, А.Я. Бердников, Я.А. Бердников,  
С.В. Жарко, Д.О. Котов**

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Российская Федерация

Тщательное исследование столкновений тяжелых ионов на коллайдере RHIC привело к открытию нового состояния материи – сильно взаимодействующей кварк-глюонной плазмы (СКГП). Свойства СКГП изучаются при помощи измерения выходов частиц в области больших поперечных импульсов. Выходы  $\pi^0$ -мезонов можно измерять с высокой точностью при большом значении поперечного импульса. Изучение  $\pi^0$ -мезонов в разных сталкивающихся системах позволяет исследовать зависимость потерь энергии от длины пути в среде. Система ядер урана  $U + U$  дает возможность исследовать несферическую геометрию столкновений тяжелых ионов с наибольшей плотностью энергии в центральных столкновениях. В данной работе приведены результаты эксперимента ФЕНИКС по измерению выходов  $\pi^0$ -мезонов в системе сталкивающихся ядер  $U + U$ . Результаты представлены как функции  $p_T$  и центральности.

**Ключевые слова:** кварк-глюонная плазма; эффект гашения струй; фактор ядерной модификации

**Ссылка при цитировании:** Радзевич П.В., Бердников А.Я., Бердников Я.А., Жарко С.В., Котов Д.О. Изучение эффекта гашения струй в системе ультрарелятивистских столкновений ядер урана на эксперименте ФЕНИКС // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2018. Т. 11. № 2. С. 119 – 129. DOI: 10.18721/JPM.11211

## PHENIX EXPERIMENT: STUDY OF THE JET QUENCHING EFFECT IN THE ULTRARELATIVISTIC U+U COLLISIONS

**P.V. Radzevich, A.Ya. Berdnikov, Ya.A. Berdnikov,  
S.V. Zharko, D.O. Kotov**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russian Federation

Extensive study of heavy ion collisions at RHIC has resulted in discovery of a new state of matter – strongly interacting quark-gluon plasma (sQGP). Measurements of high- $p_T$  particles contribute to systematic study of sQGP properties. Yields of leading particle such as  $\pi^0$  can be measured with high precision at high transverse momenta. Study of  $\pi^0$  in different collision systems allows investigation of the path length dependence of energy loss in the medium. U+U presents an opportunity to

research non-spherical heavy ion collision system with highest energy density in central collisions. This paper presents the most recent PHENIX results on  $\pi^0$  production in U+U collision system. Results are presented as functions of  $p_T$  and centrality.

**Key words:** quark gluon plasma; nuclear modification factor; jet quenching heavy ion collision

**Citation:** P.V. Radzevich, A.Ya. Berdnikov, Ya.A. Berdnikov, S.V. Zharko, D.O. Kotov, PHENIX experiment: Study of the jet quenching effect in the ultrarelativistic U+U collisions, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 11 (2) (2018) 119 – 129. DOI: 10.18721/JPM.11211

## Введение

В 2005 году в экспериментах на релятивистском коллайдере тяжелых ионов (**Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), БНЛ**) [1] было сделано заявление об открытии сильно взаимодействующей кварк-глюонной плазмы [2], образующейся в центральных столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ядер. Сильно взаимодействующая кварк-глюонная плазма (СКГП) – состояние ядерной материи в экстремальных условиях (при плотности энергии порядка  $1 \text{ ГэВ/фм}^3$  и температуре около  $170 \text{ МэВ}$ ), при которых кварки и глюоны, обладающие цветовым зарядом, перестают быть связанными внутри адронов и движутся свободно внутри объема порядка  $10 \text{ фм}^3$ . Считается, что Вселенная проходила через такое состояние через микросекунды после Большого взрыва.

Целью эксперимента ФЕНИКС [3] сегодня является детальное изучение свойств СКГП, ее динамики и особенностей рождения и взаимодействия частиц различных типов.

Одним из основных признаков формирования СКГП является эффект гашения адронных струй, который проявляется в подавлении выхода высокоэнергетичных адронов в центральных ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ядер. В области больших поперечных импульсов ( $p_T > 5 \text{ ГэВ}/c$ ) рождение адронов определяется процессами фрагментации, при которых высокоэнергетичные партоны вылетают из области столкновения и образуют адронные струи [4 – 6]. Таким образом, изучение степени подавления выхода адронов в области больших поперечных импульсов считается одним из лучших способов изучения свойств СКГП.

Чтобы изучить степень подавления выхода адронов в области больших поперечных импульсов, наиболее часто используют  $\pi^0$ -мезоны. Это удобно потому, что спектры  $\pi^0$ -мезонов можно измерять в широком диапазоне поперечных импульсов с малой погрешностью.

Особый интерес представляет система ультрарелятивистских ядер урана ( $U + U$ ). Ядра урана имеют ярко выраженную несферическую форму, и вследствие этого система  $U + U$  имеет особую геометрию столкновения, по сравнению с симметричными ( $Au + Au$ ,  $Cu + Cu$ ,  $Pb + Pb$ ) и несимметричными ( $Cu + Au$ ) системами. Кроме того, центральные ( $U + U$ )-столкновения характеризуются самой большой энергетической плотностью, доступной на коллайдере RHIC. Изучение особенностей рождения нейтральных мезонов ( $\pi^0$ -мезонов, в частности) позволяет лучше дискриминировать различные теоретические модели, описывающие свойства СКГП.

## Постановка и описание задачи

Основная цель данной работы заключается в изучении особенностей рождения  $\pi^0$ -мезонов в ( $U + U$ )-столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 192 \text{ ГэВ}$ . Для этого необходимо получить и проанализировать следующие данные:

инвариантные спектры рождения  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от их поперечного импульса  $p_T$  и центральности ( $U + U$ )-столкновений;

факторы ядерной модификации  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $p_T$  и центральности.

Поперечный импульс  $p_T$  характеризует энергию взаимодействия в системе сталкивающихся ядер. Центральность служит одной из основных общих характеристик



взаимодействия; она показывает степень перекрытия налетающих друг на друга ядер с фиксированным прицельным параметром. Максимальная степень перекрытия соответствует центральным столкновениям (0 – 20 %), а минимальная – периферийным (60 – 80 %).

### Методика исследования

Результаты исследования получены с помощью спектрометра ФЕНИКС (RHIC, БНЛ) [7]. Измерительная система эксперимента ФЕНИКС состоит из четырех спектрометрических плеч. Два мюонных плеча (северное и южное) расположены в области быстрот  $1,2 < |\eta| < 2,4$ ; они регистрируют мюонное излучение. Восточное и западное центральные плечи (рис. 1), регистрируют электроны, фотоны и заряженные адроны. Центральные плечи состоят из двух дрейфовых камер 5, трех слоев падовых камер 7, восьми секторов электромагнитного калориметра 2, 3, РИЧ-детектора 4, времяпролетных камер 6, счетчика ядро-ядерных

столкновений 1 и других элементов.

Электромагнитный калориметр измеряет энергию и позиции фотонов, электронов и адронов, попавших в его акцептанс. На эксперименте ФЕНИКС используют два типа калориметров:

сцинтилляционный сэмплинг-калориметр PbSc (4 сектора в западном плече и 2 сектора в восточном плече);

калориметр Черенкова со свинцовым стеклом PbGl (2 сектора в восточном плече).

Эти калориметры обладают как достоинствами, так и недостатками, при этом их совокупное использование позволяет провести измерение с необходимой точностью и оценить систематические эффекты. Каждый сектор калориметра состоит из одинаковых башен, задающих их сегментацию.

Измерение выходов  $\pi^0$ -мезонов производится в канале  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Энергии и импульсы фотонов измеряются в электромагнитном калориметре. Но адроны, попадая в активный объем детектора, могут терять энергию и образовывать адронные ливни.

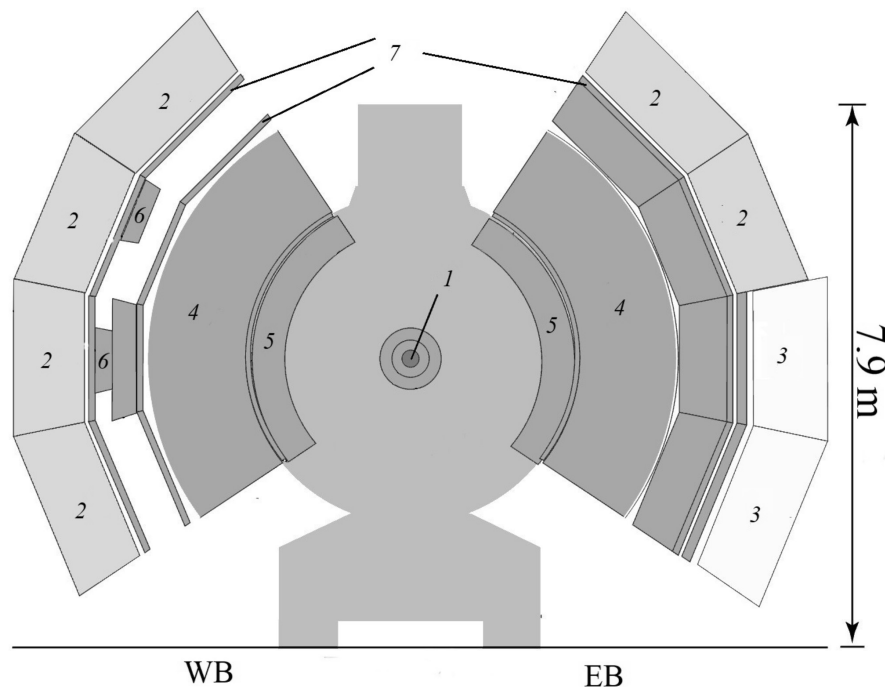


Рис. 1. Схема центральной части измерительной установки ФЕНИКС:

1 – счетчик ядро-ядерных столкновений; 2, 3 – электромагнитный калориметр (8 секторов); 4 – РИЧ-детектор; 5 – дрейфовые камеры; 6 – времяпролетные камеры; 7 – три слоя падовых камер; WB, EB – западное и восточное плечи (branches) установки

Электронные ливни, оставленные фотонами, можно выделять разными способами, а в данной работе для этой цели применяется метод дискриминации. Последний базируется на определении формы ливня.

Для разных видов детекторов используются различные количественные методы исследования. Анализ формы ливней, рожденных в электромагнитном калориметре PbSc, сводится к сравнению энерговыделения внутри башен с данными, полученными методом моделирования Монте-Карло. Сравнение выполняется с помощью метода  $\chi^2$ -соответствия энерговыделения внутри башен, ассоциированных с кластером — данным, полученным в моделировании Монте-Карло. Электромагнитная природа кластеров, восстановленных в электромагнитном калориметре PbSc, определяется с помощью неравенства  $\chi^2 < 3$ . Анализ формы ливней, рожденных в электромагнитном калориметре PbGl, производится с помощью анализа дисперсии кластеров. Электромагнитная природа кластеров, восстановленных в электромагнитном калориметре PbGl, определяется с помощью дискриминирующего неравенства.

Для дискриминации адронных кластеров используются дополнительные энергетические ограничения. Устанавливается нижний порог на энергию восстановленных кластеров:

$$E_\gamma > 400 \text{ МэВ},$$

так как средняя энергия, оставленная в калориметре заряженными адронами,  $E \approx 300 \text{ МэВ}$ .

Критерии отбора событий включают следующие условия:

исключение сегментов данных, не прошедших контроль качества данных с калориметра;

ограничение на вершину взаимодействия, которая в данной работе определялась неравенством

$$-20 < z_v < +20.$$

В интервале этого промежутка эффективность триггера была постоянной в цикле (U + U)-столкновений.

Измерение выходов  $\pi^0$ -мезонов произ-

водится путем комбинирования фотонных кластеров, восстановленных в секторах калориметра, восстановления эффективных масс этих мезонов в зависимости от их поперечного импульса и построения фазовых распределений продуктов распада этих частиц.

Обработка данных производится с помощью математического пакета ROOT CERN 5.34. Проведение симуляций рождения мезонов методом Монте-Карло осуществляется с помощью пакета Geant 3.

Коллективные эффекты взаимодействия нуклонов в сталкивающихся ядрах ( $A + A$ ) удобно описывать с помощью фактора ядерной модификации  $R_{AA}$ , равного отношению инвариантных выходов адронов в столкновениях ядер  $A + A$  к инвариантным выходам тех же адронов в протон-протонных взаимодействиях ( $p + p$ ), при этом отношение нормируется на число парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений  $\langle N_{coll} \rangle$ :

$$R_{AA} = \frac{1}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{dN_{AA}}{dN_{pp}}, \quad (1)$$

где  $dN_{AA}$ ,  $dN_{pp}$  — выходы адронов в столкновениях соответственно ядер ( $A + A$ ) и протонов ( $p + p$ ) в заданном интервале поперечных импульсов.

Число парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений определяется расчетом методом Монте-Карло по теории Глаубера, которая учитывает геометрию сталкивающихся ядер. Нормировка на данное число применяется на основе предположения о том, что адроны рождаются в элементарных партон-партонных взаимодействиях (взаимодействия описываются пертурбативной квантовой хромодинамикой). Если значение фактора ядерной модификации равно единице, то коллективные эффекты взаимодействия в системе сталкивающихся ядер не наблюдаются. Отличие значения величины фактора от единицы говорит либо о подавлении, либо об избытке выхода частиц.

Данные, которые удовлетворяют ограничениям на фотонные кластеры, восстановленные в электромагнитном калориметре, и ограничениям на события ядерных столкновений, используются для измере-

ния выходов  $\pi^0$ -мезонов. Выходы нейтральных пионов измеряются отдельно в PbSc- и PbGl-подсистемах в канале  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ .

Первый шаг в измерении мезонных выходов — это построение распределения по эффективной массе двух гамма-квантов в зависимости от центральности сталкивающихся ядер U + U и от суммарного поперечного импульса двух гамма-квантов. Распределения по эффективной массе содержат полезный мезонный сигнал и комбинаторный фон (некоррелированный и коррелированный). Коррелированный фон содержит каналы распада других частиц, в конечном состоянии которых возникают гамма-кванты, а некоррелированный фон — это случайные комбинации пар гамма-квантов.

Форма некоррелированного фона может быть восстановлена с помощью методики смешивания событий. Для этого необходимо произвести комбинирование пар гамма-квантов, взятых из двух разных событий, но обладающих сходными характеристиками (вершина и центральность).

Далее для каждого класса центральности строятся распределения по эффективной массе со смешиванием событий (фон), которые нормируются на распределение по эффективной массе для реальных событий (фон + сигнал) и вычитаются из него.

### Результаты и их обсуждение

Выходы нейтральных  $\pi^0$ -мезонов в столкновениях ядер урана (U + U) при  $\sqrt{s_{NN}} = 192$  ГэВ измерены в пяти классах по центральности (0 – 20 %, 20 – 40 %, 40 – 60 %, 60 – 80 %, 0 – 80 %) и в разных промежутках по поперечному импульсу. Нормировка распределения по эффективной массе  $M_{\gamma\gamma}$  со смешиванием событий на распределение по эффективной массе для реальных событий производится в интервалах

$$0,080 < M_{\gamma\gamma} < 0,085 \text{ ГэВ}/c^2,$$

$$0,36 < M_{\gamma\gamma} < 0,40 \text{ ГэВ}/c^2.$$

Комбинаторный фон резко уменьшается с ростом поперечного импульса, что позволяет производить вычитание распределения по эффективной массе двух гамма-квантов типов сигнал + фон и фон в интервале

$$1 < p_T < 10 \text{ ГэВ}/c$$

по поперечному импульсу, а в оставшемся промежутке некоррелированный фон хорошо описывается вместе с остаточным коррелированным.

Результат вычитания двух распределений аппроксимируется функцией Гаусса для описания сигнала от восстановленных  $\pi^0$ -мезонов и линейной функцией для описания остаточного коррелированного фона,

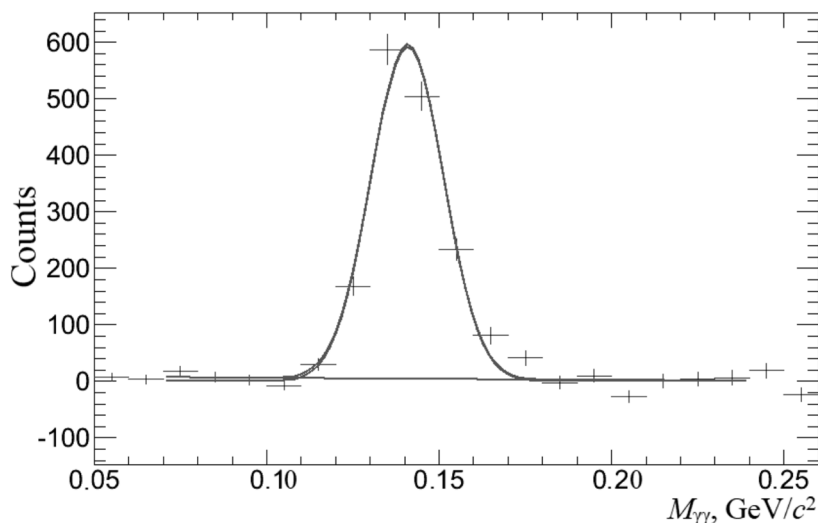


Рис. 2. Распределение по эффективной массе двух гамма-квантов после вычитания комбинаторного фона и аппроксимации; измерено в интервале 9,5 – 10,0 ГэВ/c (в центральных столкновениях) в подсистеме PbGl

в промежутке

$$0,07 < M_{\gamma\gamma} < 0,25 \text{ ГэВ}/c^2.$$

Выход  $\pi^0$ -мезонов измеряется путем подсчета количества отсчетов и вычитания интеграла под линейной функцией; этот интеграл описывает остаточный коррелированный фон. Область подсчета числа отсчетов под функцией Гаусса и интегрирования линейной функции лежит в интервале

$$0,10 < M_{\gamma\gamma} < 0,17 \text{ ГэВ}/c^2.$$

Пример распределения по эффективной массе двух гамма-квантов после вычитания комбинаторного фона и аппроксимации изображены на рис. 2.

Анализ полученных экспериментальных данных позволяет получить информацию только о  $\pi^0$ -мезонах, продукты распада которых попали в аксептанс детектора. Для определения истинных спектров частиц, рожденных в ядро-ядерных столкновениях, необходимо оценить эффективность восстановления этих частиц в детекторе. Для этого проводят Монте-Карло-моделирование прохождения мезонов через детекторную систему эксперимента и регистрацию продуктов их распада. В таком случае эффективностью восстановления является отношение числа частиц, восстановленных в детекторе в ходе моделирования, к числу первоначальных частиц.

Оцененные нами эффективности восстановления нейтральных пионов в секторах электромагнитного калориметра для разных центральностей столкновений ядер меди и золота представлены на рис. 3.

Зависимость инвариантных дифференциальных выходов  $\pi^0$ -мезонов от поперечного импульса вычисляется с помощью следующей формулы:

$$dN_{AA}(p_T) = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{N_{\pi^0}(p_T)}{N_{event} \Delta p_T \varepsilon_{rec}(p_T)}, \quad (2)$$

где  $N_{\pi^0}$  – выход нейтральных пи-мезонов ( $\pi^0$ ),  $\varepsilon_{rec}$  – эффективность регистрации,  $N_{event}$  – количество анализируемых событий.

Инвариантные спектры  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от поперечного импульса для разных классов по центральности представлены на рис. 4. Из-за невозможности различить сигнал на уровне фона в области малых поперечных импульсов спектр нейтральных пионов ( $\pi^0$ ) начинается с 2 ГэВ/с. Ограниченный объем статистических данных позволил измерить спектры  $\pi^0$ -мезонов только до 16 ГэВ/с.

Факторы ядерной модификации нейтральных  $\pi^0$ -мезонов были вычислены по формуле (1) с использованием двух различных наборов числа нуклонов, участвующих во взаимодействии  $N_{coll}$  в различных диапазонах по центральности (U+U)-столкновений, в широком диапазоне по-

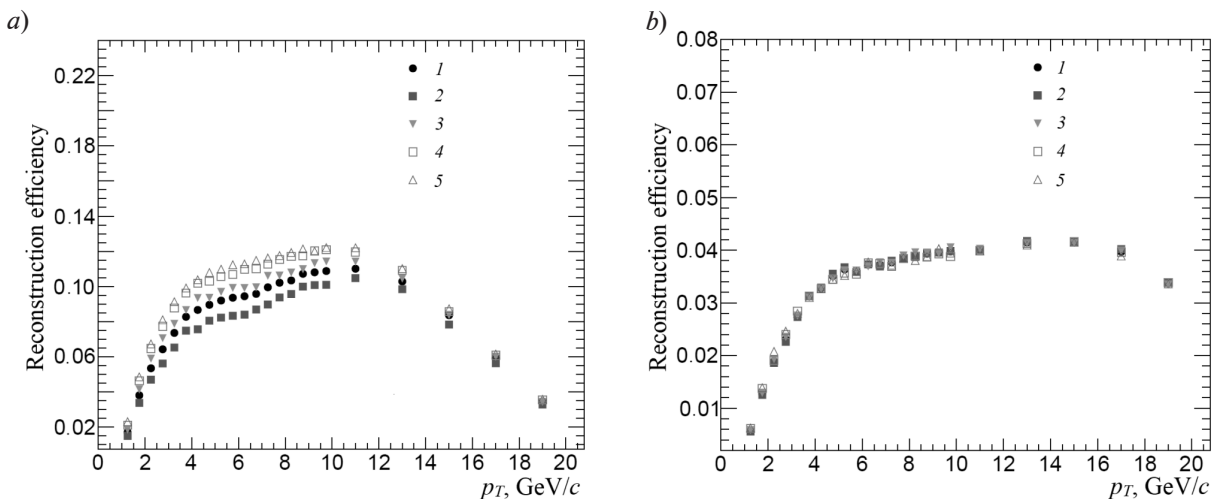


Рис. 3. Эффективности восстановления  $\pi^0$ -мезонов в электромагнитных калориметрах PbSc (a) и PbPb (b) в зависимости от величины поперечного импульса для различных классов по центральности, %: 0 – 80 (1), 0 – 20 (2), 20 – 40 (3), 40 – 60 (4), 60 – 80 (5)

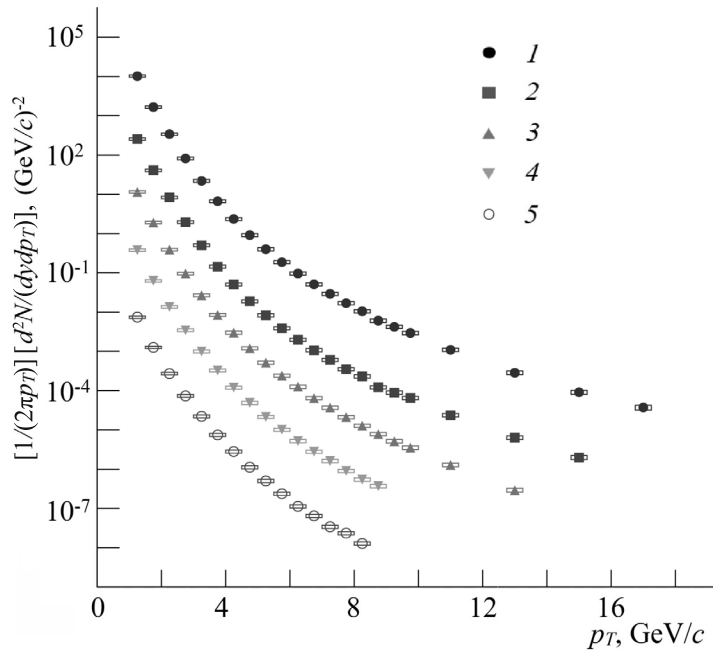


Рис. 4. Инвариантные спектры  $\pi^0$ -мезонов по поперечному импульсу для различных классов по центральности (U+U)-столкновений при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 192$  ГэВ (нумерация маркеров соответствует таковой на рис. 3).

Здесь и далее условные обозначения на точках в виде вертикальных «усов» и серых горизонтальных «прямоугольников» отвечают статистическим и систематическим погрешностям измерений соответственно

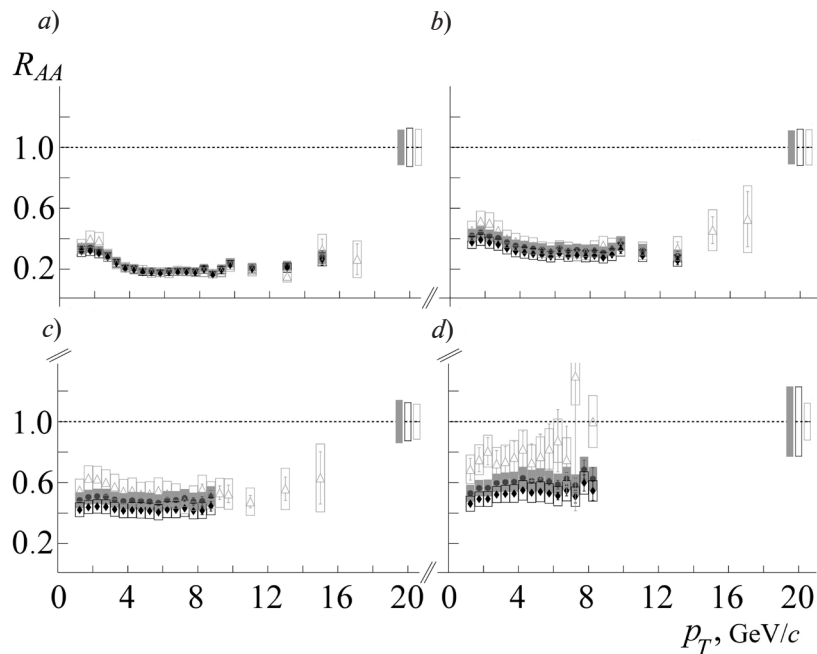


Рис. 5. Зависимости величины фактора ядерной модификации  $R_{AA}$  от поперечного импульса  $p_T$  для нейтральных пионов в (U+U)-взаимодействиях (круглые и ромбовидные маркеры) и (Au+Au)-взаимодействиях (треугольные маркеры) при значениях энергии 192 и 200 ГэВ соответственно (см. таблицу).

Прямоугольники против пунктирных линий указывают величину систематической погрешности  $N_{coll}$

Таблица

Значения числа столкновений  $N_{coll}$  в зависимости от их центральности для различных типов взаимодействий (см. рис. 5)

Центральность, %	$N_{coll}$	Рис. 5
Au + Au (200 ГэВ)		
0 – 5	$1065,4 \pm 105,3$	a)
20 – 30	$373,8 \pm 39,6$	b)
40 – 50	$120,3 \pm 13,7$	c)
60 – 80	$20,4 \pm 5,9$	d)
U + U (вариант I), 192 ГэВ		
0 – 20	$934,5 \pm 97,5$	a)
20 – 40	$335,0 \pm 33,0$	b)
40 – 60	$95,9 \pm 13,0$	c)
60 – 80	$17,5 \pm 3,8$	d)
U + U (вариант II), 192 ГэВ		
0 – 20	$999,0 \pm 114,0$	a)
20 – 40	$375,0 \pm 45,0$	b)
40 – 60	$110,0 \pm 14,6$	c)
60 – 80	$19,7 \pm 4,4$	d)

Примечание. Наличие разных вариантов в столкновениях ядер урана обусловлено различной степенью деформации ядра урана при вычислении числа нуклонов  $N_{coll}$  в модели Глаубера [8 – 10].

перечного импульса, вплоть до 16 ГэВ/с. Использование двух различных наборов величины  $N_{coll}$  обусловлено различной степенью деформации ядра урана при вычислении числа нуклонов  $N_{coll}$  в модели Глаубера [8 – 10].

На рис. 5 изображены зависимости факторов ядерной модификации от поперечного импульса нейтральных пионов, измеренные в (U+U)- и (Au+Au)-столкновениях [11, 12] при энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 192$  и 200 ГэВ, соответственно, и при близких значениях  $N_{coll}$ . Значения  $N_{coll}$ , соответствующие классам центральности, для которых изображены факторы ядерной модификации, приведены в таблице.

При больших значениях  $N_{coll}$  величины факторов ядерной модификации, измеренные в (U+U)- и (Au+Au)-системах, совпадают в пределах погрешности, что указывает на независимость степени подавления нейтральных пионов от геометрии области

перекрывания ядер. При малых значениях  $N_{coll}$  наблюдается небольшое различие в величинах факторов ядерной модификации, полученных в столкновениях ядер урана и золота.

### Заключение

В эксперименте ФЕНИКС получены значения эффективности восстановления  $\pi^0$ -мезонов для каждого вида электромагнитного калориметра и каждого промежутка по центральности как функции от поперечного импульса. Измерены инвариантные дифференциальные спектры и факторы ядерной модификации  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от величины поперечного импульса в четырех классах центральности (U+U)-столкновений при энергии в системе центра масс, равной 192 ГэВ. Выходы нейтральных пионов, измеренные в (U+U)- и (Au+Au)-столкновениях при значениях энергии 192 и 200 ГэВ, подавлены одинаково при боль-





шой величине парных нуклон-нуклонных столкновений ( $N_{coll} > 90$ ), что указывает на независимость степени подавления от формы области перекрытия сталкивающихся ядер. Выход  $\pi^0$ -мезонов в периферийных ( $N_{coll} \approx 20$ ) (U+U)-столкновениях подавлен, возможно, сильнее, чем таковой в (Au+Au)-столкновениях. Тем не менее, при данной

точности измерений не представляется возможным уверенно разделить результаты, полученные в периферийных столкновениях урана и золота.

Результаты настоящей работы были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России 3.1498.2017/4.6.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Adcox K, Adler S.S., Afanasiev S., et al. (PHENIX Collaboration), First three years of operation of RHIC // Nuclear Physics. A. 2005. Vol. 757. No. 1–2. Pp. 184–283.
2. Shuryak E. Physics of strongly coupled quark-gluon plasma // Prog. Part. Nucl. Phys. 2009. Vol. 62. January. Pp. 48–101.
3. Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al. (PHENIX Collaboration). PHENIX Collaboration // Nuclear Physics. A. 2017. Vol. 967. November. Pp. 996–1003.
4. Andrés C., Armesto N., Luzum M., Salgado C.A., Zurita P. Energy versus centrality dependence of the jet quenching parameter  $\hat{q}$  at RHIC and LHC: a new puzzle? // Eur. Phys. J. C. 2016. Vol. 76. No. 9. P. 475.
5. Casalderrey-Solana J., Mehtar-Tani Y., Salgado C.A., Tywoniuk K. New picture of jet quenching dictated by color coherence // Phys. Lett. B. 2013. Vol. 725. No. 4–5. Pp. 357–360.
6. Guang-You Qin, Majumder A. Parton transport via transverse and longitudinal scattering in dense media // Phys. Rev. C. 2013. Vol. 87. No. 2. P. 024909.
7. Harrison M., Ludlam T., Ozaki S. RHIC project overview // Nucl. Instr. Meth. 2003. Vol. 499. No. 2–3. Pp. 235–244.
8. Masui H., Mahanty B., Nu Xu. Predictions of Elliptic flow and nuclear modification factor from 200 GeV U + U collisions at RHIC // Phys. Lett. B. 2009. Vol. 679. No. 5. Pp. 440–444.
9. Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al. (STAR Collaboration). Azimuthal anisotropy in U + U and Au+Au collisions at RHIC // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 115. No. 22. P. 222301.
10. Shou Q.Y., Ma Y.G., Sorensen P., et al. Parameterization of deformed nuclei for Glauber modeling in relativistic heavy ion collisions // Phys. Lett. B. 2015. Vol. 749. 7 October. Pp. 215–220.
11. Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al. (PHENIX Collaboration). Suppression pattern of neutral pions at high transverse momentum in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV and constraints on medium transport coefficients // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101. No. 23. P. 232301.
12. Miller M.L., Reyers K., Sanders S.J., Steinberg P. Glauber modeling in high energy nuclear collisions // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2007. Vol. 57. Pp. 205–243.

Статья поступила в редакцию 12.01.2018, принята к публикации 29.01.2018.

#### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

**РАДЗЕВИЧ Павел Владиславович** — аспирант кафедры экспериментальной ядерной физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
radzevichp@gmail.com

**БЕРДНИКОВ Александр Ярославович** — кандидат физико-математических наук, доцент кафедры экспериментальной ядерной физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
alexber@phmf.spbstu.ru

**БЕРДНИКОВ Ярослав Александрович** — доктор физико-математических наук, профессор кафедры экспериментальной ядерной физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
berdnikov@spbstu.ru

**ЖАРКО Сергей Вячеславович** – аспирант кафедры экспериментальной ядерной физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
zharkosergey94@gmail.com

**КОТОВ Дмитрий Олегович** – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры экспериментальной ядерной физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
dmitriy.kotov@gmail.com

#### REFERENCES

- [1] **K. Adcox, S.S. Adler, S. Afanasiev, et al.** (PHENIX Collaboration), First three years of operation of RHIC, Nucl. Phys. A. 757 (1–2) (2005) 184–283.
- [2] **E. Shuryak**, Physics of strongly coupled quark-gluon plasma, Prog. Part. Nucl. Phys. 62 (Jan.) (2009) 48–101.
- [3] **A. Adare, S. Afanasiev, C. Aidala, et al.** (PHENIX Collaboration), PHENIX Collaboration, Nuclear Physics. A. 967 (Nov.) (2017) 996–1003.
- [4] **C. Andrés, N. Armesto, M. Luzum, et al.**, Energy versus centrality dependence of the jet quenching parameter  $\hat{q}$  at RHIC and LHC: a new puzzle? Eur. Phys. J. C: Part Fields. 76 (9) (2016) 475.
- [5] **J. Casalderrey-Solana, Y. Mehtar-Tani, C.A. Salgado, K. Tywoniuk**, New picture of jet quenching dictated by color coherence, Phys. Lett. B. 725 (4–5) (2013) 357–360.
- [6] **Guang-You Qin, A. Majumder**, Parton transport via transverse and longitudinal scattering in dense media, Phys. Rev. C. 87 (2) (2013) 024909.
- [7] **M. Harrison, T. Ludlam, S. Ozaki**, RHIC project overview, Nucl. Instr. Meth. 499 (2–3) (2003) 235–244.
- [8] **H. Masui, B. Mahanty, Nu Xu**, Predictions of Elliptic flow and nuclear modification factor from 200 GeV U + U collisions at RHIC, Phys. Lett. B. 679 (5) (2009) 440–444.
- [9] **A. Adare, S. Afanasiev, C. Aidala, et al.** (STAR Collaboration). Azimuthal anisotropy in U + U and Au+Au collisions at RHIC, Phys. Rev. Lett. 115 (22) (2015) 222301.
- [10] **Q.Y. Shou, Y.C. Ma, P. Sorensen, et al.**, Parameterization of deformed nuclei for Glauber modeling in relativistic heavy ion collisions, Phys. Lett. B. 749 (7 October) (2015) 215–220.
- [11] **A. Adare, S. Afanasiev, C. Aidala, et al.** (PHENIX Collaboration) Suppression pattern of neutral pions at high transverse momentum in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV and constraints on medium transport coefficients, Phys. Rev. Lett. 101 (23) (2008) 232301.
- [12] **M.L. Miller, K. Reygers, S.J. Sanders, P. Steinberg**, Glauber modeling in high energy nuclear collisions, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 57 (2007) 205–243.

Received 12.01.2018, accepted 29.01.2018.

#### THE AUTHORS

**RADZEVICH Pavel V.**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University  
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation  
radzevichp@gmail.com

**BERDNIKOV Alexander Ya.**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University  
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation  
alexber@phmf.spbstu.ru

**BERDNIKOV Yaroslav A.**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University  
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation  
berdnikov@spbstu.ru



**ZHARKO Sergey V.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation  
zharkosergey94@gmail.com

**KOTOV Dmitriy O.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation  
dmitriy.kotov@gmail.com