



DOI: 10.18721/JPM.12312  
УДК 539.126.3

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ГАШЕНИЯ АДРОННЫХ СТРУЙ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР МЕДИ И ЗОЛОТА С ПОМОЩЬЮ ОМЕГА-МЕЗОНОВ

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

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

В статье представлены результаты измерения инвариантных спектров рождения по поперечному импульсу и факторов ядерной модификации  $\omega$ -мезонов в столкновениях ядер меди и золота (Cu + Au) при энергии 200 ГэВ. Исследования проведены с помощью спектрометра PHENIX на коллайдере RHIC. Измеренные значения факторов ядерной модификации  $\omega$ -мезонов равны (в пределах погрешности) значениям, полученным ранее для  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, а также для адронных струй в той же системе сталкивающихся ядер. Зависимости интегральных факторов ядерной модификации  $\omega$ -мезонов от числа нуклонов, участвующих в ядро-ядерном взаимодействии, совпадают друг с другом (в пределах погрешности) в столкновениях Cu + Au, Au + Au и Cu + Cu при энергии 200 ГэВ. Анализ результатов свидетельствует о независимости (либо слабой зависимости) эффекта гашения адронных струй от формы области ядерного перекрытия, реализуемой в этих системах.

**Ключевые слова:** кварк-глюонная плазма, эффект гашения адронных струй, фактор ядерной модификации, омега-мезон

**Ссылка при цитировании:** Бердников А.Я., Бердников Я.А., Жарко С.В., Котов Д.О., Радзевич П.В. Исследование эффекта гашения адронных струй в столкновениях ядер меди и золота с помощью омега-мезонов // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2019. Т. 12. № 3. С. 143–154. DOI: 10.18721/JPM.12312

## JET-QUENCHING STUDIES IN ULTRARELATIVISTIC COPPER-GOLD NUCLEI COLLISIONS USING OMEGA MESONS

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

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

In the paper, the measurement data on  $\omega$  meson invariant transverse momentum spectra and nuclear modification factors in collisions of copper and gold nuclei (Cu + Au) at energy of 200 GeV have been presented. The studies were conducted with PHENIX spectrometer at RHIC. The obtained  $\omega$  meson nuclear modification factors were equal (within the uncertainties) to ones derived for  $\pi^0$ ,  $\eta$  and  $K_S$  mesons and for jets as well in the same collision system. The integrated  $\omega$ -meson nuclear modification factors versus the numbers of nuclei taking part in the nuclei-nuclei interaction, were in agreement (within uncertainties) with the similar dependencies for Cu + Au, Au + Au and Cu + Cu collisions at energy of 200 GeV. The analysis of results suggested that the jet-quenching effect was independent (or weakly dependent) of the shape of a nuclear overlap region realized in these systems.

**Keywords:** quark-gluon plasma, jet-quenching effect, nuclear modification factor, omega meson

**Citation:** Berdnikov A.Ya., Berdnikov Ya.A., Zharko S.V., Kotov D.O., Radzevich P.V., Jet-quenching studies in ultrarelativistic copper-gold nuclei collisions using omega mesons, St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics. 12 (3) (2019) 143–154. DOI: 10.18721/JPM.12312

### Введение

Характерной особенностью сильного взаимодействия кварков и глюонов является конфайнмент их цветового заряда, в результате которого эти частицы не могут существовать в свободном состоянии. Однако советский физик Э.В. Шуряк в конце семидесятых годов XX века предсказал возможность деконфайнмента кварк-глюонной материи при увеличении ее температуры до величин порядка нескольких сотен МэВ [1]. Данное состояние ученый назвал кварк-глюонной плазмой (КГП), подразумевая аналогию с электрон-ионной плазмой. В КГП потенциал взаимодействия между кварками и глюонами стремится к нулю ввиду малости среднего расстояния между ними; как следствие, их движение считается квазисвободным.

Для опытного наблюдения КГП Э.В. Шуряк предложил использовать столкновения ультрарелятивистских тяжелых ядер ( $A + A$ ) [1], тем самым положив начало развитию физических программ для ряда экспериментов по столкновению тяжелых ядер на ускорителях. В восьмидесятые и девяностые годы XX века попытки обнаружения КГП предпринимались на ускорителях Бэвалак (Национальная лаборатория Лоуренса, США), AGS (Брукхейвенская национальная лаборатория, США) и SPS (ЦЕРН, Швейцария). Однако первое систематическое наблюдение признаков образования КГП было проведено на Коллайдере релятивистских тяжелых ионов – RHIC (англ. The Relativistic Heavy Ion Collider) в Брукхейвенской национальной лаборатории, США [4 – 5]. Позднее факт образования КГП был подтвержден на Большом адронном коллайдере – LHC (англ. The Large Hadron Collider) в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН), Швей-

цария [6 – 8].

Одним из признаков образования КГП в ( $A + A$ )-столкновениях оказалось сильное подавление выхода адронов в области больших значений поперечного импульса ( $p_T > 4 - 6$  ГэВ/с), по сравнению с выходом, измеренным в протон-протонных ( $p + p$ ) взаимодействиях [5]. Для прямых же фотонов в ( $A + A$ )-столкновениях и для адронов в дейтрон-ядерных ( $d + A$ ) взаимодействиях подобного подавления не наблюдали [5]. Явление подавления адронных выходов получило название эффекта гашения адронных струй; оно связывается с потерями энергии жестких партонов в результате их прохождения через кварк-глюонную среду [9].

Для типичных кинетических энергий пучков ультрарелятивистских ядер на RHIC характерны значения порядка 100 ГэВ/нуклон, которые соответствуют длине волны де Бройля (около  $10^{-4}$  фм). Таким образом, в одном акте ядро-ядерного взаимодействия и последующем образовании КГП участвует лишь часть нуклонов ядер, налетающих друг на друга (нуклоны-участники), в то время как остальные нуклоны вырываются из сталкивающихся ядер и уходят из области взаимодействия (нуклоны-наблюдатели). По признаку степени перекрытия ядер, налетающих друг на друга, столкновения (события) классифицируются по центральности. Последняя измеряется в процентах: столкновениям с большими областью перекрытия и числом нуклонов-участников  $N_{part}$  и малым прицельным параметром  $b$  соответствуют центральности порядка 0 – 20 %, столкновениям с малыми значениями области перекрытия и числа  $N_{part}$  – порядка 60 – 90%. Центральное и периферийное ядро-ядерные столкновения схематически показаны на рис. 1.

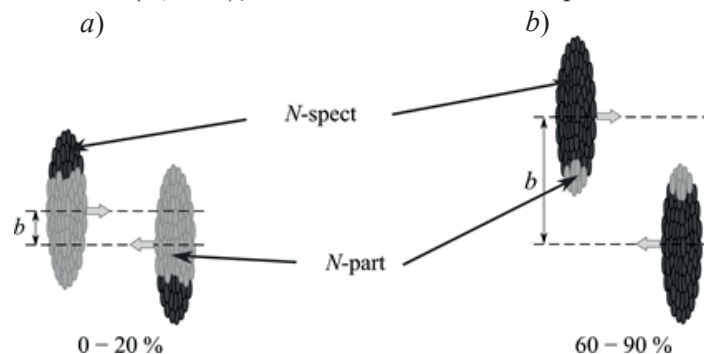


Рис. 1. Геометрическая схема ядро-ядерных столкновений: центрального (a) и периферийного (b); для них указаны значения центральности (%);  $N_{part}$ ,  $N_{spect}$  – нуклоны-участники и нуклоны-наблюдатели соответственно;  $b$  – прицельный параметр

Количественное описание эффекта гашения адронных струй обычно проводится с помощью фактора ядерной модификации, который дается формулой

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{N_{coll}} \frac{dN_{AA}/dp_T}{dN_{pp}/dp_T}, \quad (1)$$

где  $dN_{AA}/dp_T$ ,  $dN_{pp}/dp_T$  – выходы адронов соответственно в  $(A + A)$ - и  $(p + p)$ -столкновениях в данном интервале поперечного импульса  $p_T$ ;  $N_{coll}$  – число неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий.

Если  $R_{AA} = 1$ , то ядро-ядерное столкновение может быть интерпретировано в виде простой суперпозиции нуклон-нуклонных взаимодействий. Противное свидетельствует о наличии коллективных эффектов среды; причем эффекты, проявляющиеся как во взаимодействиях  $p(d) + A$ , так и в  $A + A$ , называются эффектами холодной ядерной материи, в то время как гашение адронных струй является эффектом горячей ядерной материи и проявляется только в  $(A + A)$ -системах.

Измерение фактора ядерной модификации адронов различного типа в разных системах сталкивающихся ядер является одним из основных инструментов исследования коллективных эффектов, в том числе эффекта гашения адронных струй и их зависимости от свойств этих адронов (масса, спин, кварковый состав и т. п.). Например,  $\omega$ -мезоны, так же как и  $\pi^0$ -мезоны, состоят из кварков и антикварков первого поколения ( $u, d$ ), но при этом  $\omega$ -мезоны относятся к векторным мезонным резонансам и обладают единичным спином, а  $\pi^0$ -мезоны представляют собой псевдоскалярные частицы с нулевым спином. Предыдущие исследования особенностей рождения  $\omega$ -мезонов проводились в симметричных парных столкновениях ядер золота ( $Au + Au$ ) [10] и ядер меди ( $Cu + Cu$ ) [10].

Система столкновений ядер меди с ядрами золота ( $Cu + Au$ ) при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ представляет отдельный интерес для систематического изучения свойств КГП. Она является единственной несимметричной системой столкновений ультрарелятивистских тяжелых ядер и характеризуется особой геометрией перекрытия, отличной от систем  $Cu + Cu$  и  $Au + Au$ . Выявление особенностей рождения  $\omega$ -мезонов в системе столкновений  $Cu + Au$  позволит наложить дополнительные ограничения на параметры ряда феноменологических моделей энерге-

тических потерь адронов в КГП [11 – 19].

В настоящей статье представлены результаты измерения инвариантных спектров рождения по поперечному импульсу и факторов ядерной модификации  $\omega$ -мезонов в столкновениях ядер меди и золота ( $Cu + Au$ ) при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ.

### Экспериментальная установка

Измерение рождения  $\omega$ -мезонов проведено с использованием спектрометра PHENIX [20], расположенного на коллайдере RHIC. Система счетчиков ядро-ядерных столкновений (BBC) [21] использована для определения центральности, координаты события вдоль оси движения пучков ( $z_{vertex}$ ) [21], времени столкновения [21], а также для инициирования триггера MB [21, 22], включающего запись сигналов с детекторных подсистем спектрометра PHENIX, если в нем зарегистрировано хотя бы одно неупругое нуклон-нуклонное взаимодействие. Две группы счетчиков BBC покрывали область псевдобыстроты  $3,1 < |\eta| < 3,9$  и полный азимутальный угол. Они расположены на оси движения пучков на расстоянии 144 см от номинальной точки их пересечения. Каждая группа состоит из 64 счетчиков, представляющих собой черенковские детекторы с кварцевым радиатором толщиной 3,00 см и радиусом 2,54 см, и измеряет электрический заряд, оставленный нуклонами-наблюдателями. Центральность  $C$  данного события определяется выражением

$$C = \epsilon_{MB} (1 - \delta(Q_{BBC})), \quad (2)$$

где  $\epsilon_{MB} = 93 \pm 3 \%$  – эффективность триггера MB;  $Q_{BBC}$  – заряд, зарегистрированный в данном событии;  $\delta(Q_{BBC})$  – доля событий, в которых зарегистрирован электрический заряд, меньший, чем  $Q_{BBC}$ .

Измерение выхода  $\omega$ -мезонов выполнено в четырех классах центральности ( $Cu + Au$ )-столкновений: 0 – 20, 20 – 40, 40 – 60 и 60 – 90 %, а также в классе без уточнения центральности: 0 – 93 %. Геометрические параметры ядро-ядерных столкновений, такие как числа  $N_{part}$  и  $N_{coll}$ , определяются при помощи моделирования откликов BBC методом Монте-Карло по модели Глаубера [23].

Система электромагнитных калориметров (EMCal) [24] использовалась для определения энергии и точки падения гамма-квантов, рожденных в распадах ней-

тральных мезонов ( $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $K_S$ ,  $\omega$ ). Она состоит из двух технологически различных подсистем: PbSc – подсистемы сцинтилляционных сэмплинг-калориметров со свинцовым поглотителем и PbGl – подсистемы черенковских калориметров со свинцовым стеклом; указанные подсистемы распределены в шести и двух секторах калориметра, соответственно. Каждый сектор электромагнитного калориметра покрывает область псевдобыстроты  $|\eta| < 0,35$  и азимутального угла  $\Delta\phi = 22,5^\circ$ ; подсистема PbSc находится на расстоянии 5,1 м, а PbGl – 5,4 м от оси движения пучков тяжелых ядер. Сегментация  $\delta\phi \times \delta\eta$  секторов PbSc и PbGl подсистем составляла примерно  $0,010 \times 0,010$  и  $0,008 \times 0,008$ , соответственно. Более подробная информация о конструкции и характеристиках системы электромагнитного калориметра представлена в работе [24].

#### Методика определения выхода $\omega$ -мезонов

Регистрация  $\omega$ -мезонов проводится в канале  $\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$  с помощью анализа распределений пар  $\pi^0\gamma$  по инвариантной массе  $m_{inv}$ . Значение инвариантной массы для каждой пары  $\pi^0\gamma$  определяется с помощью выражения

$$m_{inv} = \sqrt{E^2 - \mathbf{p}^2}, \quad (3)$$

где  $E$  и  $\mathbf{p}$  – суммарные значения энергий и импульсов зарегистрированных кандидатов на роль дочерних  $\pi^0$ -мезонов ( $\pi^0$ -кандидатов) и дочерних  $\gamma$ -квантов ( $\gamma$ -кандидатов).

Для увеличения отношения уровня сигнала со стороны  $\omega$ -мезонов к фону, на характеристики пары  $\pi^0\gamma$  и формирующих их  $\gamma$ - и  $\pi^0$ -кандидатов налагается ряд кинематических ограничений. Кластеры, зарегистрированные в электромагнитном калориметре, ассоциируются с  $\gamma$ -квантами, если выделенная в них энергия превышает величину 0,4 ГэВ и их форма удовлетворяет стандартным ограничениям [24]. Данные ограничения позволяют дискриминировать значительную часть кластеров, оставленных заряженными адронами. Формирование  $\pi^0$ -кандидатов осуществляется в канале  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ . Оба  $\gamma$ -кванта в паре  $\gamma\gamma$  должны быть зарегистрированы в одном и том же секторе электромагнитного калориметра, а их энергии  $E_{\gamma 1}$  и  $E_{\gamma 2}$  должны удовлетворять соотношению

$$\frac{|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}|}{E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}} \leq 0,8. \quad (4)$$

Поперечный импульс  $\pi^0$ -кандидата, зарегистрированного в PbSc-подсистеме (PbGl-подсистеме), должен находиться в диапазоне 2 – 11 (14) ГэВ/с. Ограничение снизу используется для дополнительного увеличения отношения уровня сигнала со стороны  $\omega$ -мезонов к фону. Ограничение сверху должно исключать эффект слияния электромагнитных кластеров со стороны дочерних  $\gamma$ -квантов, который связан с невозможностью различить оставленные ими кластеры из-за малости угла между их импульсами. При этом в PbGl-подсистеме данный эффект развивается для больших значений поперечного импульса из-за более мелкой сегментации, и, как следствие, лучшей дискриминации кластеров.

Далее  $\pi^0$ -кандидаты отбираются в окне согласно неравенству

$$|m_{\gamma\gamma} - M_{\pi}(p_T)| \leq 2\sigma_{\pi}(p_T), \quad (5)$$

где  $m_{\gamma\gamma}$  – инвариантная масса пары  $\gamma\gamma$ , формирующей  $\pi^0$ -кандидат;  $M_{\pi}$ ,  $\sigma_{\pi}$  – параметризации положения и ширины пиков (соответственно) со стороны  $\pi^0$ -мезонов на распределениях по  $m_{\gamma\gamma}$  (измеренные значения массы).

Энергии  $\gamma$ -квантов в парах, формирующих  $\pi^0$ -кандидатов и прошедших ограничение (5), корректируются для приведения измеренных значений массы к табличному [25] для увеличения отношения уровня сигнала со стороны  $\omega$ -мезонов к фону, благодаря исключению разброса измеренных значений массы  $\pi^0$ -кандидатов.

При формировании пары  $\pi^0\gamma$ , энергия  $\gamma$ -кандидата должна быть не ниже чем 1 ГэВ;  $\pi^0$ - и  $\gamma$ -кандидаты должны быть зарегистрированы в одном и том же плече (западном или восточном) спектрометра PHENIX и удовлетворять условию

$$|\cos \theta^*| \leq 0,6 \quad (6)$$

где  $\theta^*$  – угол между направлением движения  $\pi^0$ -мезона в системе покоя пары  $\pi^0\gamma$  и направлением движения этой пары в лабораторной системе координат.

По своей сути, ограничение (6) аналогично ограничению (4), принятому для пар  $\gamma\gamma$ .

Распределения по инвариантной массе формируются в разных интервалах поперечного импульса и центральности. Фон в распределениях по инвариантной массе пар  $\pi^0\gamma$  состоит из коррелированной и некоррелированной компонент. Первая обу-



словлена продуктами распада других частиц (например,  $\eta$ -,  $\eta'$ - и  $K_S$ -мезонов). Вторая связана со случайными комбинациями частиц-кандидатов и оценивается с помощью метода смешивания событий: для каждого полученного распределения по инвариантной массе формируется дополнительное (некоррелированное) распределение, в котором каждому  $\pi^0$ -кандидату ставится в соответствие десять  $\gamma$ -кандидатов из других событий с близкими значениями центральности и координаты  $z_{vertex}$ . Использование десяти  $\gamma$ -кандидатов вместо одного позволяет значительно увеличить статистическую значимость некоррелированного распределения. Полученная таким образом функция некоррелированной компоненты фона нормируется на распределение по инвариантной массе в области  $m_{inv} > 2$  ГэВ/ $c^2$  и вычитается из него. Примеры итоговых распределений по инвариантной массе пар  $\pi^0\gamma$  представлены на рис. 2. Функции некоррелированной компоненты фона здесь оценивались методом смешивания событий. Пики соответствуют сигналам со стороны  $\omega$ -мезонов.

Для измерения выхода  $\omega$ -мезонов, распределения аппроксимируются суммой функции Гаусса (аппроксимация сигнала) и полинома второй степени (аппроксимация

остаточной коррелированной компоненты фона), в области вокруг сигнала. Число зарегистрированных  $\omega$ -мезонов определяется как площадь (интеграл) под кривой функции Гаусса.

Для определения инвариантного выхода, т. е. числа мезонов, рожденных в вершине ядро-ядерных столкновений, число зарегистрированных  $\omega$ -мезонов необходимо скорректировать на ограниченность акцептанса и детекторные эффекты калориметра, а также на используемые кинематические ограничения при помощи эффективности регистрации. Эффективность регистрации оценивается через моделирование экспериментальной установки методом Монте-Карло в среде GEANT3 [26].

Для определения инвариантного выхода  $\omega$ -мезонов используется формула

$$I_\omega = \frac{1}{N_{ev}} \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy} = \frac{N_\omega}{2\pi p_T \Delta p_T N_{ev} \varepsilon_{rec} BR}, \quad (1)$$

где  $N_\omega$  — число зарегистрированных  $\omega$ -мезонов;  $\varepsilon_{rec}$  — эффективность регистрации;  $N_{ev}$  — число анализируемых событий, BR — коэффициент ветвления для канала

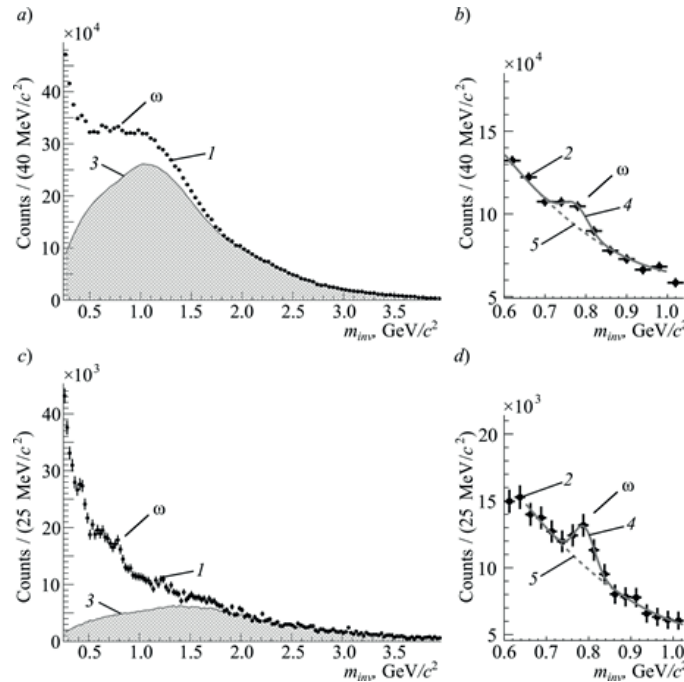


Рис. 2. Примеры исходных (a, c) и обработанных (b, d) экспериментальных распределений пар  $\pi^0\gamma$  по их инвариантной массе в интервалах 6 – 7 ГэВ/ $c$  (a, b) и 8 – 10 ГэВ/ $c$  (c, d): 1, 2 – исходные и итоговые экспериментальные точки соответственно; 3 – функции некоррелированной компоненты фона; 4, 5 – функции аппроксимации сигнал + фон и фона соответственно

$\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$ , BR = 8,40 ± 0,22 % [25].

Систематическая погрешность определения инвариантного выхода  $\omega$ -мезонов оценивалась путем сравнения стандартных значений выхода со значениями, полученными при вариации параметров аппроксимации распределений по инвариантной массе, параметров моделирования (например, абсолютной энергетической шкалы и энергетического разрешения калориметра) и используемых кинематических ограничений. Основными источниками систематической погрешности являются возможные ошибки при выборе параметров аппроксимации (например, исключение некоррелированной части фона, выбор степени полинома для описания остаточного фона) распре-

делений по инвариантной массе пар  $\pi^0\gamma$  (7 – 15% для разных значений поперечного импульса и центральности), возможное расхождение в работе алгоритмов описания формы кластеров (9,2 %) и конверсии фотонов в материалах детекторов (7,8 %) в модели Монте-Карло и реальных данных.

Основными источниками систематической погрешности являются:

1) возможные ошибки при выборе параметров аппроксимации распределений по инвариантной массе пар  $\pi^0\gamma$  (например, исключение некоррелированной части фона, выбор степени полинома для описания остаточного фона);

2) возможное расхождение между работой алгоритмов описания формы кластеров

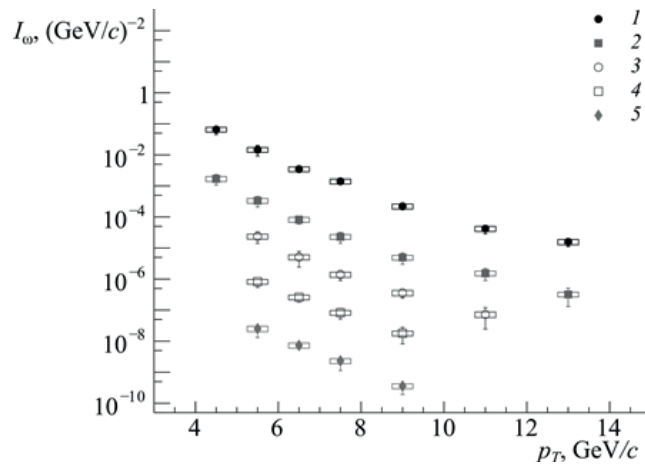


Рис. 3. Инвариантные спектры рождения  $\omega$ -мезонов по поперечному импульсу в (Cu + Au)-столкновениях в разных классах центральности, %:

0 – 20 (2), 20 – 40 (3), 40 – 60 (4), 60 – 90 (5), а также без уточнения центральности (1).

Точки масштабированы на факторы  $10^1$  (2),  $10^0$  (3),  $10^{-1}$  (4),  $10^{-2}$  (5) и  $10^3$  (1)

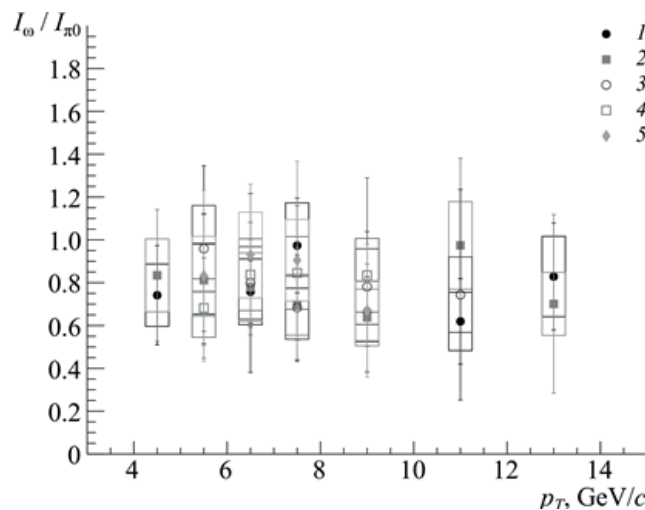


Рис. 4. Зависимость отношений  $I_\omega / I_{\pi^0}$  от поперечного импульса в (Cu + Au)-столкновениях в разных классах центральности, %: 0 – 20 (2), 20 – 40 (3), 40 – 60 (4), 60 – 90 (5), а также без уточнения центральности (1)

в материалах детекторов;

3) возможное расхождение между работой алгоритмов описания конверсии фотонов в материалах детекторов в модели Монте-Карло и реальных данных.

В количественном отношении значения систематических погрешностей от перечисленных факторов соответственно составляют 7 – 15% (для разных значений поперечного импульса и центральности), 9,2 % и 7,8 %.

### Результаты и их обсуждение

Инвариантные спектры рождения  $\omega$ -мезонов, измеренные в зависимости от их поперечного импульса в разных классах центральности столкновений Cu + Au при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ, представлены на рис. 3. Интервалы поперечного импульса измерения спектров ограничены в связи с невозможностью выделения сигнала из фона (нижнее ограничение) и недостаточным для измерения выхода объемом данных (верхнее ограничение). На рис. 3 – 6 «усы» и «прямоугольники» возле точек обозначают абсолютные величины статистической и систематической погрешностей измерения.

На рис. 4 представлены отношения выходов  $\omega$ -мезонов к выходам  $\pi^0$ -мезонов,  $I_\omega/I_{\pi^0}$ , измеренные в разных интервалах поперечного импульса и разных классах центральности столкновений Cu + Au при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ. В качестве знаменателя используются выходы  $\pi^0$ -мезонов, измеренные ранее в столкновениях Cu + Au [27, 28]. Относительные статистическая и систематическая погрешности для отношений  $I_\omega/I_{\pi^0}$  определяются как квадратичные суммы относительных погрешностей измерения выходов  $\omega$ - и  $\pi^0$ -мезонов. Анализ полученных данных приводит к заключению, что в пределах погрешности, измеренные отношения не зависят от поперечного импульса и центральности. Величина отношений  $I_\omega/I_{\pi^0}$  лежит в диапазоне около 0,7 – 0,8, что в пределах погрешности совпадает с ранее измеренными отношениями в эксперименте PHENIX в столкновениях  $p + p$ ,  $d + Au$ , Cu + Cu и Au + Au при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ [10].

На рис. 5 представлены факторы ядерной модификации  $\pi^0$ - [27, 28],  $\eta$ - [27, 28],  $K_S$ - и  $\omega$ -мезонов, измеренные в разных классах центральности (Cu + Au)-столкновений при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ. Прямоугольники возле точек соответствуют

абсолютным величинам систематической погрешности измерения с неизвестной корреляцией по поперечному импульсу. Прямоугольники возле единицы соответствуют относительной систематической погрешности, полностью коррелированной по поперечному импульсу. При вычислении значений фактора ядерной модификации  $\omega$ -мезонов в качестве знаменателя в формуле (1) используется произведение аппроксимации спектра рождения  $\pi^0$ -мезонов, измеренного в системе  $(p + p)$ -взаимодействий при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ, на отношение  $I_\omega/I_{\pi^0} = 0,81 \pm 0,02 \pm 0,07$ , полученное в

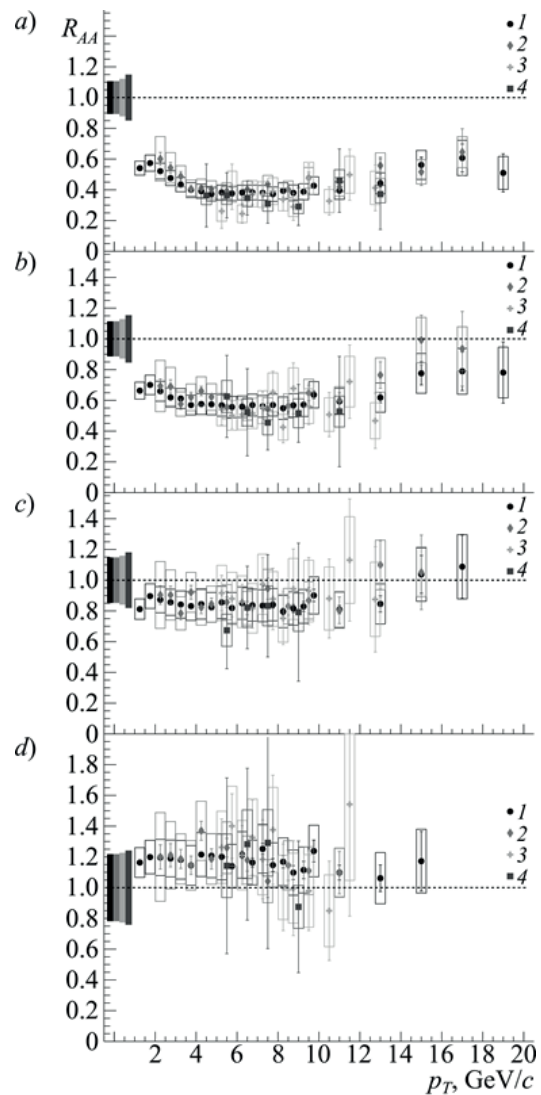


Рис. 5. Зависимости фактора ядерной модификации  $\pi^0$ - (1) [27, 28],  $\eta$ - (2) [27, 28],  $K_S$ - (3) и  $\omega$ - (4) мезонов от поперечного импульса в (Cu + Au)-столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ в разных классах центральности, %: 0 – 20 (a), 20 – 40 (b), 40 – 60 (c), 60 – 90 (d)

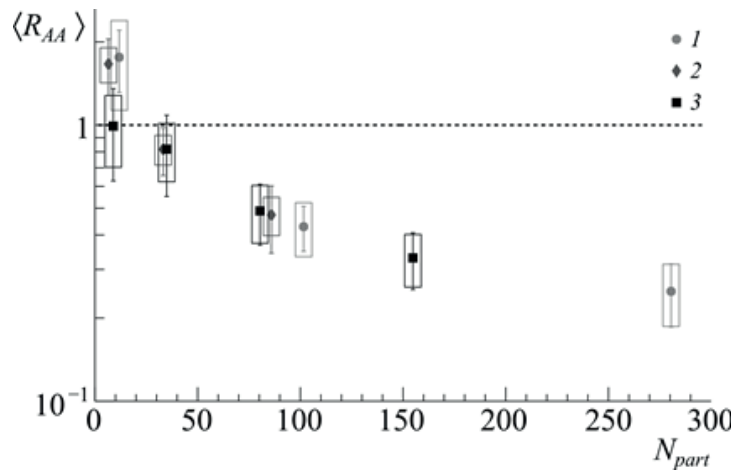


Рис. 6. Зависимость интегрального фактора ядерной модификации  $\omega$ -мезонов от числа  $N_{part}$  в столкновениях Au + Au (1) [10], Cu + Cu (2) [10] и Cu + Au (3) при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ

этой же системе [10].

Измеренные значения фактора ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ -,  $K_S$ - и  $\omega$ -мезонов в системе (Cu + Au)-столкновений равны между собой в пределах погрешности в разных интервалах поперечного импульса и классах центральности. Значения указанного фактора этих мезонов в области  $p_T > 10$  ГэВ/с в разных классах центральности также равны таковым для адронных струй, измеренных ранее в (Cu + Au)-столкновениях [29].

Независимость фактора ядерной модификации от типа мезонов ( $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $K_S$ ,  $\omega$ ) свидетельствует о том, что в (Cu + Au)-столкновениях эффект гашения адронных струй происходит на партонном уровне, т. е. потери энергии жестких партонов происходят в кварк-глюонной среде до их фрагментации в адронные струи.

На рис. 6. представлены зависимости интегрального фактора ядерной модификации  $\omega$ -мезонов от числа  $N_{part}$  в системах Cu + Au, Au + Au [10] и Cu + Cu [10] при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ.

Приведенные зависимости совпадают друг с другом для различных систем сталкивающихся ядер в пределах погрешности измерений, что говорит о независимости эффекта гашения адронных струй в системах Cu + Au, Au + Au и Cu + Cu при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ от реализуемой в них формы области перекрытия.

### Заключение

В эксперименте PHENIX измерены инвариантные спектры рождения по попереч-

ному импульсу и факторы ядерной модификации  $\omega$ -мезонов, а также отношения выходов  $\omega$ -мезонов к выходам  $\pi^0$ -мезонов в (Cu + Au)-столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ в зависимости от поперечного импульса и центральности.

Отношения  $I_\omega/I_{\pi^0}$  не зависят от центральности и поперечного импульса в пределах погрешности измерений. Величина указанных отношений имеет тот же порядок ( $\sim 0,7 - 0,8$ ) в столкновениях ядер меди и золота при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ, что и отношения, измеренные ранее в системах  $p + p$ ,  $d + Au$ , Au + Au и Cu + Cu при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ.

Значения фактора ядерной модификации, измеренные для  $\pi^0$ -,  $\eta$ -,  $K_S$ - и  $\omega$ -мезонов в столкновениях ядер меди и золота равны между собой в пределах погрешности в разных классах центральности и интервалах поперечного импульса, а также равны факторам ядерной модификации адронных струй, измеренным в той же системе столкновений в соответствующих классах центральности. Это говорит о том, что в (Cu + Au)-столкновениях потери энергии жестких партонов происходят в кварк-глюонной среде до их фрагментации в адронные струи. Интегральные факторы ядерной модификации  $\omega$ -мезонов, измеренные в столкновениях Cu + Au, Au + Au и Cu + Cu при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ, равны друг другу в пределах погрешности измерений при близких значениях чисел  $N_{part}$ , что говорит о независимости (либо слабой зависимости) эффекта гашения адрон-





ных струй в системах Cu + Au, Au + Au и Cu + Cu при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ от реализуемой в них формы области перекрытия.

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

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Shuryak E.V.** Quantum chromodynamics and the theory of super dense matter // *Physics Reports*. 1980. Vol. 61. No. 2. Pp. 71–158.
2. **Arsene I., Dearden I.G., Beavis D., et al.** Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment // *Nuclear Physics. A*. 2005. Vol. 757. No. 1–2. Pp. 1–27.
3. **Back B.B., Baker M.D., Ballintijn M., et al.** The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC // *Nuclear Physics. A*. 2005. Vol. 757. No. 1–2. Pp. 28–101.
4. **Adams J., Aggarwal M.M., Ahammed Z., et al.** Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: the STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions // *Nuclear Physics. A*. 2005. Vol. 757. No. 1–2. Pp. 102–183.
5. **Adcox K., Adler S.S., Afanasiev S., et al.** 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.
6. **Chatrchyan S., Khachatryan V., Sirunyan A.M., et al.** Study of high- $p_T$  charged particle suppression in Pb – Pb compared to  $p + p$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV // *The European Physical Journal. C*. 2012. Vol. 72. No. 3. P. 1945.
7. **Aad G., Abbott B., Abdallah J., et al.** Measurement of the jet radius and transverse momentum dependence of inclusive jet suppression in lead-lead collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with the ATLAS detector // *Physics Letters. B*. 2013. Vol. 719. No. 4–5. Pp. 220–241.
8. **Abelev B., Adam J., Adamova D., et al.** Centrality dependence of charged particle production at large transverse momentum in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV // *Physics Letters. B*. 2013. Vol. 720. No. 1–3. Pp. 52–62.
9. **Bjorken J.D.** Energy loss of energetic partons in quark-gluon plasma: possible extinction of high  $p(t)$  jets in hadron-hadron collisions. 1982. FermiLab-Pub-82-059-T.
10. **Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al.** Production of  $\omega$  mesons in  $p + p$ ,  $d + Au$ , Cu + Cu, and Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV // *Physical Review. C*. 2011. Vol. 84. No. 4. P. 044902.
11. **Cao S., Luo T., Qin G.Y., et al.** Linearized Boltzmann transport model for jet propagation in the quark-gluon plasma: heavy quark evolution // *Physical Review. C*. 2016. Vol. 94. No. 1. P. 014909.
12. **Cao S., Park C., Barbieri R.A., et al.** Multistage Monte Carlo simulation of jet modification in a static medium // *Physical Review. C*. 2017. Vol. 96. No. 2. P. 024909.
13. **Elayavalli R.K., Zapp K.C.** Medium response in JEWEL and its impact on jet shape observables in heavy ion collisions // *Journal of High Energy Physics*. 2017. Vol. 2017. No. 7. P. 141.
14. **Park C., Jeon S., Gale C.** Jet modification with medium recoil in quark-gluon plasma // *Nuclear Physics. A*. 2019. Vol. 982. February. Pp. 643–646.
15. **He Y., Luo T., Wang X.N., et al.** Linear Boltzmann transport for jet propagation in the quark-gluon plasma: elastic processes and medium recoil // *Physical Review. C*. 2015. Vol. 91. No. 5. P. 054908.
16. **Chien Y.T., Vitev I.** Towards the understanding of jet shapes and cross sections in heavy ion collisions using soft-collinear effective theory // *Journal of High Energy Physics*. 2016. Vol. 2016. No. 5. P. 23.
17. **Chien Y.T., Emerman A., Kang Z.B., et al.** Jet quenching from QCD evolution // *Physical Review. D*. 2016. Vol. 93. No. 7. P. 074030.
18. **Ghiglieri J.** Energy loss at NLO in a high-temperature quark-gluon plasma // *Nuclear Physics. A*. 2016. Vol. 956. December. Pp. 801–804.
19. **Djordjevic M., Zigic D., Blagojevic B., et al.** Dynamical energy loss formalism: from describing suppression patterns to implications for future experiments // *Nuclear Physics. A*. 2019. Vol. 982. February. Pp. 699–702.
20. **Adcox K., Adler S.S., Aizama M., et al.** PHENIX detector overview // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003. Vol. 499. No. 2–3. Pp. 469–479.
21. **Allen M., Bennett M.J., Bobrek M., et al.** PHENIX inner detectors // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A:*

Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003. Vol. 499. No. 2–3. Pp. 549–559.

22. Adler S.S., Allen M., Alley G., et al. PHENIX on-line systems // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003. Vol. 499. No. 2–3. Pp. 560–592.

23. Miller M.L., Reygers K., Sanders S. J., et al. Glauber modeling in high-energy nuclear collisions // Annual Review of Nuclear and Particle Science. 2007. Vol. 57. Pp. 205–243.

24. Aphetche L., Awes T.C., Banning J., et al. PHENIX calorimeter // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003. Vol. 499. No. 2–3. Pp. 521–536.

25. Tanabashi M., Hagiwara K., Hikasa K.,

et al. Review of particle physics // Physical Review. D. 2018. Vol. 98. No. 3. P. 030001.

26. Brun R., Hagelberg R., Hansroul M., et al. Geant: simulation program for particle physics experiments. User guide and reference manual. Preprint CERN. CERN-DD-78-2-REV, 1978.

27. Zharko S. (PHENIX Collaboration). Studying parton energy loss using meson production in Large Collision Systems with PHENIX // Nuclear Physics. A. 2017. Vol. 967. November. Pp. 552–555.

28. Aidala C., Ajitanand N.N., Akiba Y., et al. Production of  $\pi^0$  and  $\eta$  mesons in Cu + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV // Physical Review. C. 2018. Vol. 98. No. 5. P. 054903.

29. Timilsina A. (PHENIX Collaboration). PHENIX results on reconstructed jets in  $p + p$  and Cu + Au collisions // Nuclear Physics. A. 2016. Vol. 956. December. Pp. 637–640.

*Статья поступила в редакцию 13.03.2019, принята к публикации 01.04.2019.*

#### СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

**БЕРДНИКОВ Александр Ярославич** – 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, заведующий кафедрой 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** – ассистент 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

**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



## REFERENCES

1. **Shuryak E.V.**, Quantum chromodynamics and the theory of super dense matter, *Physics Reports*. 61 (2) (1980) 71–158.
2. **Arsene I., Dearden I.G., Beavis D., et al.**, Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment, *Nuclear Physics, A*. 757 (1–2) (2005) 1–27.
3. **Back B.B., Baker M.D., Ballintijn M., et al.**, The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC *Nuclear Physics, A*. 757 (1–2) (2005) 28–101.
4. **Adams J., Aggarwal M.M., Ahammed Z., et al.**, Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: the STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions, *Nuclear Physics, A*. 757 (1–2) (2005) 102–183.
5. **Adcox K., Adler S.S., Afanasiev S., et al.**, Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: experimental evaluation by the PHENIX Collaboration, *Nuclear Physics, A*. 757 (1–2) (2005) 184–283.
6. **Chatrchyan S., Khachatryan V., Sirunyan A.M., et al.**, Study of high- $p_T$  charged particle suppression in  $\text{Pb-Pb}$  compared to  $p + p$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV, *The European Physical Journal, C*. 72 (3) (2012) 1945.
7. **Aad G., Abbott B., Abdallah J., et al.**, Measurement of the jet radius and transverse momentum dependence of inclusive jet suppression in lead-lead collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with the ATLAS detector, *Physics Letters, B*. 719 (4–5) (2013) 220–241.
8. **Abelev B., Adam J., Adamova D., et al.**, Centrality dependence of charged particle production at large transverse momentum in  $\text{Pb-Pb}$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV, *Physics Letters, B*. 720 (1–3) (2013) 52–62.
9. **Bjorken J.D.**, Energy loss of energetic partons in quark-gluon plasma: possible extinction of high  $p(t)$  jets in hadron-hadron collisions (1982) FERMILAB-PUB-82-059-T.
10. **Adare A., Afanasiev S., Aidala C., et al.**, Production of  $\omega$  mesons in  $p + p$ ,  $d + \text{Au}$ ,  $\text{Cu} + \text{Cu}$ , and  $\text{Au} + \text{Au}$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, *Physical Review, C*. 84 (4) (2011) 044902.
11. **Cao S., Luo T., Qin G.Y., et al.**, Linearized Boltzmann transport model for jet propagation in the quark-gluon plasma: heavy quark evolution, *Physical Review, C*. 94 (1) (2016) 014909.
12. **Cao S., Park C., Barbieri R.A., et al.**, Multistage Monte Carlo simulation of jet modification in a static medium, *Physical Review, C*. 96 (2) (2017) 024909.
13. **Elayavalli R.K., Zapp K.C.**, Medium response in JEWEL and its impact on jet shape observables in heavy ion collisions, *Journal of High Energy Physics*. 2017 (7) (2017) 141.
14. **Park C., Jeon S., Gale C.**, Jet modification with medium recoil in quark-gluon plasma, *Nuclear Physics, A*. 982 (February) (2019) 643–646.
15. **He Y., Luo T., Wang X.N., et al.**, Linear Boltzmann transport for jet propagation in the quark-gluon plasma: elastic processes and medium recoil, *Physical Review, C*. 91 (5) (2015) 054908.
16. **Chien Y.T., Vitev I.**, Towards the understanding of jet shapes and cross sections in heavy ion collisions using soft-collinear effective theory, *Journal of High Energy Physics*. 2016 (5) (2016) 23.
17. **Chien Y.T., Emerman A., Kang Z.B., et al.**, Jet quenching from QCD evolution, *Physical Review, D*. 93 (7) (2016) 074030.
18. **Ghiglieri J.**, Energy loss at NLO in a high-temperature quark-gluon plasma, *Nuclear Physics, A*. 956 (December) (2017) 801–804.
19. **Djordjevic M., Zigic D., Blagojevic B., et al.**, Dynamical energy loss formalism: from describing suppression patterns to implications for future experiments, *Nuclear Physics, A*. 982 (February) (2019) 699–702.
20. **Adcox K., Adler S.S., Aizama M., et al.**, PHENIX detector overview, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 499 (2–3) (2003) 469–479.
21. **Allen M., Bennett M.J., Bobrek M., et al.**, PHENIX inner detectors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 499 (2–3) (2003) 549–559.
22. **Adler S.S., Allen M., Alley G., et al.**, PHENIX on-line systems, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 499 (2–3) (2003) 560–592.
23. **Miller M.L., Reygers K., Sanders S.J., et al.**, Glauber modeling in high-energy nuclear collisions, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*. 57 (2007) 205–243.
24. **Aphcetcche L., Awes T.C., Banning J., et al.**, PHENIX calorimeter, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A:*

Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 499 (2–3) (2003) 521–536.

25. **Tanabashi M., Hagiwara K., Hikasa K., et al.**, Review of particle physics, Physical Review, D. 98 (3) (2018) 030001.

26. **Brun R., Hagelberg R., Hansroul M., et al.**, Geant: simulation program for particle physics experiments. User guide and reference manual, Preprint CERN (1978) CERN-DD-78-2-REV.

27. **Zharko S.** (PHENIX Collaboration),

Studying parton energy loss using meson production in Large Collision Systems with PHENIX, Nuclear Physics, A. 967 (November) (2017) 552–555.

28. **Aidala C., Ajitanand N.N., Akiba Y., et al.**, Production of  $\pi^0$  and  $\eta$  mesons in Cu + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, Physical Review, C. 98 (5) (2018) 054903.

29. **Timilsina A.** (PHENIX Collaboration), PHENIX results on reconstructed jets in  $p + p$  and Cu + Au collisions, Nuclear Physics, A. 956 (December) (2016) 637–640.

*Received 13.03.2019, accepted 01.04.2019.*

### THE AUTHORS

**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 Sergei V.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

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

**KOTOV Dmitry O.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

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

**RADZEVICH Pavel V.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

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