

## ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗУЧЕНИЯ СВОЙСТВ ТЕПЛОВЫХ ФОТОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА УСКОРИТЕЛЕ NICA

*Д. А. Иванищев*<sup>1,\*</sup>, *Д. О. Котов*<sup>1,2</sup>, *Е. Л. Крышень*<sup>1</sup>,  
*М. В. Малаев*<sup>1</sup>, *В. Г. Рябов*<sup>1,3</sup>, *Ю. Г. Рябов*<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константина  
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»,  
Гатчина, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Тепловые фотоны являются ценным источником информации о свойствах горячего и плотного вещества, образующегося в столкновениях тяжелых релятивистских ядер. Эффективная температура, измеренная посредством тепловых фотонов, при энергиях ускорителей RHIC и LHC намного превышает температуру ожидаемого фазового перехода в состояние с несвязанными кварками и глюонами, известное как кварк-глюонная плазма. Изучение свойств прямых фотонов в столкновениях тяжелых ионов на ускорителе NICA может помочь оценить эффективную температуру образующейся среды при меньших энергиях и проследить переход от партонных степеней свободы к адронным. Представлены результаты исследования возможности измерений свойств тепловых фотонов в эксперименте MPD на ускорителе NICA в столкновениях ядер золота посредством метода конверсии.

Thermal photons serve as valuable probes of the hot and dense medium produced in heavy-ion collisions. The effective thermal photon temperature measured at RHIC and LHC energies far exceeds the temperature predicted for the phase space transition into the deconfined state of quarks and gluons, known as quark-gluon plasma (QGP). Direct photon measurements in heavy-ion collisions at the future NICA collider may help to estimate the effective temperature of the produced medium at lower energies and trace the transition from QGP to the hadron gas state. In this paper, we present feasibility studies on the thermal photon measurements in AuAu collisions using the photon conversion method in the MPD experiment at NICA.

PACS: 14.70.Bh; 12.38.Mh

---

\* E-mail: ivanishchev\_da@npni.nrcki.ru

## ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных направлений в физике высоких энергий является экспериментальное и теоретическое исследование фазовой диаграммы сильновзаимодействующей ядерной материи [1], которая имеет насыщенную структуру и включает фазовый переход первого рода из адронного вещества в партонное состояние и киральный фазовый переход. Экспериментальное подтверждение существования этих переходов стало бы большим прорывом в нашем понимании свойств ядерной материи. В лабораторных условиях горячее и плотное ядерное вещество в широком диапазоне температур и плотностей создают на ускорителях посредством столкновения тяжелых ядер. На ускорителях RHIC и LHC удалось создать состояние материи, по свойствам напоминающее сильновзаимодействующую кварк-глюонную плазму [2]. В настоящее время на этих ускорителях продолжают исследования свойств ядерной материи при очень высоких температурах и почти нулевых барионных плотностях. Для исследования фазовой диаграммы при высоких барионных плотностях на ускорителе RHIC была проведена программа сканирования по энергии столкновений ядер [2]. Модернизация детектора NA49 (NA61) позволила приступить к такого рода исследованиям на ускорителе SPS. Также в ближайшее время в эксплуатацию будут введены два крупных ускорительных комплекса: NICA в ОИЯИ (Дубна) и FAIR в GSI (Дармштадт) [3].

Свойства образующейся плотной и горячей ядерной материи можно изучать по спектрам и угловым распределениям различных частиц в конечном состоянии. Особо можно выделить виртуальные фотоны, проявляющиеся в виде электрон-позитронных или мюонных пар, и реальные фотоны. Поскольку фотоны взаимодействуют только электромагнитным образом, их средний свободный пробег велик по сравнению с размерами системы, образовавшейся в столкновениях тяжелых ионов. Фотоны испускаются в течение всей пространственно-временной эволюции процесса столкновения, начиная с первичных партон-партонных столкновений на ранней стадии и кончая адронными распадами на конечных стадиях столкновения, и несут важную информацию о происходящих процессах и свойствах среды.

Принято рассматривать две основные категории реальных фотонов в зависимости от их источников — прямые фотоны и фотоны из распада адронов. Фотоны распада рождаются в основном в результате распада  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов в конечном состоянии. Прямые фотоны рождаются на протяжении различных фаз столкновения ядер в результате процессов, не связанных с распадом адронов. Разделяют жесткие прямые фотоны, т.е. фотоны из жесткого рассеяния партонов в начальном состоянии, и мягкие тепловые фотоны. Под тепловыми фотонами подразумевают тепловое излучение кварк-глюонной плазмы или адронного газа.

При описании измеренных спектров рождения фотонов выделяют две области — область малых поперечных импульсов  $p_T < 1-2$  ГэВ/с и область больших поперечных импульсов  $p_T > 3-5$  ГэВ/с. Считается, что в области больших поперечных импульсов доминируют жесткие процессы, поэтому основной вклад вносят жесткие фотоны. В области малых поперечных импульсов доминирует излучение тепловых фотонов из кварк-глюонной плазмы или адронного газа. Такие фотоны позволяют измерять эффективную температуру среды. Так, измерение спектра рождения прямых фотонов и обнаружение избыточного выхода тепловых фотонов в центральных столкновениях тяжелых ядер позволило оценить эффективную температуру среды, образующейся на ускорителях RHIC и LHC [4], которая оказалась значительно выше ожидаемой температуры фазового перехода в состояние кварк-глюонной плазмы.

Измерение азимутальной анизотропии прямых фотонов в полужентральных столкновениях тяжелых ядер позволяет получить важные сведения об эволюции образующейся среды. Из-за наличия пространственной анизотропии в такой сталкивающейся системе возникают градиенты давления, приводящие к анизотропии в импульсном распределении частиц. Для изучения азимутальной анизотропии распределение частиц по азимутальному углу обычно раскладывают в ряд Фурье. Второй коэффициент  $v_2$  в разложении называется эллиптическим потоком и характеризует гидродинамические свойства расширяющейся материи. Наблюдение большого эллиптического потока адронов является одним из доказательств образования сильновзаимодействующей кварк-глюонной плазмы на ускорителях RHIC и LHC. Кроме того, в столкновениях тяжелых ядер на ускорителях RHIC и LHC было обнаружено наличие аномально большого эллиптического потока и у прямых фотонов, по величине сопоставимого с эллиптическим потоком адронов [5]. Одновременное наблюдение избыточного выхода прямых фотонов и наличия у них значительного эллиптического потока стало большой неожиданностью. Избыточный выход свидетельствует о том, что фотоны рождаются преимущественно на начальных стадиях, когда температура максимальна. Наличие большого эллиптического потока свидетельствует о том, что фотоны рождаются преимущественно на поздних стадиях, когда гидродинамическое расширение приводит к значительной асимметрии образовавшейся среды в импульсном пространстве. Современные теоретические модели испытывают трудности с одновременным описанием избыточного выхода и аномально большого эллиптического потока прямых фотонов.

Изучение свойств прямых фотонов является достаточно сложной экспериментальной задачей, особенно в области малых поперечных импульсов. Измерениям препятствуют большой комбинаторный фон фотонов из распадов адронов, фон от фотонов вторичного излучения вследствие взаимодействия заряженных частиц с компонентами детектора, проблемы с идентификацией фотонов, когда адроны идентифицируются как фотоны, сложности различения двух близко летящих фотонов, которые иденти-

фицируются как один. Также для выделения спектра прямых фотонов из общего фотонного спектра используются модельные расчеты.

При исследовании рождения прямых фотонов обычно измеряют избыток выхода фотонов  $R_\gamma = \gamma_{\text{incl}}/\gamma_{\text{hadr}}$ , где  $\gamma_{\text{incl}}$  — инклюзивный выход фотонов, а  $\gamma_{\text{hadr}}$  — выход фотонов из распада адронов. Выход прямых фотонов  $\gamma_{\text{dir}}$  определяют на основе  $R_\gamma$  по следующей формуле:

$$\gamma_{\text{dir}} = \left(1 - \frac{1}{R_\gamma}\right) \gamma_{\text{incl}}. \quad (1)$$

Превышение значения  $R_\gamma$  единицы является экспериментальным доказательством наличия прямых фотонов в спектре рождения фотонов. Выход фотонов распада  $\gamma_{\text{hadr}}$  оценивается посредством модельных расчетов на основе измеренных спектров рождения адронов, в основном  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов. В области малых поперечных импульсов значение  $R_\gamma$  обычно близко к единице. Вклад от фотонов распада в общий спектр рождения фотонов в этой области поперечных импульсов составляет около 90% [4]. Систематические ошибки в основном обусловлены точностью выделения спектра фотонов от распада адронов из общего спектра. Таким образом, для изучения свойств прямых фотонов необходимо точно измерить спектры рождения адронов, в основном  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов.

Существуют два основных принципиально различных метода изучения свойств фотонов. Первый — это электромагнитная калориметрия, когда непосредственно измеряется энергия самого фотона и определяется направление его движения. Данный метод обычно эффективен в области поперечных импульсов  $p_T > 2$  ГэВ/с. В области малых поперечных импульсов данный метод неэффективен из-за ухудшающегося энергетического разрешения, проблем с идентификацией фотонов, когда теряется возможность идентификации фотонов по форме ливня, большого комбинаторного фона от распада адронов и вторичного излучения из-за взаимодействия частиц с веществом впереди стоящих детекторов.

Второй метод основан на конверсии фотонов в материале детектора. Импульс фотонов восстанавливается по суммарному импульсу электрон-позитронной пары, измеренному трековой системой. Вероятность конверсии фотона пропорциональна эффективной радиационной длине детектора. Метод конверсии оказывается эффективным в области малых поперечных импульсов. Так как в этой области трековые детекторы имеют разрешение лучше, чем калориметры, такие измерения дают более точные результаты. Одним из недостатков такого метода является малое значение вероятности конверсии у современных экспериментальных установок, что приводит к необходимости накопления большего объема данных по сравнению с методом калориметрии.

В ближайшее время на ускорителе NICA начнется эксперимент MPD, направленный на изучение процессов в столкновениях тяжелых ядер [3]. Детектор MPD представляет собой  $4\pi$ -спектрометр, предназначенный для регистрации адронов, электронов и фотонов. Детектор будет со-

стоять из центральной части и нескольких детекторов, расположенных под большими углами. Трекинг заряженных частиц будет осуществлять времяпроекционная камера (TRC), расположенная в однородном магнитном поле 0,5 Тл. Магнитное поле будет создавать цилиндрический соленоидальный сверхпроводящий магнит. Впоследствии детектор будет оснащен внутренней трековой системой на основе кремниевых детекторов. Идентификация частиц будет осуществляться электромагнитным калориметром ECal, а также на основе измерений энергетических потерь заряженных частиц в TRC и времени пролета во времяпролетной системе (ToF). Центральность столкновений и плоскость реакции будут измеряться детекторами FHCAL и FFD. Спектры фотонов будут измеряться как методом калориметрии в области больших поперечных импульсов, так и методом конверсии в области малых поперечных импульсов. В области промежуточных поперечных импульсов свойства фотонов будут изучаться одновременно двумя методами, что позволит повысить достоверность результатов.

В настоящей работе представлены результаты исследования возможности изучения свойств тепловых фотонов в эксперименте MPD на ускорителе NICA в столкновениях ядер золота при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 4$  и 11 ГэВ посредством метода конверсии.

## **1. ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРОВ РОЖДЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ И ФОТОНОВ ИЗ РАСПАДОВ АДРОНОВ**

Исследование рождения и восстановление спектров нейтральных мезонов были проведены в двухфотонных каналах распада  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  и  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  [6, 7]. Для моделирования столкновений ядер золота использовался монте-карло-генератор UrQMD. Моделирование отклика подсистем детектора MPD и восстановление треков частиц были осуществлены в программном пакете MPDroot. Данный пакет является официальным программным обеспечением эксперимента MPD, предназначенным для подобных расчетов. Как и программное обеспечение других экспериментов, MPDroot основан на инструменте для моделирования взаимодействия элементарных частиц с веществом Geant. В MPDroot была заложена начальная конфигурация детектора MPD без внутренней трековой системы. Установка внутренней трековой системы приведет к значительному увеличению вероятности конверсии и эффективности рассматриваемого метода. Для восстановления фотонов кандидаты в электроны и позитроны комбинировались в  $e^+e^-$ -пары. Из всех треков заряженных частиц, восстановленных в MPD, в качестве электронов или позитронов отбирались частицы, удовлетворяющие следующим критериям отбора: поперечный импульс заряженной частицы  $p_T > 50$  МэВ/с, псевдобыстрота  $|\eta| < 1$ , как минимум 20 хитов в TRC, трек заряженной частицы идентифицируется как электрон или позитрон по информации

об энергетических потерях в ТРС и/или времени пролета из детектора ToF (в интервале четырех средних квадратичных отклонений).

По сравнению с методикой, использованной в работах [6, 7], в новой усовершенствованной методике были существенно улучшены критерии отбора электрон-позитронных пар. В кандидаты в фотоны отбирались  $e^+e^-$ -пары, удовлетворяющие следующим критериям отбора. Во-первых, отбирались пары треков с малым расстоянием наибольшего сближения. Во-вторых, применялся критерий отбора по углу  $\theta$  между вектором, соединяющим первичную и вторичную вершины, и восстановленным

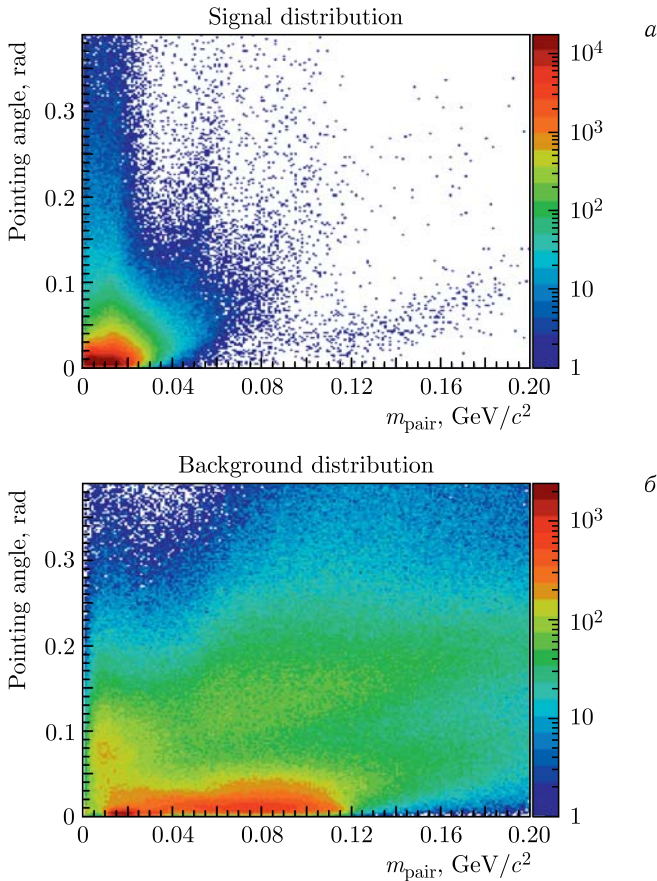


Рис. 1 (цветной в электронной версии). Распределение сигнальных конверсионных  $e^+e^-$ -пар (а) и фоновых комбинаторных  $e^+e^-$ -пар (б) в зависимости от восстановленной инвариантной массы  $e^+e^-$ -пары (ось  $x$ ) и направления реконструированного импульса  $e^+e^-$ -пары относительно направления на первичную вершину (ось  $y$ )

импульсом пары:  $\theta < \exp(-2,777 - 2,798p_T)$ , где  $p_T$  — восстановленный поперечный импульс  $e^+e^-$ -пары. Так как масса фотона равна нулю, то отбирались пары также и по инвариантной массе:  $m_{\text{pair}} < 22,6 + 17,4p_T$ . Наконец, было наложено ограничение на угол между плоскостью, перпендикулярной направлению вектора индукции магнитного поля, и плоскостью, заданной импульсами электрона и позитрона ( $\theta_{\text{pair}} < 0,1$  рад). Критерии отбора были оптимизированы с целью уменьшения комбинаторного фона и максимального увеличения статистической значимости фотонного сигнала. Например, на рис. 1 показано распределение сигнальных конверсионных пар и фоновых комбинаторных пар в зависимости от восстановленной инвариантной массы пары и направления ее реконструированного импульса относительно направления на первичную вершину. Распределения построены для поперечного импульса пары в диапазоне

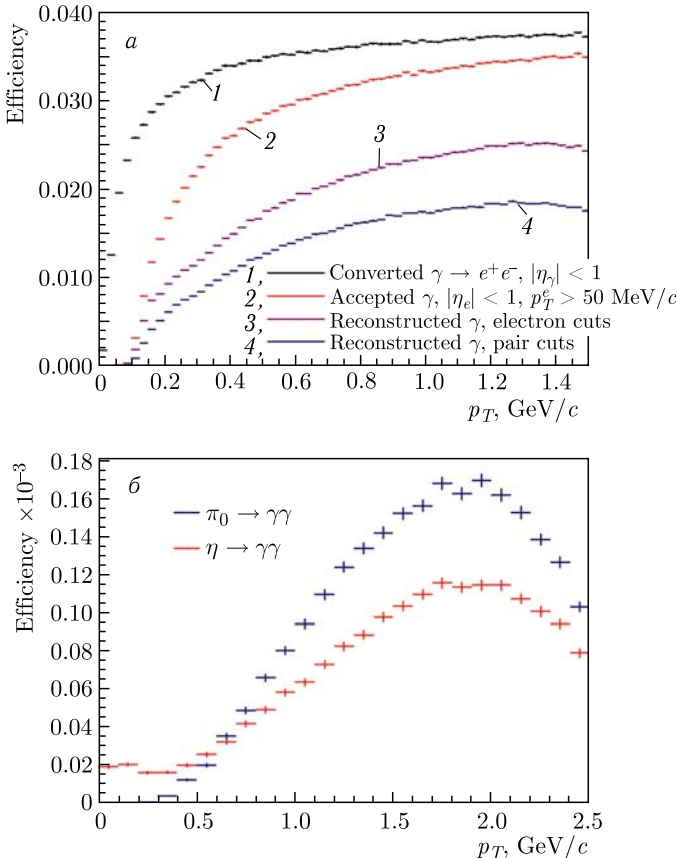


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Эффективности восстановления фотонов (а) и нейтральных мезонов (б)

300–400 МэВ/с. Применение вышеперечисленных критериев отбора позволяет исключить подавляющую часть фоновой составляющей.

Зависимость эффективности восстановления фотонов (efficiency) от поперечного импульса на различных этапах отбора показана на рис. 2, а. Эффективность восстановления фотонов увеличивается с ростом поперечного импульса, достигая максимума 1,8% при поперечном импульсе  $p_T \sim 1,2$  ГэВ/с.

Для восстановления нейтральных мезонов в дифотонном канале отобранные кандидаты в фотоны комбинировались в пары. Были построены спектры восстановленной инвариантной массы пар фотонов  $m_{\gamma\gamma}$

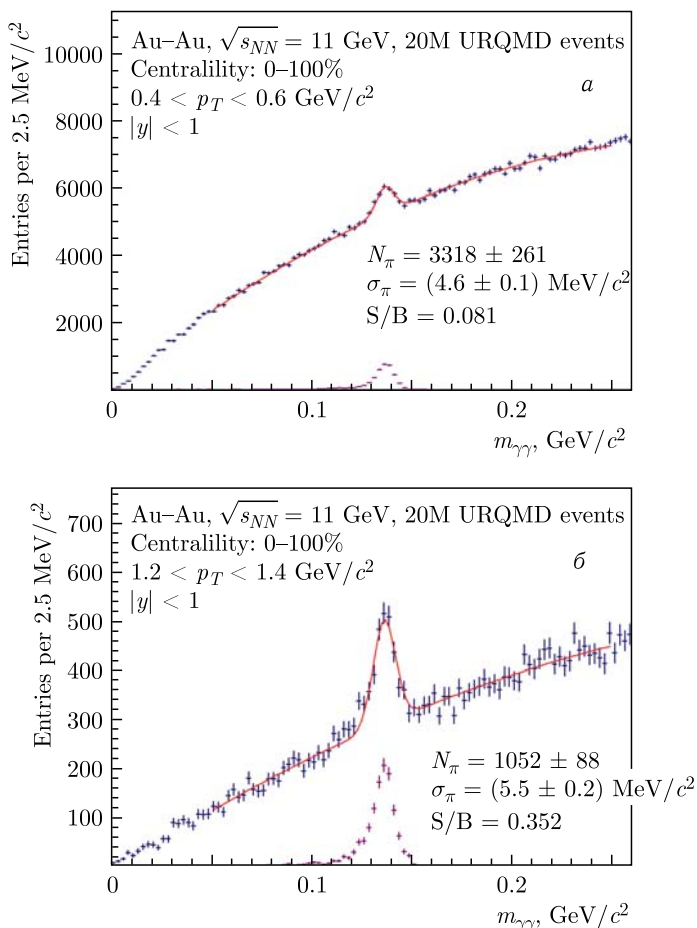


Рис. 3. Спектры инвариантной массы пар фотонов с поперечным импульсом  $0,4 < p_T^{\gamma\gamma} < 0,6$  ГэВ/с (а) и  $1,2 < p_T^{\gamma\gamma} < 1,4$  ГэВ/с (б)



для различных интервалов по поперечному импульсу. Примеры спектров по инвариантной массе пар фотонов с поперечными импульсами  $0,4 < p_T^{\gamma\gamma} < 0,6$  ГэВ/с и  $1,2 < p_T^{\gamma\gamma} < 1,4$  ГэВ/с показаны на рис. 3. Для извлечения выходов нейтральных мезонов спектры были аппроксимированы функцией, представляющей собой сумму полинома второй степени и функции Гаусса.

Низкая эффективность восстановления фотонов не позволяет детально исследовать эффективность реконструкции нейтральных мезонов в зависимости от поперечного импульса посредством только генератора событий U<sub>g</sub>QMD. Поэтому для увеличения выборки использовалась техника смешивания событий [6,7]: в каждое событие U<sub>g</sub>QMD добавлялся сигнал, состоящий из 500 распадов  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  и 500 распадов  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  с плоскими распределениями по поперечному импульсу и быстроте. Для восстановления свойств нейтральных мезонов использовалась описанная выше методика. Эффективность восстановления нейтральных мезонов в зависимости от поперечного импульса нейтрального мезона показана на рис. 2, б. Эффективность восстановления  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов примерно равна квадрату эффективности восстановления фотонов и достигает максимума  $0,16 \cdot 10^{-3}$  и  $0,11 \cdot 10^{-3}$  соответственно при  $p_T \sim 1,9$  ГэВ/с.

По ожидаемым выходам и эффективности реконструкции нейтральных мезонов была проведена оценка ожидаемой статистики на выборке  $10^9$  столкновений ядер золота при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 4$  и 11 ГэВ. Этой выборки должно быть достаточно для проведения детального измерения спектра рождения  $\pi^0$ -мезонов в широком диапазоне поперечных импульсов и при различных классах по центральности столкновений. Для измерения спектра рождения  $\eta$ -мезонов необходима в несколько раз большая выборка данных.

Для оценки спектра рождения фотонов из распада адронов спектр рождения нейтральных пионов, полученный для центральных столкновений ядер золота при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ, был аппроксимирован тремя различными функциями: Цаллиса [8], двухкомпонентной модели [9] и Хагедорна [10]. Результаты аппроксимации были экстраполированы в область малых поперечных импульсов. На основании полученных спектров были сгенерированы спектры фотонов распада, которые практически совпали для трех различных функций, с небольшими отличиями — до 3% в области малых поперечных импульсов.

## 2. ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА РОЖДЕНИЯ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ

В генераторе событий U<sub>g</sub>QMD отсутствуют механизмы рождения прямых фотонов, поэтому оценка спектра рождения прямых фотонов в столкновениях ядер золота при энергиях ускорителя NICA была осуществлена на основе имеющихся экспериментальных данных по рождению прямых фотонов в столкновениях ядер при различных энергиях [2].

На ускорителях RHIC и LHC было обнаружено универсальное масштабирование выхода прямых фотонов по множественности заряженных частиц в конечном состоянии  $dN_{\text{ch}}/d\eta$ , что можно использовать для предсказания выходов прямых фотонов при энергиях коллайдера NICA. Было обнаружено, что выход прямых фотонов в области поперечных импульсов  $p_T > 1$  ГэВ/с масштабируется как степенная функция от множественности заряженных частиц  $(dN_{\text{ch}}/d\eta)^{1,25}$  в широком диапазоне центральностей и энергий столкновений, соответствующем достаточно большой множественности ( $dN_{\text{ch}}/d\eta > 20$ ). На коллайдере NICA такая

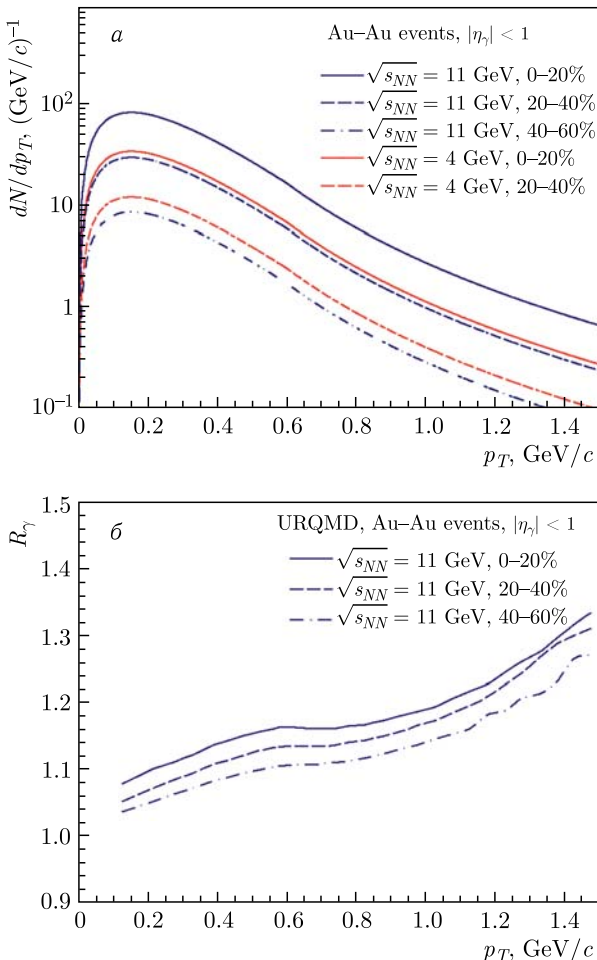


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Спектр прямых фотонов по поперечному импульсу (а) и зависимость отношения  $R_\gamma$  от поперечного импульса (б)

множественность заряженных частиц достигается для столкновений ядер золота с центральностью 0–60% при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ и 0–40% при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 4$  ГэВ, что позволяет использовать полученную зависимость для предсказания интегральных выходов тепловых фотонов.

Кроме того, при энергиях RHIC и LHC также наблюдается характерное масштабирование спектров прямых фотонов в зависимости от поперечного импульса:  $d^3N/dp_T^2 dy = 2,755 \cdot 10^4 p_T^{-4,5} (dN_{ch}/d\eta)^{1,25}$  [11]. Эта зависимость использовалась для предсказания спектров рождения фотонов в столкновениях ядер золота при энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 4$  и 11 ГэВ в области поперечных импульсов  $p_T > 0,6$  ГэВ/с. В области поперечных импульсов  $p_T < 0,6$  ГэВ/с для спектра прямых фотонов использовалась тепловая зависимость с эффективной температурой  $T_{eff} = 150$  МэВ, что является достаточно консервативной оценкой [12]. Получившийся в результате спектр прямых фотонов по поперечному импульсу показан на рис. 4, а для нескольких диапазонов центральности.

Для расчета инклюзивного спектра рождения фотонов в столкновениях ядер золота полученный спектр был умножен на соответствующую эффективность восстановления фотонов и сложен с ожидаемыми выходами фотонов из распадов адронов. Избыток выхода  $R_\gamma$  вычислен как отношение инклюзивного выхода фотонов к выходу фотонов из распада адронов и показан на рис. 4, б. Видно, что отношение  $R_\gamma$  значительно превышает единицу и возрастает с увеличением поперечного импульса аналогично поведению  $R_\gamma$  в столкновениях тяжелых ядер при больших энергиях, достигая значений  $\sim 1,2$  при поперечном импульсе  $p_T \sim 1,4$  ГэВ. Как и ожидалось, отношение  $R_\gamma$  уменьшается с уменьшением центральности столкновений. Опыт действующих экспериментов показывает, что систематическую ошибку измерения  $R_\gamma$  можно уменьшить до 2–5% [2]. Таким образом, полученные оценки избытка выхода  $R_\gamma$  свидетельствуют о возможности измерения прямых фотонов детектором MPD даже в области малых поперечных импульсов.

### 3. ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ПОТОКА ПРЯМЫХ ФОТОНОВ

Задача по измерению эллиптического потока прямых фотонов, особенно в области малых поперечных импульсов, является одной из сложнейших экспериментальных задач в области физики тяжелых релятивистских ионов [2]. Для измерения эллиптического потока прямых фотонов необходимо точно измерить как инклюзивный эллиптический поток фотонов, так и эллиптический поток фотонов из распадов адронов. Эллиптический поток прямых фотонов  $v_2^{\gamma \text{ dir}}$  вычисляется по следующей формуле [5]:

$$v_2^{\gamma \text{ dir}} = \frac{R_\gamma v_2^{\gamma \text{ incl}} - v_2^{\gamma \text{ dec}}}{R_\gamma - 1}, \quad (8)$$

где  $v_2^{\gamma \text{incl}}$  — измеренный эллиптический поток инклюзивных фотонов;  $v_2^{\gamma \text{dec}}$  — эллиптический поток фотонов из распада адронов, рассчитанный на основе измеренного эллиптического потока нейтральных мезонов. Числитель и знаменатель в выражении (2) имеют малые, близкие к нулю, значения, так как значения эллиптических потоков  $v_2^{\gamma \text{incl}}$  и  $v_2^{\gamma \text{dec}}$  близки друг к другу, а значение  $R_\gamma$  близко к единице, особенно в области малых поперечных импульсов. Это приводит к большим систематическим

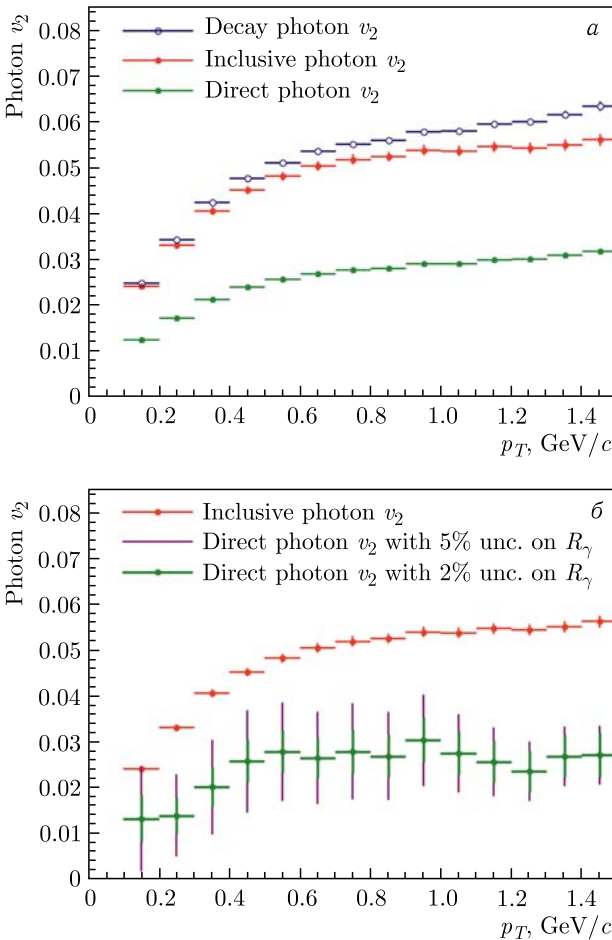


Рис. 5. а) Эллиптические потоки инклюзивных фотонов, фотонов из распада адронов и прямых фотонов. б) Ожидаемый эллиптический поток прямых фотонов при точности измерения отношения  $R_\gamma$ , составляющей 2 и 5%

ошибкам при измерении  $v_2^{\gamma \text{ dir}}$  даже в случае точного измерения эллиптического потока инклюзивных фотонов.

Для исследования возможности измерения эллиптического потока прямых фотонов методом конверсии в столкновениях ядер золота при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ в эксперименте MPD была разработана специальная модель. Предполагалось, что эллиптический поток прямых фотонов в 2 раза меньше эллиптического потока заряженных пионов. Эллиптический поток фотонов из распада адронов был оценен на основе простого генератора  $\pi$ -мезонов, учитывающего их реалистичные спектры и азимутальные распределения, полученных с использованием генератора событий UrQMD. Полученные эллиптические потоки инклюзивных фотонов, фотонов из распада адронов и прямых фотонов в зависимости от поперечных импульсов показаны на рис. 5, а. Эллиптический поток инклюзивных фотонов был рассчитан как взвешенная сумма эллиптических потоков фотонов из распада адронов и прямых фотонов, где в качестве весов использовались соответствующие выходы фотонов из распада адронов и прямых фотонов. Распределения по азимутальному углу для инклюзивных фотонов были сгенерированы в соответствии с эллиптическим потоком инклюзивных фотонов и их выходов с учетом реалистичной эффективности восстановления фотонов методом конверсии и эффектов, связанных с разрешением плоскости реакции. Полученные эллиптические потоки инклюзивных фотонов и фотонов распада, а также отношение  $R_\gamma$  использовались для оценки ожидаемой точности измерения эллиптического потока прямых фотонов. На рис. 5, б показаны результаты оценки эллиптического потока прямых фотонов при точности измерения отношения  $R_\gamma$ , составляющей 2 и 5%. Таким образом, при 2%-й точности измерения  $R_\gamma$  существует возможность достаточно точно измерить эллиптический поток прямых фотонов в широкой области поперечных импульсов. При 5%-й точности измерения  $R_\gamma$  эллиптический поток прямых фотонов можно будет измерить только со статистическим уровнем значимости около  $2\sigma$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе показано, что фотоны являются ценным источником информации для определения свойств горячего и плотного вещества, образующегося в столкновениях тяжелых ядер. Методика восстановления свойств фотонов и нейтральных мезонов методом конверсии [6, 7] была доработана и успешно применена для исследования возможности изучения свойств тепловых фотонов в эксперименте MPD на ускорителе NICA. Применение более совершенной методики позволило увеличить эффективность восстановления фотонов методом конверсии почти в 2 раза. Выполненный в работе анализ показал возможность измерения спектра рождения прямых фотонов и их эллиптического потока в широкой

области поперечных импульсов ( $0,1 < p_T < 1,4$  ГэВ/c) в столкновениях ядер золота при энергиях ускорителя NICA.

**Благодарности.** Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-40045 и частично поддержано НИЯУ МИФИ в рамках проекта 5-100 (договор № 02.а03.21.0005 от 27.08.2013). Представленные результаты получены с использованием ресурсов ЦОД РК ПИК НИЦ «Курчатовский институт» — ПИЯФ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hands S.* // *Contemp. Phys.* 2001. V. 42, No. 4. P. 209–225.
2. *Adare A. et al. (PHENIX Collab.)* // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123. P. 022301.
3. *Golovatyuk V., Kekelidze V., Kolesnikov V., Rogachevsky O., Sorin A.* // *Eur. Phys. J. A.* 2016. V. 52. P. 212.
4. *Adam J. et al. (ALICE Collab.)* // *Phys. Lett. B.* 2016. V. 754. P. 235–248.
5. *David G.* // *Rep. Prog. Phys.* 2020. V. 83. P. 046301.
6. *Ivanishchev D., Kotov D., Kryshen E., Malaev M., Riabov V., Ryabov Yu.* // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2019. V. 222. P. 02006.
7. *Ivanishchev D., Kotov D., Kryshen E., Malaev M., Riabov V., Ryabov Yu.* // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1400. P. 055055.
8. *Tsallis C.* // *J. Statist. Phys.* 1988. V. 52. P. 479–487.
9. *Bylinkin A., Rostovtsev A.* // *Nucl. Phys. B.* 2014. V. 888. P. 65–74.
10. *Hagedorn R.* // *Nuovo Cim.* 1983. V. 6, No. 10. P. 1–50.
11. *Khachatryan V., Praszalowicz M.* // *Eur. Phys. J. C.* 2020. V. 80. P. 670.
12. *Endres S., van Hees H., Bleicher M.* // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 93. P. 054901.