

УДК 539.17

**РОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ
В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ**

С. Л. Тимошенко, В. М. Емельянов*

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва

ВВЕДЕНИЕ	1151
КОГЕРЕНТНЫЕ ФОТОННЫЕ И ПОМЕРОННЫЕ ПОЛЯ ЭКСКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНО- ВЕНИЯХ	1153 1156
КОГЕРЕНТНОЕ РОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЯДЕР	1160
УСТАНОВКА STAR НА RHIC	1164
АНАЛИЗ ДАННЫХ ПО РОЖДЕНИЮ ρ^0 -МЕЗОНА В AuAu-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ	1171
АНАЛИЗ РОЖДЕНИЯ ρ^0 -МЕЗОНОВ В dAu-СТОЛКНОВЕНИЯХ	1177
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1180
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1181

*E-mail: tim@intphys3.mephi.ru

УДК 539.17

РОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

С. Л. Тимошенко, В. М. Емельянов*

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва

В обзоре рассмотрены теоретические модели, описывающие рождение векторных мезонов в когерентных ультрапериферических ядро-ядерных взаимодействиях. Проведен анализ экспериментальных данных по когерентному и некогерентному рождению ρ^0 -мезонов на установке STAR (Брукхейвенская национальная лаборатория, США).

Theoretical models describing vector meson production in coherent ultraperipheral nucleus-nucleus interactions are considered. The analysis of experimental data on coherent and noncoherent ρ^0 -meson production at STAR (Brookhaven National Laboratory, USA) was performed.

ВВЕДЕНИЕ

Ядро-ядерные взаимодействия при высоких энергиях (~ 100 ГэВ/нуклон) предоставляют уникальную возможность исследования ядерного вещества в экстремальных (сильно нагретых и сжатых) состояниях. В этих состояниях, как ожидается, ядерное вещество кардинально меняет свои свойства по сравнению с обычным ядерным веществом: изменяются характеристики адронов, возникают коллективные взаимодействия, проявляется кварк-глюонная структура адронов. Поэтому релятивистская ядерная физика является лабораторией для проверки современной теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики. Особенно важно, что, в отличие от адрон-адронных взаимодействий, ядро-ядерные взаимодействия позволяют исследовать КХД на значительно больших (до 10 Фм) пространственно-временных масштабах и плотностях энергии.

В 2000 г. начал работу коллайдер тяжелых ионов RHIC (Брукхейвенская национальная лаборатория, США), способный ускорять ядра вплоть до ядер золота и максимальных энергий $\sqrt{s} = 100$ ГэВ/нуклон. За это время четверть

*E-mail: tim@intphys3.mephi.ru

коллорабациями STAR, PHENIX, PHOBOS, BRAHMS накоплен богатый экспериментальный материал, анализ которого уже сейчас привел к очень интересным заключениям о поведении ядерного вещества в экстремальных состояниях. К ним относится наблюдение сжатия струй в AA -взаимодействиях, плавление J/ψ , особенности выходов странных частиц и т. д. Подробный анализ сигналов формирования сжатого и нагретого ядерного вещества в столкновениях релятивистских тяжелых ионов содержится в недавних обзорах [1].

Следует отметить, что экспериментальная программа на RHIC является продолжением программы по столкновению ядер на SPS (CERN) [2]. В свою очередь, как ожидается, в 2007–2008 гг. начнет работу LHC (CERN). В рамках этого проекта также предусмотрена программа по столкновениям релятивистских ядер свинца с энергией до 5,5 ТэВ/нуклон. Представляется весьма интересным проследить эволюцию по энергии сигналов формирования экстремальных состояний ядерного вещества.

Очевидно, что максимальная начальная плотность энергии реализуется при центральных столкновениях ядер, когда величина прицельного параметра много меньше радиусов сталкивающихся ядер (для золота и свинца $R \simeq 6-7$ Фм). Поскольку центральные столкновения ядер являются достаточно редкими событиями, подавляющее большинство взаимодействий — периферические с прицельным параметром $b > 1$ Фм. Среди периферических взаимодействий особое место занимают ультрапериферические с прицельным параметром $b > R_A + R_B$, где R_A и R_B — радиусы сталкивающихся ядер, т. е. такие взаимодействия, при которых ядра практически не перекрываются. При таких прицельных параметрах сильные взаимодействия не являются доминирующими, поскольку ядерная плотность в области взаимодействия уже достаточно мала. Конкуренцию сильным взаимодействиям могут составить когерентные фотон-фотонные, фотон-померонные и померон-померонные взаимодействия ядер. Когерентность для фотонных полей означает, что поле связано целиком с зарядом ядра, а не с зарядами отдельных протонов, входящих в состав ядра. Точно так же когерентное померонное поле связано с сильными взаимодействиями всех нуклонов ядра. Ультрапериферические ядро-ядерные столкновения — новое и перспективное направление в релятивистской ядерной физике, которое получило развитие в последние годы в эксперименте STAR на RHIC. Авторы настоящего обзора являются членами коллаборации STAR и участвуют в моделировании и анализе данных по ультрапериферическим ядро-ядерным столкновениям.

Очевидно, что прицельный параметр непосредственно в ядро-ядерных столкновениях не определяется. Тогда нужно найти экспериментальную измеряемую величину, например поперечную энергию в событии, скоррелированную с прицельным параметром. Как выделить ультрапериферические события на фоне периферических? Как будет показано в обзоре, условие когерентности на фотонные и померонные поля сильно ограничивает ки-

нематические характеристики рожденных частиц. Ультрапериферические столкновения включают когерентные фотон-фотонные, фотон-померонные и померон-померонные взаимодействия. Среди наиболее полных обзоров, рассматривающих физику ультрапериферических столкновений ядер, следует отметить [3].

В настоящем обзоре будет обсуждаться достаточно ограниченная, но весьма интересная физика образования векторных мезонов в ультрапериферических ядро-ядерных взаимодействиях.

1. КОГЕРЕНТНЫЕ ФОТОННЫЕ И ПОМЕРОННЫЕ ПОЛЯ

Как хорошо известно, движущийся электрический заряд является источником электромагнитного поля. В квантовом случае можно считать, что движущийся заряд «сопровождается» потоком фотонов. В этом отношении ускоренное атомное ядро также сопровождается потоком фотонов. Среди этих фотонов можно выделить фотоны, длина волны которых превышает радиус ядра. Эти фотоны связаны с зарядом ядра Z , а не с зарядами отдельных составляющих ядро протонов. Будем называть такие фотоны когерентными. Точно так же когерентное померонное поле связано с сильными взаимодействиями всех нуклонов ядра. В системе покоя ядра фотон, померон или мезон, когерентно связанный с ядром, должен иметь поперечный импульс $p_{\perp} \leq 1/R_A$. В коллайдерном режиме столкновения размеры ядра в продольном направлении сжаты в γ раз (γ — лоренцевский фактор движущегося ядра), энергия фотонов ограничена: $E = p_{\parallel} < \gamma/R_A$. Поэтому два ядерных когерентных поля имеют максимальную энергию $\omega = 2\gamma/R_A$ и поперечный импульс $p_{\perp} < 2/R_A$.

В условиях RHIC $\gamma \simeq 100$, поэтому максимальная энергия двух когерентных фотонов для ядер золота составляет $\simeq 6$ ГэВ. Таким образом, в когерентных ядерных взаимодействиях в условиях RHIC можно образовать частицу (частицы) с массой меньше 6 ГэВ. В условиях LHC $\gamma \simeq 3000$ и доступная область рожденных масс простирается до 300 ГэВ.

Что касается поперечных импульсов когерентных полей $p_{\perp} \leq 2/R_A$, то их характерные значения меньше сотни МэВ, а для фотонов — десятки МэВ. Условия когерентности на фотонные и померонные поля сильно ограничивают кинематические характеристики рожденных частиц. Так, суммарный поперечный импульс частиц, рожденных в когерентном фотон-фотонном взаимодействии, должен составлять десятки МэВ. Напомним, что характерные поперечные импульсы частиц, рожденных в сильных взаимодействиях, составляют несколько сотен МэВ. Это условие, как будет видно ниже, служит мощным критерием отбора частиц, рожденных в когерентных ультрапериферических взаимодействиях.

Рассмотрим рождение состояния X^0 с инвариантной массой M_x при обмене виртуальными квантами (фотонами или померонами) рассеивающихся ядер. Пусть k_i^2 , ω_i ($i = 1, 2$) — инвариантные массы и энергии квантов, p_i и p'_i — 4-импульсы двух ядер до и после столкновения, M_i — их инвариантные массы. Будем предполагать, что ядра при рассеянии остаются в основном состоянии. Тогда соответствующие 4-импульсы

$$\begin{aligned} p_i &= (E_i, p_{i\parallel}, \mathbf{0}_\perp), \\ p'_i &= (E'_i, p'_{i\parallel}, -\mathbf{k}_\perp), \\ K_i &= (\omega_i, k_{i\parallel}, \mathbf{k}_{i\perp}). \end{aligned} \quad (1)$$

В пределе больших энергий $E_i \gg \omega_i$ имеем $\omega_i = E_i - E'_i = x_i E_i$, $k_{i\parallel} = p_{i\parallel} - p'_{i\parallel} \simeq \frac{dp_{i\parallel}}{dE_i}(E_i - E'_i) = \frac{E_i}{p_{i\parallel}} x_i E_i$. Тогда $\omega_i^2 - k_{i\parallel}^2 = \omega_i^2 \left(1 - \frac{E_i^2}{p_{i\parallel}^2}\right) \simeq -x_i^2 M_i^2$,

$$-k_i^2 = x_i M_i^2 + \mathbf{k}_{i\perp}^2. \quad (2)$$

Если обменный виртуальный квант — фотон, то его вершина взаимодействия с ядром $ZeF_A(t)$, где F_A — упругий ядерный формфактор и t — квадрат 4-мерного переданного импульса. Тогда поток фотонов, несущих долю импульса x ядра [4],

$$\begin{aligned} f_\gamma(x) &= \frac{(Ze)^2}{\pi x} \int_0^\infty \frac{d^2 k_\perp}{(2\pi)^2} k_\perp^2 \frac{|F_A(-k^2)|^2}{(-k^2)^2} = \\ &= \frac{Z^2 \alpha}{\pi x} \int_0^\infty d(k_\perp^2) k_\perp^2 \frac{|F_A(x^2 M^2 + k_\perp^2)|^2}{(x^2 M^2 + k_\perp^2)^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

в последнем соотношении использовано выражение (2).

Аппроксимируем упругий формфактор ядра гауссианом

$$F(\mathbf{k}^2) = e^{-\mathbf{k}^2/2Q_0^2}. \quad (4)$$

Видно, что формфактор обеспечивает обрезание при $xM/Q_0 \sim xMR \leq 1$, где $R \sim 1/Q_0$ — радиус ядра. При этом для тождественных ядер возможно создать состояние с инвариантной массой $M_x^2 = x_1 x_2 s \leq sM^2/R^2 = (2\gamma/R)^2$, где s — квадрат энергии в с. п. м. сталкивающихся ядер. Условие когерентности приводит к фактору Z^2 в потоке фотонов (и соответственно Z^4 в сечении), и это позволяет надеяться на возможность наблюдения когерентных взаимодействий на фоне сильных взаимодействий ядер.

Рассмотрим теперь случай когерентного померона как обменного кванта при рассеянии ультрарелятивистских ядер. Концепция померона существует

в физике сильных взаимодействий уже более 30 лет, однако его природа до сих пор неясна. Считается, что померон — бесцветный (в отличие от глюонов) переносчик сильных взаимодействий с вакуумными квантовыми числами $J^{PC} = 0^{++}$. В одних процессах (с малыми виртуальностями Q^2) проявляются свойства «мягкого» померона, в других (при больших Q^2) — «жесткого» померона [5]. Однако очевидно, что это, скорее всего, один и тот же объект. В интересующих нас процессах проявляются свойства «мягкого» померона, рассматриваемого как многоглюонный обмен в непертурбативном КХД-вакууме [6].

Траектория Редже для померона $\alpha_p(t) = 1 + \varepsilon + \alpha'_p t$, где $\varepsilon = 0,085$; $\alpha'_p = 0,25 \text{ ГэВ}^{-2}$. Эта траектория имеет интерсепт, близкий к нулю, т. е. в процессах с малыми переданными импульсами померон ведет себя как бозон со спином единица. Поэтому померонный обмен выглядит как обмен изоскалярным «фотоном» с пропагатором

$$|D_p(t = -\mathbf{k}^2, s)| = \left(\frac{s}{m^2}\right)^\varepsilon e^{-r_0^2 \mathbf{k}^2}, \quad (5)$$

где m — параметр Редже траектории и $r_0^2 = \alpha'_p \ln(s/m^2)$ — квадрат померонного радиуса. Следуя работе [7], обозначим «константу» связи померона с нуклоном

$$\beta_{NP} = 3\beta_0 F_N(t), \quad (6)$$

где кварк-померонная константа связи $\beta_0 = 1,8 \text{ ГэВ}^{-1}$; $F_N(-t)$ — изоскалярный нуклонный формфактор. Для померон-ядерного взаимодействия следует заменить β_0 на $A\beta_0$ (A — массовое число ядра), а $F_N(-t)$ — на упругий формфактор ядра $F_A(-\mathbf{k}^2)$. Конечно, предположение о линейной зависимости от A константы связи померона с ядром — достаточно сильное. Для мягких процессов характерно экранирование, и зависимость, скорее всего, $\sim A^\delta$, $\delta < 1$. Для малых x , для которых применим метод эквивалентных квантов, $\delta \simeq 0,7 \div 0,8$ [8].

Тогда поток когерентных померонов, несущих долю энергии x ядра [9],

$$f_p(x) = \left(\frac{3A\beta_0 Q_0}{2\pi}\right)^2 \left(\frac{s'}{m^2}\right)^{2\varepsilon} \frac{1}{x} e^{x^2 M^2 / Q_0^2}, \quad (7)$$

где $s' = s_1 = x_2 s$ для померона, испущенного ядром 1, и $s' = s_2 = x_1 s$ для померона, испущенного ядром 2.

При гамма-померонном взаимодействии фотон можно рассматривать как состояние «голого» фотона плюс различные кварк-антикварковые $q\bar{q}$ -флуктуации. Когда ядро поглощает «голый» фотон, $q\bar{q}$ -флуктуации становятся доминирующими. При рассеянии кварк-антикварковой пары на помероне другого ядра инвариантная масса $q\bar{q}$ может оказаться на массовой поверхности ρ -, ϕ -, J/ψ -мезонов, т. е. образуется реальный векторный мезон.

2. ЭКСКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ В УЛЬТРАПЕРИФЕРИЧЕСКИХ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Векторные мезоны ($\rho, \omega, \phi, J/\psi$) в AA -ультрапериферических взаимодействиях могут рождаться в таких реакциях, когда исходные ядра остаются в основном состоянии. Такое образование векторных мезонов называется когерентным.

Начнем обсуждение с эксклюзивного образования векторных мезонов, хотя они могут рождаться и в процессах с возбуждением и распадом исходных ядер. Особенности последнего механизма образования векторных мезонов будут рассмотрены в следующем разделе.

Запишем поток фотонов с энергией k на расстоянии r от центра ядра [10]:

$$\frac{d^3 N_\gamma}{dk d^2 r} = \frac{Z^2 \alpha y^2}{\pi^2 k r^2} K_1^2(y). \quad (8)$$

Здесь K_1 — модифицированная функция Бесселя аргумента $y = \frac{kr}{\gamma}$, где $\gamma = 2\Gamma^2 - 1$ в системе покоя ядра-мишени, Γ — лоренц-фактор в с.ц.м. (совпадающей с лабораторной системой в коллайдерной геометрии) и $\alpha = 1/137$.

В эксклюзивной реакции, как уже было отмечено, при когерентном взаимодействии ядер с прицельным параметром \mathbf{b} адронные взаимодействия отсутствуют. Вероятность адронного взаимодействия при столкновении ядер с прицельным параметром \mathbf{b} связана с функцией перекрытия ядерных плотностей

$$T_{AA}(|\mathbf{b}|) = \int d^2 \mathbf{r} T_A(\mathbf{r}) T_A(\mathbf{r} - \mathbf{b}), \quad (9)$$

где \mathbf{r}, \mathbf{b} — двумерные векторы, перпендикулярные оси z — направлению движения ядер. В соотношении (9) ядерная функция толщины

$$T_A(\mathbf{r}) = \int dz \rho_A(\sqrt{|\mathbf{r}|^2 + z^2}), \quad (10)$$

где ρ_A — распределение Вудса–Саксона для симметричных ядер, параметры которого извлечены из данных по рассеянию электронов на ядрах [11].

Число нуклон-нуклонных столкновений при столкновении ядер описывается распределением Пуассона со средним значением $T_{AA}(b)\sigma_{NN}$, где σ_{NN} — полное нуклон-нуклонное сечение ($\sigma_{NN} \simeq 52$ мб при энергии 100 ГэВ).

Тогда вероятность не иметь адронных взаимодействий [10]

$$P_{OH}(b) = \exp(-T_{AA}(b)\sigma_{NN}). \quad (11)$$

Полный поток фотонов, проинтегрированный по всем r и прицельным параметрам, с учетом отсутствия адронных взаимодействий [10],

$$\frac{dN_\gamma(k)}{dk} = \int_0^\infty 2\pi b db P_{OH}(b) \int_0^R \frac{r dr}{\pi R_A^2} \int_0^{2\pi} d\phi \frac{d^3 N_\gamma(k, b + r \cos \phi)}{dk d^2 r}. \quad (12)$$

Тогда сечение эксклюзивного векторного мезона V в AA -ультрапериферических взаимодействиях запишется в виде

$$\sigma(AA \rightarrow AAV) = 2 \int dk \frac{dN_\gamma(k)}{dk} \sigma(\gamma A \rightarrow VA), \quad (13)$$

где коэффициент 2 учитывает симметричность сталкивающихся ядер, а $\sigma(\gamma A \rightarrow VA)$ — сечение фотоядерного образования векторного мезона. Таким образом, проблема заключается в нахождении сечения $\sigma(\gamma A \rightarrow VA)$. Это сечение можно найти, используя глауберовское приближение и сечение рождения векторного мезона на протоне $\sigma(\gamma p \rightarrow Vp)$.

Сечение процесса $\sigma(\gamma p \rightarrow Vp)$ в широком интервале энергий известно и может быть параметризовано в виде [12]

$$\left. \frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow Vp)}{dt} \right|_{t=0} = b_v (XW^\varepsilon + YW^{-\eta}), \quad (14)$$

где W — энергия в системе центра масс (в ГэВ), а коэффициенты b_v , X , Y , ε и η представлены в табл. 1. Первое слагаемое в выражении (14) представляет собой померонный вклад в сечение; второе слагаемое соответствует мезонному, главным образом, f_0 -обмену. Как видно из табл. 1, для ϕ - и J/ψ -мезонов мезонный обмен подавлен, остается лишь померонный обмен.

Таблица 1. Константы для реакции $\gamma p \rightarrow Vp$

Мезон	$b_v, \text{ГэВ}^{-2}$	$X, \text{мб}$	ε	$Y, \text{мб}$	η	$f_v^2/4\pi$
ρ^0	11	5	0,22	26,0	1,23	2,02
ω	10	0,55	0,22	18,0	1,92	23,1
ϕ	7	0,34	0,22			13,7
J/ψ	4	0,0015	0,80			1,04

В модели векторной доминантности [13]

$$\left. \frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow Vp)}{dt} \right|_{t=0} = \frac{4\pi\alpha}{f_v^2} \left. \frac{d\sigma(Vp \rightarrow Vp)}{dt} \right|_{t=0}, \quad (15)$$

аналогичное соотношение можно записать и для ядер. В выражении (15) f_v — константа связи фотона и векторного мезона:

$$\frac{f_v^2}{4\pi} = \frac{M_v \alpha^2}{3\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}}, \quad (16)$$

где M_v — масса векторного мезона; $\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}$ — мезонная ширина распада. Величины $f_v^2/4\pi$ приведены в последнем столбце табл. 1. Согласно оптической теореме, полное сечение

$$\sigma_{\text{tot}}^2(Vp) = 16\pi \left. \frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow Vp)}{dt} \right|_{t=0}. \quad (17)$$

При энергии $W = 100$ ГэВ эти сечения составляют [10] 24, 26, 12 и 0,1 мб соответственно для ρ -, ω -, ϕ - и J/ψ -мезонов. Эти значения сечений вполне согласуются с теоретическими и экспериментальными значениями [13].

Сечение на тяжелом ядре можно вычислить в глауберовском приближении:

$$\sigma_{\text{tot}}(VA) = \int d^2\mathbf{r} (1 - \exp(-\sigma_{\text{tot}}(Vp)T_A(\mathbf{r}))). \quad (18)$$

С учетом оптической теоремы

$$\left. \frac{d\sigma(\gamma A \rightarrow VA)}{dt} \right|_{t=0} = \frac{\alpha\sigma_{\text{tot}}^2(VA)}{4f_v^2}. \quad (19)$$

Видно, что полное сечение зависит от наклона $\frac{d\sigma}{dt}$. Для протонной мишени сечение $\frac{d\sigma}{dt}$ параметризуется в виде [14] $\frac{d\sigma}{dt} = A_v \exp(-bt + c|t|^2)$, а параметры b и c связаны с размером протона и радиусом взаимодействия. Размер тяжелых ядер гораздо больше размера протона, поэтому параметр b определяется радиусом ядра, $b \sim R$, а $\frac{d\sigma}{dt}$ — ядерным электромагнитным формфактором. Как обычно, формфактор — преобразование Фурье от распределения ядерной плотности. К сожалению, для распределения Вудса–Саксона не удастся получить фурье-образ в аналитической форме. Хорошим приближением для распределения Вудса–Саксона служит жесткая сфера, имеющая радиус R , с потенциалом Юкавы с радиусом $a = 0,7$ Фм [15]. Для последнего распределения формфактор

$$F(q = \sqrt{|t|}) = \frac{4\pi\rho_0}{Aq^3} [\sin(qR) - qR \cos(qR)] \frac{1}{1 + a^2q^2}. \quad (20)$$

Тогда окончательно имеем для сечения фотоядерной реакции

$$\sigma(\gamma A \rightarrow VA) = \left. \frac{d\sigma(\gamma A \rightarrow VA)}{dt} \right|_{t=0} \int_{t_{\min}}^{\infty} dt |F(t)|^2. \quad (21)$$

Для узких резонансов (ω , ϕ , J/ψ) $t_{\min} = \frac{M_v^2}{2k}$. Учитывая ширины, сечение рождения ρ^0 -мезона следует умножить на сечение в брейт-вигнеровском

резонансе:

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi\pi}} = \frac{2}{\pi} \frac{\sigma_0 \Gamma_\rho M_\rho M_{\pi\pi}}{(M_{\pi\pi}^2 - M_\rho^2)^2 + \Gamma_\rho^2 M_\rho^2}, \quad (22)$$

где M_ρ — положение полюса резонанса; σ_0 — полное сечение в резонансе; $M_{\pi\pi}$ — инвариантная масса конечных состояний. При этом брейт-вигнеровская ширина включает поправки на фазовое пространство [16] $\Gamma_\rho = \Gamma_0 \left(\frac{p_\pi}{p_0}\right)^3 \frac{M_\rho}{M_{\pi\pi}}$, где p_π — импульс π -мезона от распада ρ^0 -мезона в системе покоя ρ^0 -мезона, $p_0 = 358$ МэВ — пионный импульс для $M_{\pi\pi} = M_\rho$ и $\Gamma_0 = 149$ МэВ.

Заметим, что для реакции $\gamma p \rightarrow \rho p$ эксклюзивный спектр $\pi^+\pi^-$ -пар описывается брейт-вигнеровским полюсом ρ , нерезонансным фоном $\pi^+\pi^-$ и интерференционным членом [17]

$$\frac{d\sigma}{dM} = \left| \frac{A \sqrt{M_{\pi\pi} M_\rho \Gamma_\rho}}{M_{\pi\pi}^2 - M_\rho^2 + i M_\rho \Gamma_\rho} + B \right|^2. \quad (23)$$

Из данных коллаборации ZEUS $A = (-2,75 \pm 0,04)$ мб^{1/2}, $B = (1,84 \pm 0,06)$ (мб/ГэВ)^{1/2} [14]. С учетом интерференционного слагаемого $\frac{d\sigma}{dM_{\pi\pi}}$ быстрее убывает при больших $M_{\pi\pi}$. С увеличением размеров ядра вклад нерезонансного слагаемого менее существен, для ядра золота он не превышает 10%.

Зависимость фотоядерных сечений $\sigma(\gamma A \rightarrow VA)$ от энергии фотона представлена на рис. 1 [10]. Как видно из этого рисунка, при малых энергиях

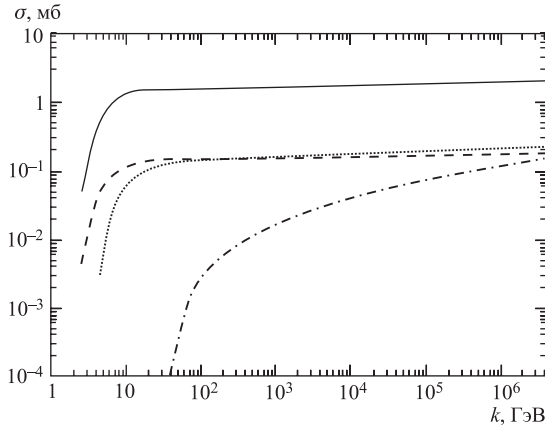


Рис. 1. Зависимость фотоядерного сечения $\sigma(\gamma A \rightarrow VA)$ от энергии фотона для ρ^0 -мезона (сплошная линия), ω -мезона (штриховая линия), ϕ -мезона (точечная линия) и J/ψ -мезона (штрихпунктирная линия)

фотона формфактор ядра подавляет когерентное рождение. Энергии фотонов, при которых происходит резкое уменьшение сечения, зависят от радиуса ядра и массы резонанса.

Таблица 2. Сечения образования векторных мезонов

Мезон	σ (RHIC), мб	σ (LHC), мб
ρ^0	590	5200
ω	59	490
ϕ	39	460
J/ψ	0,29	32

Таблица 3. Частота рождения векторных мезонов

Мезон	ν (RHIC), Гц	ν (LHC), Гц
ρ^0	120	520
ω	12	49
ϕ	7,9	46
J/ψ	0,058	3,2

Вернемся к вычислению полного сечения (13) эксклюзивного образования векторного мезона и перепишем его в виде

$$\sigma(AA \rightarrow AAV) = 2 \int dk \frac{dN_\gamma(k)}{dk} \int_{t_{\min}}^{\infty} dt \left. \frac{d\sigma(\gamma A \rightarrow VA)}{dt} \right|_{t=0} |F(t)|^2. \quad (24)$$

Полные сечения рождения векторных мезонов для RHIC (Au + Au) и LHC (Pb + Pb), вычисленные по формуле (24), приведены в табл. 2 [10]. Если учесть светимости ускорителей RHIC и LHC, то для частоты рождения получаем значения, данные в табл. 3. Видно, что частота рождения векторных мезонов в когерентных ультрапериферических взаимодействиях достаточно велика и можно ожидать богатую статистику их образования уже для RHIC.

3. КОГЕРЕНТНОЕ РОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЯДЕР

До сих пор рассматривался случай когерентного рождения векторных мезонов без возбуждения сталкивающихся ядер. Однако при $b > 2R$ возможны и другие фотоядерные взаимодействия: ядерные возбуждения, некогерентное рождение мезонов. Например, каждое ядро испускает фотон, который поглощается другим ядром, приводя к взаимному возбуждению сталкивающихся ядер. Возбужденные ядра обычно распадаются с испусканием одного или нескольких нейтронов, движущихся в продольном направлении приблизительно с тем же импульсом, что и исходное ядро. Этот процесс имеет достаточно отчетливую сигнатуру в калориметре нулевых углов. Рассмотрим образование векторного мезона, сопровождающееся взаимным возбуждением сталкивающихся ионов.

Диаграмма, представленная на рис. 2, соответствует обмену тремя фотонами и является доминирующей для рождения мезонов в совпадении с кулоновским возбуждением и развалом ядер.

Для фотонов низких энергий $k \leq 30$ МэВ (в системе покоя мишени) доминирующая фотоядерная реакция — возбуждение мишени в состоянии гигантского дипольного резонанса (ГДР) [18]. Это коллективное возбуждение распадается с испусканием одного или нескольких нейтронов. Фотоны больших энергий возбуждают другие коллективные моды ядер или индивидуальные нуклоны (например, $\gamma p \rightarrow \Delta$). Эти возбуждения ядер снимаются путем испускания нескольких нейтронов, иногда сопровождающегося также испусканием π -мезонов.

Рассмотрим [19] случай, когда кулоновское возбуждение ядер приводит к испусканию любого (Xn) числа нейтронов, а также случай, когда возбуждается ГДР и испускается только один нейтрон ($1n$).

Вероятность возбуждения состояния, из которого испускается один или несколько нейтронов (Xn),

$$P_{C(Xn)}^1(b) = \int dk \frac{d^3 N(b, k)}{dk d^2 b} \sigma_{\gamma A \rightarrow A^*(k)}. \quad (25)$$

В этом выражении индекс 1 означает, что вероятность вычисляется в низшем порядке [19]. Сечение фотопоглощения на ядрах $\sigma_{\gamma A \rightarrow A^*}$ измерено в широком интервале энергий фотонов [20]. При малых значениях прицельного параметра $P_C^1(b)$ может превышать единицу, следовательно, для этих прицельных параметров $P_C^1(b)$ нельзя интерпретировать как вероятность. В этом случае $P_C^1(b)$ характеризует среднее число возбуждений. Вероятность N возбуждений определяется распределением Пуассона

$$P_N(b) = (P^1(b))^N \exp(-P^1(b)). \quad (26)$$

Тогда вероятность, по крайней мере, одного кулоновского возбуждения $P_{C(Xn)} = 1 - \exp(-P_{C(Xn)}^1(b))$.

Аналогично можно найти вероятность возбуждения, сопровождающегося испусканием одного нейтрона. Эта вероятность получается из выражения (25), при этом энергия фотона ограничена максимальной энергией ГДР. Для испускания нейтрона должно быть одно возбуждение, не сопровождающееся другими высшими возбуждениями, т. е. $P_{C(1n)} = P_{C(1n)}^1(b) \exp(-P_N^1(b))$. При взаимной диссоциации каждое ядро распадается независимо. Поэтому

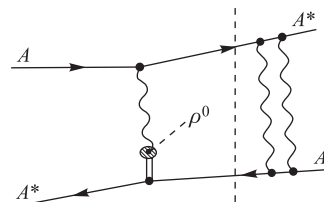


Рис. 2. Фейнмановская диаграмма образования векторного мезона с возбуждением ядер

вероятность взаимной диссоциации $P_{Xn, Xn}(b) = (P_{C(Xn)}(b))^2$ и $P_{1n, 1n}(b) = (P_{C(1n)}(b))^2$. Нейтроны от распада ядер детектируются калориметром нулевых нейтронов.

Вероятность рождения векторного мезона V на одном ядре

$$P_v(b) = \int dk \frac{d^3 N(b, k)}{dk d^2 b} \sigma_{\gamma A \rightarrow V A}(k), \quad (27)$$

а сечение рождения, сопровождающегося взаимной диссоциацией ядер,

$$\sigma(AA \rightarrow A^* A^* V) = 2 \int d^2 b p_V(b) P_{(Xn, Xn)}(b) e^{-P_H(b)}, \quad (28)$$

где $P_H(b)$ — среднее число нуклонов ядра, которые взаимодействуют, по крайней мере, один раз:

$$P_H(b) = \int d^2 r T_A(\mathbf{r} - \mathbf{b}) \left(1 - e^{-\sigma_{NN} T_B(\mathbf{r})}\right). \quad (29)$$

Заметим, что фактор $e^{-P_H(b)}$ в выражении (28) подразумевает, что реакция образования векторного мезона не сопровождается адронными взаимодействиями.

В табл. 4 приведены сечения образования векторных мезонов V , сопровождающихся испусканием (Xn, Xn) и $(1n, 1n)$ нейтронов для энергий RHIC и LHC [19]. Эти сечения следует сравнить с сечениями рождения векторных мезонов без возбуждения сталкивающихся ядер (табл. 2). Видно, что сечения (Xn, Xn) и $(1n, 1n)$ составляют примерно 1/10 и 1/100 от сечений без ядерных возбуждений.

Таблица 4. Сечения образования векторных мезонов, сопровождающихся испусканием нейтронов

Мезон	RHIC		LHC	
	(Xn, Xn) , σ , мб	$(1n, 1n)$, σ , мб	(Xn, Xn) , σ , мб	$(1n, 1n)$, σ , мб
ρ^0	39	3,5	280	12
ω	3,9	0,34	290	1,1
ϕ	3,1	0,27	220	1,1
J/ψ	0,044	0,0036	68	0,14

На рис. 3, а, б показана зависимость сечения рождения ρ и J/ψ от быстроты без возбуждения ядер, штриховая линия — с распадом на Xn, Xn (умноженная на 10), точечная — с распадом на $1n, 1n$ (умноженная на 100). Сечения $\frac{d\sigma}{dy}$ симметричны относительно $y = 0$ для всех случаев рождения

ρ и J/ψ , поскольку любое ядро способно испустить фотон. Поскольку фотонный спектр $\sim \frac{1}{k}$, а быстрота векторного мезона $y = \frac{1}{2} \ln \frac{2k}{M_V}$, то мезон испускается в ту же полусферу, что и исходный фотон. При этом большие $|y|$ соответствуют малым энергиям фотонов. Мезоны, рожденные без возбуждения ядра, имеют меньшие $|y|$, чем мезоны, рожденные с возбуждением ядер. Условие развала ядер «выбирает» столкновения ядер с меньшим прицельным параметром, с большими энергиями фотонов, поэтому векторные мезоны рождаются с меньшими $|y|$.

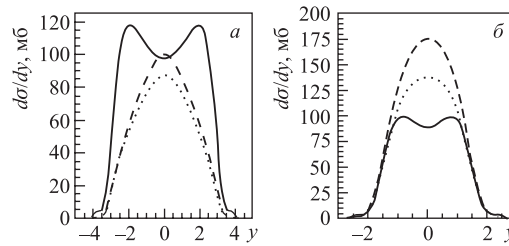


Рис. 3. Зависимость сечения рождения ρ^0 и J/ψ от быстроты (см. текст)

Спектр мезонов по поперечному импульсу также зависит от прицельного параметра b . Для рождения на одном ядре поперечный импульс мезона p_{\perp} есть сумма поперечного импульса фотона и поперечного импульса, приобретаемого в процессе рассеяния. Последнее слагаемое не зависит от прицельного параметра b . Поперечный импульс рожденного мезона изменяется с учетом интерференционных эффектов от двух источников (ядер) [21]. Две амплитуды складываются с зависящим от прицельного параметра b фазовым фактором $\exp(i\mathbf{p}_{\perp} \mathbf{b})$. В центральной области быстрот ($|y| \simeq 0$) две амплитуды имеют одинаковую величину, но противоположные знаки, поскольку векторные мезоны имеют отрицательную четность.

При этом сечение

$$\sigma(p_{\perp}, b) = \sigma_1(p_{\perp}, b)[1 - \cos(\mathbf{p}_{\perp}, \mathbf{b})], \quad (30)$$

где $\sigma_1(p_{\perp}, b)$ — сечение испускания из одного источника. Поскольку прицельный параметр неизвестен, выражение (30) надо проинтегрировать по \mathbf{b} . При этом вклад интерференционного слагаемого исчезнет везде, за исключением области $p_{\perp} < 1/\langle b \rangle$, в которой сечение значительно уменьшается. Если средний прицельный параметр $\langle b \rangle$ уменьшается, область интерференции проявляется во всех больших p_{\perp} . На рис. 4 представлены распределения $\frac{dn}{dp_{\perp}^2}$ для ϕ - и J/ψ -мезонов, образованных в центральной области быстрот

$|y| \simeq 0$ при столкновении ядер золота (рис. 4, *a, z*) и кремния в условиях RHIC (рис. 4, *б, d*), а также для ядер кальция на LHC (рис. 4, *в, e*), с интерференцией и без нее (сплошная и пунктирная линия соответственно). Как можно видеть, средний прицельный параметр образования J/ψ -мезонов (23 Фм) меньше среднего прицельного параметра образования ϕ -мезонов (38 Фм), интерференция простирается до больших поперечных импульсов и интерференционный пик также смещается в область больших p_{\perp} . Все спектры нормированы таким образом, что без интерференции $\frac{dn}{dp_{\perp}^2} = 1$ при $p_{\perp} = 0$.

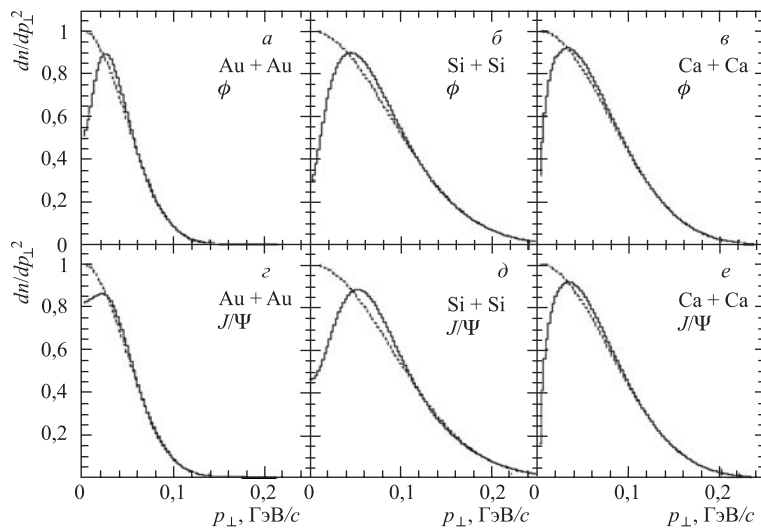


Рис. 4. Ожидаемый спектр p_{\perp} для реконструированных ϕ - и J/ψ -мезонов при $y = 0$ (см. текст)

Таким образом, в событиях с рождением векторных мезонов, сопровождающихся диссоциацией ядер, форма сечений по быстрой и поперечному импульсу заметно отличается от эксклюзивного рождения и может служить для экспериментальной идентификации рассматриваемых процессов.

4. УСТАНОВКА STAR НА RHIC

4.1. Релятивистский ускоритель тяжелых ионов. Ускорение ионов на RHIC представляет собой многоступенчатый процесс, и каждая последующая степень ускорения дает вклад в увеличение энергии ускоряемых ядер.

На рис. 5 показана схема ускорителя. Сначала частично ионизированные атомы золота испускаются из источника (золотая нить при высокой температуре). Далее отрицательно заряженные ионы золота с зарядом -1 ускоряются через систему тандема Ван-де-Граафа, где в результате ускорения удаляются 33 электрона. Ионы, прошедшие через тандем, покидают его с энергией 1 МэВ/нуклон. Далее ионы золота (Au^{+32}) инжектируются через 850-метровый туннель в накопительное кольцо. На этом кольце удаляются все оставшиеся электроны, кроме двух, и ионы (Au^{+77}), ускорившись до энергий 95 МэВ/нуклон, попадают в синхротрон (AGS), где они ускоряются в высокочастотном синхротроне диаметром 257 м до полной энергии 8,86 ГэВ/нуклон. AGS использует фокусирующую технику с 240 магнитами, расположенными по кольцу ускорения. Каждый магнит последовательно чередует градиент магнитного поля, направляя его то внутрь, то наружу от кольца, позволяя, таким образом, сфокусировать пучок и в горизонтальном, и в вертикальном направлениях. Полная заключительная ионизация ионов золота происходит также на AGS, где удаляются оставшиеся два электрона. От AGS ионы Au^{+79} отклоняются на линию передачи к главному кольцу RHIC, где переключающий магнит вводит ионы против часовой стрелки или по часовой стрелке кольца, таким образом создавая встречные пучки.

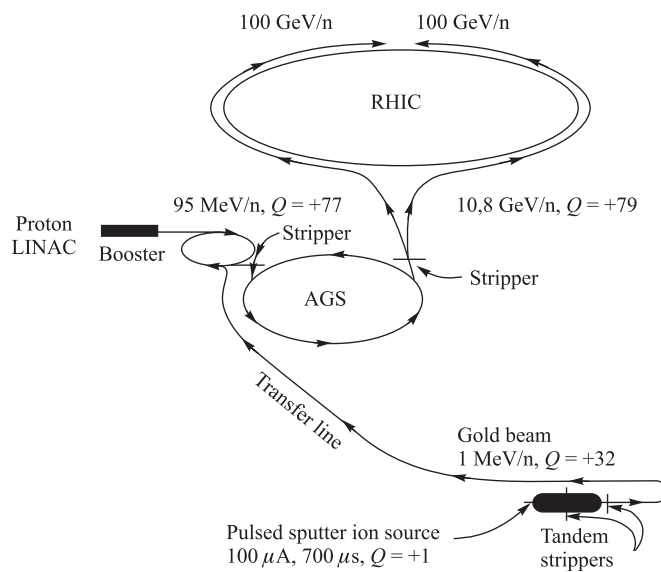


Рис. 5. Схема релятивистского ускорителя тяжелых ионов RHIC [34]

Процесс ускорения ионов дейтрона подобен ускорению ионов золота. Дейтроны, полученные из источника титана дейтерия (TiD_2) с отрицатель-

ным зарядом -1 , ускоряются через тандем Ван-де-Граафа до энергии 12 МэВ/нуклон. В ходе данного ускорения удаляются два электрона и на выходе из тандема дейтроны имеют положительный заряд $+1$. Далее дейтроны инжектируются в накопительное кольцо, откуда, ускорившись до энергии 153 МэВ/нуклон, попадают в главное кольцо AGS. Здесь происходит ускорение до энергии 12 ГэВ/нуклон, и затем их выводят на одно из колец RHIC, где они достигают своей максимальной энергии 100 ГэВ/нуклон.

Главные кольца ускорителя RHIC обычно называют желтым (по часовой стрелке) и синим (против часовой стрелки), радиус каждого около 610 м. В зависимости от экспериментальной программы каждое кольцо заполнено пучком ионов золота или дейтронов с определенным периодом банчей. Ускорение банчей в этих кольцах синхротрона достигается с помощью высокочастотных резонаторов, и сверхпроводящие магниты, расположенные вдоль кольца, поддерживают траектории пучков в ускорительных кольцах. Современные сверхпроводящие технологии позволяют на ускорителе RHIC сталкивать тяжелые ионы с энергией в с.ц.м. большей, чем в любом другом действующем на сегодня ускорителе мира. Наибольшая энергия в с.ц.м., достижимая на RHIC в столкновениях ядер золота или дейтрона, составляет $\sqrt{s} = 200$ ГэВ/нуклон.

4.2. Установка STAR. Соленоидальный трекер на RHIC (STAR) показан на рис. 6. Этот детектор разработан для измерения кинематических характеристик образующихся адронов в большом диапазоне углов. Характерной особенностью установки STAR является уникальная система детекторов с высокой точностью измерения треков частиц, анализа их импульсов и иден-

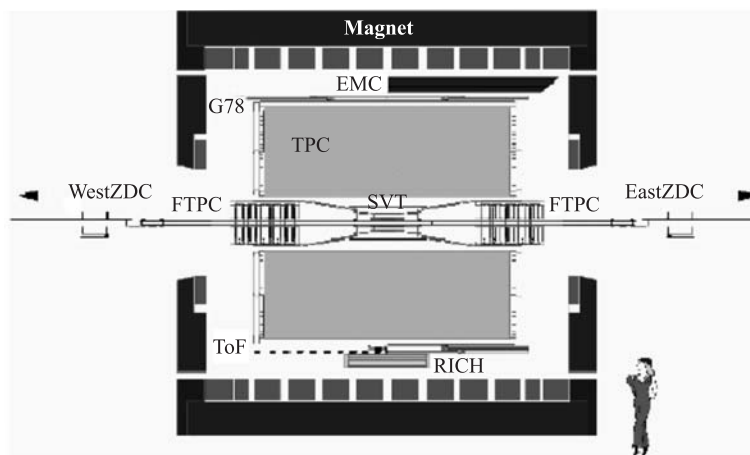


Рис. 6. Схема детектора STAR [35]

тификации частиц по псевдобыстроте. Большой акseptанс установки STAR позволяет особенно хорошо заниматься событийным анализом столкновений тяжелых ионов и реконструировать распады частиц.

Детекторы установки STAR могут быть разделены на две группы — быстродействующие детекторы, которые могут считывать данные с частотой, близкой к частоте пересечения пучков на RHIC, и медленные детекторы, которые работают существенно ниже частоты RHIC, но могут обеспечить более детальную информацией.

Мы остановимся только на кратком описании детекторов, которые были задействованы в программе ультрапериферической физики (TPC, STB, SVT и ZDC). Для более полной информации о характеристиках детекторов, которые были задействованы на установке STAR, рекомендуем обратиться к целому выпуску журнала [22].

Начнем описание системы детекторов с магнита установки STAR. Магнит представляет собой соленоидальную структуру массой 1100 т, которая состоит из алюминиевого соленоидального проводника с 130 оборотами. Как можно видеть из рис. 6, структура магнита окружает большинство других детекторов STAR. Магнит может поддерживать магнитное поле 0,5 Тл при силе тока 4500 А и 0,25 Тл при токе 2250 А [23]. В 2000 г. магнитное поле составляло 0,25 Тл, а в 2001 г. набор данных производился в основном при магнитном поле 0,5 Тл, но было также немного набранных данных и при поле 0,25 Тл.

Магнит STAR служит двум целям при детектировании заряженных частиц, образованных в столкновениях тяжелых ионов. Во-первых, он позволяет регистрировать импульсы и знаки заряженных частиц по кривизне трека частицы в магнитном поле. Во вторых, *B*-область, образованная магнитом STAR, ориентирована в направлении пучка, как и дрейфовое поле, используемое в TPC. Это позволяет уменьшить дисперсию в ионизации, образованной в TPC, увеличивая тем самым разрешение времяпроекционной камеры.

Времяпроекционная камера (TPC) является главным детектором в установке STAR. Она состоит из большого отсека, заполненного газом, и предназначена для измерения трехмерных пространственных точек вдоль траекторий заряженных частиц. Газовая камера TPC имеет цилиндрическую геометрию, которая простирается на 4,2 м в длину и имеет внешний радиус 2 м и внутренний радиус 50 см. Область ионизации, или активный объем TPC, составляет более 45 м³. Этот объем заполнен газом, состоящим на 10 % из CH₄ и на 90 % из Ar, и поддерживается при давлении несколько выше атмосферного (2 мбар). По сравнению с кремниевыми детекторами TPC имеет несколько худшее координатное разрешение, но позволяет производить многократные измерения в большом объеме. TPC по своим свойствам является медленным детектором, так как его скорость считывания информации ограничивается дрейфовой скоростью атомов ионизированного газа (40 мкс) [24].

Центральный триггерный баррель (СТВ) — это цилиндрический детектор, расположенный вокруг внешнего диаметра ТРС, как показано на рис. 6. СТВ состоит из 240 слотов сцинтилляторов, каждый из которых перекрывает диапазон $\Delta y = 0,5$ при $\Delta\phi = \pi/30$. Слоты барреля соединены с фотоумножителями, которые дают отклик пропорционально числу заряженных частиц, взаимодействующих со средой сцинтиллятора внутри слотов. Таким образом, СТВ является инструментом для измерения множественности заряженных частиц в центральном диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 1$. СТВ может считывать информацию для каждого банча RHIC (каждые 104 нс), поэтому СТВ можно отнести к быстродействующим детекторам.

Кремниевый вершинный трекер (SVT) — это детектор, расположенный вокруг области взаимодействия встречных пучков, снаружи трубы пучков, но во внутренней области ТРС. Его назначение состоит в том, чтобы обеспечить дополнительную информацию о треках частиц в области, непосредственно связанной с областью взаимодействия пучков, и обеспечить информацией о вершине.

Главными устройствами для мониторинга столкновений на RHIC являются калориметры нулевых углов (Zero Degree Calorimeters — ZDC). Эти детекторы расположены на расстоянии 18 м от области взаимодействия сталкивающихся пучков. На установке STAR два ZDC помечены как «WestZDC» и «EastZDC». Калориметры нулевых углов предназначены для обнаружения и измерения энергии незаряженных частиц, испускаемых из области взаимодействия в направлении пучков [25]. Детекторы ZDC при детектировании незаряженных частиц в пределах конуса 2 мрад вокруг направления пучка имеют эффективность $(98 \pm 2)\%$ [25]. Такая область является достаточной для регистрации всего спектра нейтронов, полученных в столкновениях тяжелых ионов. Данные нейтроны движутся со скоростью пучка в направлении пучка, и их поперечный импульс главным образом обуславливается фермидвижением в ядрах (5 МэВ/с) [20]. Таким образом, угол между направлением пучка и импульсом нейтрона составляет порядка 1,4 мрад и находится в пределах акцептанса ZDC. Калориметры нулевых углов также позволяют получать информацию о каждом пересечении банчей RHIC и обеспечивают информацией о том, закончилось ли пересечение столкновением или нет. Детекторы также обеспечивают временной информацией, измеряя время достижения нейтральных продуктов от столкновения тяжелых ионов до ZDC с обеих сторон от точки их взаимодействия. В результате различное время достижения двух ZDC дает возможность оценить область взаимодействий в направлении сталкивающихся пучков. Разрешение данного метода может достигать значения $\sigma = 2$ см [25].

4.3. Триггерная система STAR. Детектор STAR может считывать и сохранять данные с частотой порядка 100 Гц, в то время как частота пересечений банчей RHIC (максимальная возможная оценка столкновений) соста-

вляет 9,37 МГц. Это частота, с которой работают радиочастотные резонаторы RHIC, она подается на все эксперименты и называется стробирующей частотой RHIC. Существует необходимость в наборе детекторов, способных к чтению информации со стробирующей частотой RHIC и принятию грубого решения, когда редкое пересечение пучков могло бы содержать интересное столкновение. Такими быстрыми детекторами являются СТВ, ЕМС, MWPC и ZDC. В сеансе 2000 и 2001 гг. для триггеров были использованы детекторы СТВ и ZDC.

Анализ информации «on-line» триггерных детекторов на STAR включает несколько этапов, которые разделены на несколько уровней — с 0 по 3. Каждый увеличивающийся уровень триггера имеет доступ к более детальной информации с триггерных детекторов, и соответственно требуется больше времени для обработки информации.

Нулевой уровень является основным уровнем триггера аппаратных средств ЭВМ. На этом уровне происходит анализ информации о каждом пересечении пучков RHIC и принимается решение, принимать к дальнейшему анализу произошедшее событие или нет.

На первом и втором уровнях триггера происходит анализ данных в течение времени дрейфа в ТРС (100 мкс) и в течение времени оцифровки сигнала в ТРС (5 мс) соответственно.

Триггер третьего уровня представляет собой компьютерную ферму, которая может использовать информацию с детектора ТРС, чтобы выполнять «on-line»-реконструкцию событий с частотой порядка 100 Гц [25]. Триггер третьего уровня способен анализировать свойства восстановленного события (полный заряд события, число треков в ТРС, анализ по dE/dx и т.д.) и принимать решение, должно ли это событие быть записано или нет. Таким образом, с помощью триггера третьего уровня можно выбирать события, основанные на физических наблюдениях, например, рождение редких частиц, подобных J/ψ . Данный триггер особенно полезен для отбора событий с малой множественностью и специфическим топологическим указанием на событие, например, на ультрапериферическое столкновение.

4.4. Триггеры для ультрапериферических взаимодействий. Образование ρ^0 -мезона (как эксклюзивное, так и с возбуждением ядер) в столкновениях релятивистских тяжелых ионов изучалось в детекторе STAR по его каналу распада на $\pi^+\pi^-$. В 2000 и 2001 гг. на ускорителе RHIC сталкивались ядра золота с энергией в с. ц. м. $\sqrt{s} = 130$ и 200 ГэВ соответственно. В 2003 г. был проведен экспериментальный сеанс по столкновению ядер золота и дейтрона с энергией в с. ц. м. $\sqrt{s} = 200$ ГэВ/нуклон.

Учитывая особенности триггеров, описанных выше, для отбора событий с образованием ρ^0 -мезонов в ультрапериферических взаимодействиях ядер золота были использованы два типа триггеров. Стоит отметить, что для отбора событий в ультрапериферических столкновениях ядер используются не-

сколько важных критериев: малая множественность (при анализе учитывались события с зарядовой множественностью меньше 15) и характерное распределение по поперечному импульсу (как было отмечено в разд. 1). Поперечный импульс частиц, рожденных в когерентном фотон-померонном взаимодействии, имеет значения меньше сотни МэВ.

Для изучения реакции $\text{AuAu} \rightarrow \text{AuAu}\rho^0$ использовался «топологический» триггер малой множественности. С помощью этого триггера было отобрано около 30000 и 1,5 миллиона событий в 2000 и 2001 гг. Топологический триггер был спроектирован таким образом, чтобы регистрировать частицы распада от ρ^0 -мезона с помощью СТВ. Триггер был специально разработан так, чтобы выделять двухтрековые события в ультрапериферических взаимодействиях. СТВ-детектор был разбит на четыре азимутальных квадранта (рис. 7). Данный триггер был запрограммирован на нулевом уровне триггерной системы STAR. Таким образом, чтобы отобрать нужные события, требовалось, чтобы множественность в двух квадрантах, «северном» и «южном», равнялась 1 и не было никаких событий в «верхнем» и «нижнем» квадранте (это требование подавляет фон от космических лучей). Дополнительно данный триггер использовал мощности третьего уровня, при этом требуется, чтобы события имели полный заряд, равный нулю, а реконструированная вершина располагалась в пределах 100 см от центра взаимодействия пучков.

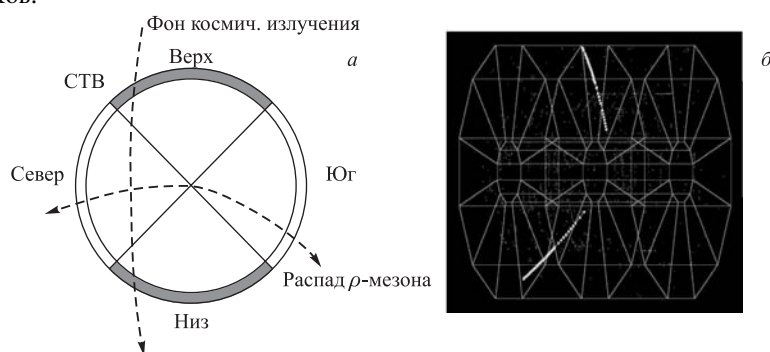


Рис. 7. Схема топологического триггера (а) и типичное событие распада ρ^0 -мезона в ТРС (б) [32]

На рис. 7 схематично представлен топологический триггер и типичное событие распада рожденного ρ^0 -мезона в ТРС.

Стоит отметить, что топологический триггер очень чувствителен к различному фону. Главным фоном являются космические частицы, взаимодействие «beam gas» и частицы от взаимодействия с детектором.

Для изучения реакции с возбуждением сталкивающихся ядер $\text{AuAu} \rightarrow \text{Au}^*\text{Au}^*\rho^0$ был использован триггер «minimum bias», с помощью которого

проанализировано около 0,8 млн (2000 г.) и 2,5 млн (2001 г.) событий. Триггер «minimum bias» использует для отбора событий ZDC, в которых два ядра снимают свое возбуждение путем испускания нейтронов. Триггер «minimum bias» был запрограммирован на нулевом уровне при наличии сигнала от калориметров нулевых углов «WestZDC» и «EastZDC». Сигналом служила регистрация одного или нескольких нейтронов. Это условие является критерием для отбора событий для ультрапериферических взаимодействий с возбуждением сталкивающихся ядер.

Для отбора событий с образованием ρ^0 -мезона в ультрапериферических взаимодействиях ядер золота и дейтрона были использованы те же два триггера, что и для взаимодействий ядер золота.

Триггер «minimum bias» был запрограммирован на нулевом уровне при наличии сигнала от калориметра нулевых углов «WestZDC» и отсутствии сигнала от «EastZDC». В этом случае происходит процесс распада дейтрона на протон и нейтрон, а ядро золота остается в основном состоянии ($Aud \rightarrow Aunp\rho^0$). Данный тип триггера был помечен как `trg_3001`. С помощью этого триггера было отобрано около 250 тыс. событий.

Другой тип триггера — «топологический триггер» (`trg_3000`). Для данного триггера характерна реакция, когда ядра золота и дейтрона остаются в основном состоянии и не распадаются: $Aud \rightarrow Aud\rho^0$. Для данной реакции было отобрано 700 тыс. событий.

5. АНАЛИЗ ДАННЫХ ПО РОЖДЕНИЮ ρ^0 -МЕЗОНА В AuAu-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Для анализа образования ρ^0 -мезона в ультрапериферических столкновениях ядер золота использовались события, содержащие точно два реконструированных трека в ТРС. События принимались, если эти два трека выходили из одной вершины, которая находилась в пределах области взаимодействия (в пределах 2 см в направлениях X и Y и в пределах 2 м по оси Z от точки взаимодействия пучков). При отборе данных учитывался геометрический аксептанс установки STAR, т. е. кандидаты в ρ^0 -мезоны принимались с учетом аксептанса по быстроте в пределах $|y| < 1$. С учетом информации по удельным потерям энергии частиц dE/dx в ТРС было получено, что в отобранных событиях доминируют пионные пары. Без использования данных от детекторов ZDC в топологическом триггере основной вклад в фон составляют космические лучи. Для того чтобы уменьшить влияние космических частиц, при анализе данных допускалось, чтобы два пионных трека были слегка некомпланарны, т. е. угол между ними должен быть меньше 3 рад. Данное условие уменьшает эффективность реконструкции ρ^0 -мезона вблизи $y = 0$, когда два пионных трека выходят почти в противоположных направлениях.

Используя данные двух ультрапериферических триггеров — топологического и «minimum bias», можно произвести отбор событий по следующим критериям: выбрать события с образованием ρ^0 -мезона, когда ядра возбуждаются и испускают, по крайней мере, один нейтрон (Xn, Xn) или испускают точно один нейтрон ($1n, 1n$). Именно такие случаи были рассмотрены в разд. 3. Другая возможность, когда происходит образование ρ^0 -мезона без испускания нейтронов ядрами ($0n, 0n$) или, по крайней мере, с регистрацией точно одного нейтрона в одном из ZDC ($Xn, 0n$) (разд. 1). Стоит отметить, что первые два случая отбираются с помощью триггера «minimum bias», который использует данные от ZDC-детекторов, последние же два случая отбираются только в топологическом триггере.

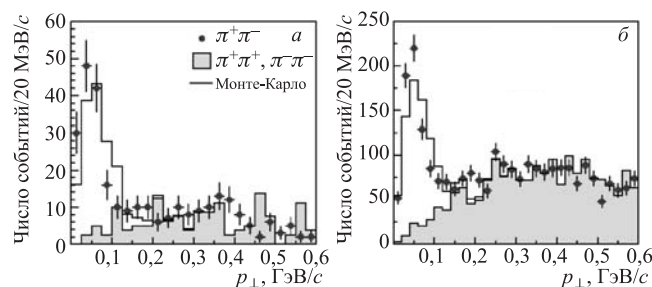


Рис. 8. Распределения по поперечному импульсу пионных пар для топологического (а) и триггера «minimum bias» (б)

С применением ограничений при отборе данных, которые были описаны выше, на рис. 8 показаны распределения по поперечному импульсу пионных пар для двухтрековых событий топологического триггера ($0n, 0n$) и триггера «minimum bias» (Xn, Xn) [26]. Здесь точками отмечены противоположные по знаку пионные пары, заштрихованное же распределение представляет собой комбинаторный фон пионных пар одинакового знака. Как можно видеть из рис. 8, а, б, максимум распределения находится в районе 50 МэВ, как и ожидалось для когерентных взаимодействий. События с поперечным импульсом, меньшим 150 МэВ, рассматривались как сигнал и были использованы для дальнейшего анализа. События же с поперечным импульсом, большим 150 МэВ, являются фоном. Комбинаторный фон ($\pi^+\pi^+, \pi^-\pi^-$) был нормирован по распределению $\pi^+\pi^-$ -мезонов, и, как можно видеть, в данной области пик отсутствует. Для сравнения на рис. 8 представлены распределения по поперечному импульсу, полученные с помощью программы Монте-Карло STARLIGHT [10]. Видно, что результаты моделирования хорошо воспроизводят экспериментальные данные.

Комбинаторный фон представляет собой вклады от периферических ядерных столкновений и некогерентных фотон-нуклонных взаимодействий. Неко-

герентное образование ρ^0 -мезона происходит при взаимодействии фотона с отдельным нуклоном ядра. В этом процессе образуются ρ^0 -мезоны с большим поперечным импульсом. Вклад этих ρ^0 -мезонов в спектр $\pi^+\pi^-$ -пар при малых $p_\perp < 50$ МэВ незначителен.

Акцептанс и эффективность реконструкции были найдены с использованием генератора Монте-Карло, который воспроизводит в полной геометрии детектора STAR ожидаемые кинематические переменные и угловые распределения ρ^0 -мезонов, образованных с возбуждением и без возбуждения ядер [10,28]. Угловое распределение пионов от распада ρ^0 -мезона может быть описано с помощью элементов спиновой матрицы ρ^0 -мезона в s -канале. Но, к сожалению, углы образованных ρ^0 -мезонов невозможно реконструировать, так как плоскость рассеяния AuAu в эксперименте не определяется. Стоит отметить, что эффективность реконструкции почти не зависит от поперечного импульса и восстановленной инвариантной массы. Для триггера «minimum bias» эффективность реконструкции ρ^0 -мезона в пределах акцептанса $|y_\rho| < 1$ составила 42%. Для топологического триггера существует запрет на регистрацию событий в «верхнем» и «нижнем» квадрантах, и это уменьшает геометрический акцептанс данного триггера. Поскольку пионы с поперечным импульсом, меньшим 100 МэВ, не достигали СТВ, то это эффективно исключало образование пионной пары с инвариантной массой $M_{\pi\pi} < 500$ МэВ. Таким образом, для топологического триггера только 7% от общего числа образованных ρ^0 -мезонов было восстановлено в пределах $|y_\rho| < 1$.

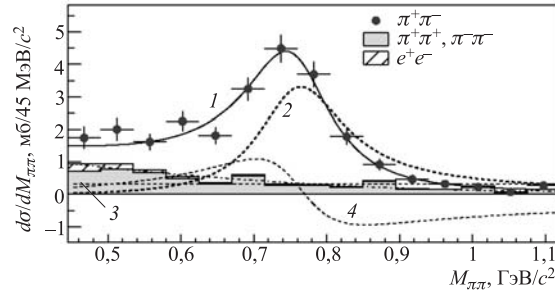


Рис. 9. Спектр $d\sigma(\text{AuAu} \rightarrow \text{Au}^*\text{Au}^*\rho^0)/dM_{\pi\pi}$ по инвариантной массе пар пионов. Заштрихованная область — фон, кривая 1 — сумма брейт-вигнеровского резонанса (2), прямого образования $\pi^+\pi^-$ -пары (3) и их интерференция (4)

На рис. 9 показан спектр $d\sigma(\text{AuAu} \rightarrow \text{Au}^*\text{Au}^*\rho^0)/dM_{\pi\pi}$ по инвариантной массе пар пионов для событий (Xn, Xn) с ограничением по поперечному импульсу $p_\perp < 150$ МэВ/с [26]. Для событий $(0n, 0n)$ спектр подобный. Видно, что распределение по массе (кривая 1) несколько сдвинуто по отношению к брейт-вигнеровскому распределению (кривая 2). Распределение

по массе может быть описано с помощью модели Содинга [17] в терминах интерференции между резонансной частью образованной $\pi^+\pi^-$ -пары и нерезонансного фона (прямое образование $\pi^+\pi^-$). Масса ρ^0 -мезона, вследствие интерференции с прямым образованием $\pi^+\pi^-$ -пары, смещается в область малых масс. В результате вблизи массы ρ^0 -мезона интерференционная часть изменяет свой знак. Для извлечения вклада резонансной части в дифференциальное сечение $d\sigma(\text{AuAu} \rightarrow \text{Au}^*\text{Au}^*\rho^0)/dM_{\pi\pi}$ была использована процедура [27]. С помощью функции

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi\pi}} = f_P \text{BW}(M_{\pi\pi}) + f_I I(M_{\pi\pi}) + f_{\text{sp}} \quad (31)$$

был фитирован спектр по инвариантной массе. Здесь

$$\text{BW} = \frac{M_{\pi\pi} M_\rho \Gamma_\rho}{(M_\rho^2 - M_{\pi\pi}^2)^2 + M_\rho^2 \Gamma_\rho^2}$$

представляет собой релятивистскую функцию Брейта–Вигнера, а ширина зависит от импульса следующим образом:

$$\Gamma_\rho = \Gamma_0 (M_\rho / M_{\pi\pi}) \left[\frac{M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2}{M_\rho^2 - 4m_\pi^2} \right]^{3/2}, \quad (32)$$

где Γ_0 — ширина ρ^0 -мезона. Второе слагаемое в (31) — интерференционное [17]:

$$I(M_{\pi\pi}) = \frac{M_\rho^2 - M_{\pi\pi}^2}{(M_\rho^2 - M_{\pi\pi}^2)^2 + M_\rho^2 \Gamma_\rho^2}. \quad (33)$$

Фоновая часть данного распределения f_{sp} была описана с помощью полинома второй степени. Свободными параметрами, которые были использованы при фитировании экспериментального распределения по инвариантной массе $\pi^+\pi^-$ -пары, являлись масса ρ^0 -мезона M_ρ , его ширина Γ_0 и коэффициенты f_P , f_I . Результаты фитирования представлены в табл. 5.

Таблица 5. Параметры для различных параметризаций

Параметризация	M_ρ , МэВ/ c^2	Γ_ρ^0 , МэВ/ c^2	Значения параметров фитирования
(31)	778 ± 7	148 ± 14	$f_I/f_P = (0,47 \pm 0,07 \pm 0,12) \text{ ГэВ}$
(34)	777 ± 7	139 ± 13	$ B/A = (0,81 \pm 0,08 \pm 0,2) \text{ ГэВ}^{-1/2}$
(35)	773 ± 7	127 ± 13	$n = 5,7 \pm 0,4 \pm 1,5$

Стоит заметить, что параметризация (31) является эффективной, поскольку ее интерференционное слагаемое не зависит от резонансного и нерезонансного слагаемых, но это не совсем согласуется с механизмом Содинга.

Поэтому для описания экспериментального распределения была также использована следующая модифицированная содинг-параметризация [14]:

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi\pi}} = \left| \frac{A\sqrt{M_{\pi\pi}M_\rho\Gamma_\rho}}{M_{\pi\pi}^2 - M_\rho^2 + iM_\rho\Gamma_\rho} + B \right|^2, \quad (34)$$

где A , B , M_ρ и Γ_0 — свободные параметры фитирования. Для ширины использовалось выражение (32). Нерезонансная амплитуда полагалась вещественной константой. Результаты фитирования также представлены в табл. 5.

В порядке исследования чувствительности результатов к изменению в принятых параметризациях массового спектра $d\sigma(\text{AuAu} \rightarrow \text{Au}^*\text{Au}^*\rho^0)/dM_{\pi\pi}$ данные были также проанализированы с использованием феноменологической параметризации, предложенной в работе [29]:

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi\pi}} = f_P + \text{BW}(M_{\pi\pi})(m_\rho/M_{\pi\pi})^n + f_{\text{sp}}, \quad (35)$$

где фактор $(m_\rho/M_{\pi\pi})^n$ учитывает смещение формы сигнала ρ^0 -мезона. Параметры фитирования представлены в табл. 5.

Как можно видеть из табл. 5, масса и ширина ρ^0 -мезона соответствуют табличным значениям [30]. Кроме того, стоит отметить, что полученные результаты согласуются со значениями, найденными с использованием тех же параметризаций в реакции фотообразования ρ^0 -мезона $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ [14]. На рис. 10 представлено распределение по быстрой для ρ^0 -мезона для событий (Xn, Xn) . Можно видеть, что данные события хорошо описываются реконструированными смоделированными событиями, которые учитывают ядерное возбуждение. Для области $|y_\rho| > 1$ аксептанс является небольшим, так как данный интервал быстрой исключен из анализа. Таким образом, для вычисления полного сечения необходимо экстраполировать данные от интервала быстрой $|y_\rho| < 1$ на всю область быстрой, охватывающую полный диапазон углов (4π). Следовательно, учитывая данную особенность,

при дальнейшем расчете сечений нужно иметь в виду фактор $\frac{\sigma_{4\pi}^\rho}{\sigma_{|y|<1}^\rho} = 1,9$ для

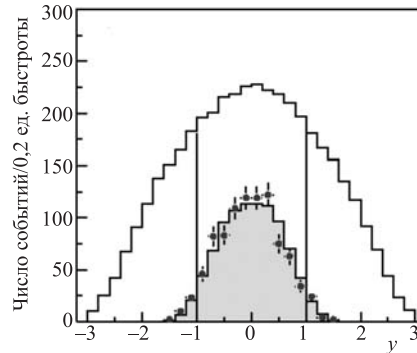


Рис. 10. Распределение по быстрой ρ^0 -мезона для триггера «minimum bias» и его сравнение с нормализованными реконструированными (заштрихованная область) и с генерированными по методу Монте-Карло событиями (незаштрихованная область)

образования ρ^0 -мезона с распадом ядер и фактор $\frac{\sigma_{4\pi}^\rho}{\sigma_{|y|<1}^\rho} = 2,7$ для ρ^0 -мезона, образованного без развала ядер.

Для когерентного образования ρ -мезона, сопровождающегося возбуждением ядер и распадом (Xn, Xn) , было получено сечение $\sigma_{Xn, Xn}^\rho = (28,3 \pm 2,0 \pm 6,3)$ мб, при этом учитывалась экстраполяция на полный интервал быстрой. При отборе единственного нейтронного сигнала в двух ZDC было получено, что $\frac{\sigma_{1n, 1n}^\rho}{\sigma_{Xn, Xn}^\rho} = 0,097 \pm 0,014$, таким образом, $\sigma_{1n, 1n}^\rho = (2,8 \pm 0,5 \pm 0,7)$ мб.

Как было отмечено в разд. 3, испускание одного нейтрона происходит в том случае, когда ядра возбуждаются в состояние гигантского дипольного резонанса (ГДР). Полученное отношение $\frac{\sigma_{1n, 1n}^\rho}{\sigma_{Xn, Xn}^\rho}$ согласуется с отношением

$\frac{\sigma_{1n, 1n}^\rho}{\sigma_{Xn, Xn}^\rho} = 0,12 \pm 0,01$, обнаруженным при кулоновской диссоциации ядер на RHIC [31], подтверждая тем самым, что образование ρ -мезона и ядерные возбуждения являются независимыми процессами.

Абсолютная эффективность топологического триггера известна плохо, и это не позволяет прямо определить сечение. Для двухтрековых событий были получены следующие соотношения для сечений: $\frac{\sigma_{Xn, Xn}^\rho}{\sigma_{0n, 0n}^\rho} = 0,09 \pm 0,04$ и

$\frac{\sigma_{Xn, Xn}^\rho}{\sigma_{Xn, 0n}^\rho} = 0,30 \pm 0,19$. Большая ошибка в данных отношениях отражает тот факт, что имелось малое число данных для $(0n, 0n)$ - и $(Xn, 0n)$ -событий в топологическом триггере. Используя $\sigma_{Xn, Xn}^\rho$, можно оценить следующие сечения: $\sigma_{0n, 0n}^\rho = (370 \pm 170 \pm 80)$ мб и $\sigma_{0n, Xn}^\rho = (95 \pm 60 \pm 25)$ мб. Таким образом, полное сечение для когерентного образования ρ^0 -мезона составляет $\sigma_{tot}^\rho = (460 \pm 220 \pm 110)$ мб [26].

Таблица 6. Экспериментальные сечения и их сравнение с теоретическими вычислениями

Сечения	STAR, мб	Теор. значения [10], мб
$\sigma_{Xn, Xn}^\rho$	$28,1 \pm 2,0 \pm 6,3$	27
$\sigma_{1n, 1n}^\rho$	$2,8 \pm 0,5 \pm 0,7$	2,6
$\sigma_{xn, xn}^{\rho(\text{ine. overlap})}$	$39,7 \pm 2,8 \pm 9,7$	
$\sigma_{Xn, 0n}^\rho$	$95 \pm 60 \pm 25$	
$\sigma_{0n, 0n}^\rho$	$370 \pm 170 \pm 80$	
σ_{tot}^ρ	$460 \pm 220 \pm 110$	350

В табл. 6 представлены экспериментальные значения сечений и их сравнение с теоретическими предсказаниями. Видно, что полученные данные неплохо согласуются с теоретическими предсказаниями.

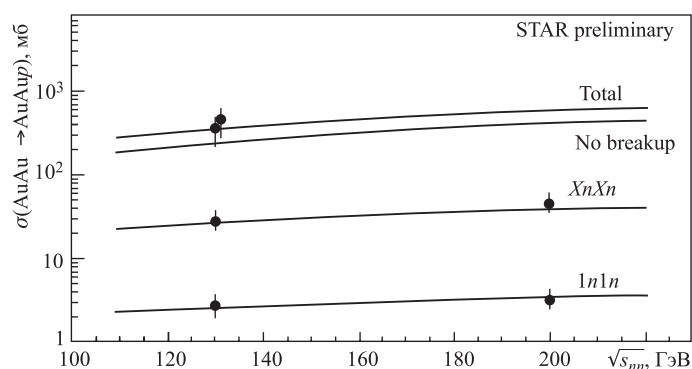


Рис. 11. Зависимость сечения образования ρ^0 -мезона от энергии в с.ц.м. Точки — экспериментальные результаты, сплошные линии — теоретические вычисления [10]

На рис. 11 показаны сечения когерентного образования ρ^0 -мезона в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s} = 130$ ГэВ, предварительные результаты при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ и теоретические вычисления [10]. Здесь точками показаны экспериментальные значения сечений при разных энергиях, а сплошные линии — результат теоретических вычислений. Можно видеть, что экспериментальные значения сечений образования ρ^0 -мезона при разных энергиях в пределах ошибок хорошо описываются теоретической моделью [10].

6. АНАЛИЗ РОЖДЕНИЯ ρ^0 -МЕЗОНОВ в dAu -СТОЛКНОВЕНИЯХ

Теперь перейдем к обсуждению предварительных данных, полученных при ультрапериферических столкновениях ядер золота и дейтрона [32]. В отличие от столкновений двух ядер золота, здесь столкновение асимметричное. Поэтому при исследовании данных, полученных при столкновении ядер золота и дейтрона, можно будет увидеть вклад каждого из ядер в образование ρ^0 -мезона.

Следует выделить несколько основных реакций образования ρ^0 -мезона в ультрапериферических столкновениях ядер золота и дейтрона. Рассмотрим эти реакции и оценим сечения образования ρ^0 -мезона в них. Для оценки сечений используем тот факт, что сечения образования легких векторных мезонов в фотон-померонном процессе пропорционально $Z^2 A^{4/3}$ [10]. Возможна реакция, когда фотон, испущенный ядром золота, взаимодействует с помероном

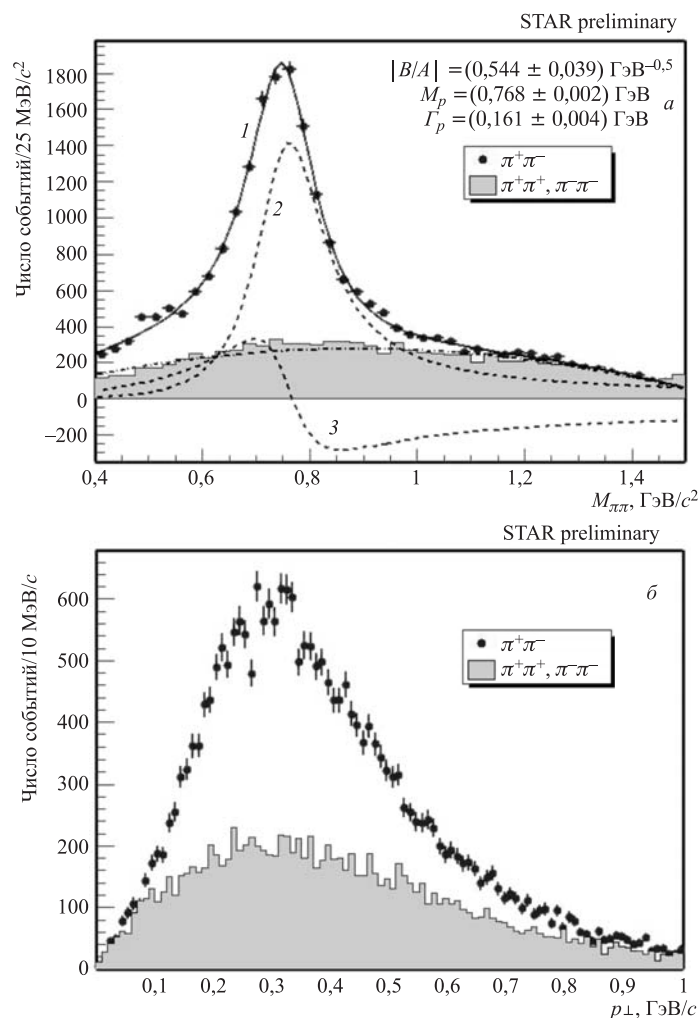


Рис. 12. а) Распределение по эффективной массе $\pi^+\pi^-$ -пары (1 — сумма брейт-вигнеровского резонанса (2), прямого образования $\pi^+\pi^-$ -пары и их интерференции (3)); б) распределение по поперечному импульсу $\pi^+\pi^-$ -пары

дейтрона, образуя ρ^0 -мезон. В результате данного взаимодействия дейтрон может как остаться в основном состоянии ($\gamma d \rightarrow d\rho^0$), так и распасться на протон и нейтрон. Таким образом, если фотон взаимодействует с дейтроном как с целым ядром, то образование ρ^0 -мезона происходит когерентным образом. Если же фотон взаимодействует с нуклонами дейтрона и при этом происходит развал дейтрона, то это некогерентное взаимодействие. Сечение

образования ρ^0 -мезона при фотон-дейтронном взаимодействии включает в себя фактор 16000 ($Z^2 A^{4/3} \sim 79^2 2^{4/3}$). Существует также процесс образования ρ^0 -мезона, когда фотон, испущенный дейтроном, взаимодействует с померонным полем золота: $\gamma Au \rightarrow Au \rho^0$. Сечение данной реакции включает фактор 1200 ($Z^2 A^{4/3} \sim 1^2 197^{4/3}$). Таким образом, сечение первой реакции в несколько раз больше последней. Следовательно, можно ожидать, что в эксперименте будет доминировать образование ρ^0 -мезона в фотон-дейтронном взаимодействии.

С использованием той же методики анализа данных, как и для ядер золота, были построены распределения по эффективной массе $\pi^+ \pi^-$ -пары (рис. 12, а) и по поперечному импульсу (рис. 12, б). Из рис. 12, а следует, что в области масс ρ^0 -мезона существует ясный пик, отвечающий ρ^0 -мезону. Как можно видеть из рис. 12, б, существует пик в области поперечных импульсов 300 МэВ, который отражает процесс взаимодействия фотона, испущенного ядром золота, с помероном дейтрона и последующего распада дейтрона на протон и нейтрон. Стоит заметить, что если сравнивать данное распределение с распределением по поперечному импульсу для ρ^0 -мезона, образованного в ультрапериферических взаимодействиях ядер золота (рис. 8, б), то в случае dAu -взаимодействий отсутствует пик в области малых поперечных импульсов.

Были изучены распределения по переданному импульсу $t = p_{\perp}^2$. На рис. 13, а, б показаны распределения событий по переданному импульсу для триггеров trg_3000 и trg_3001 . Эти распределения сравнивались с данными,

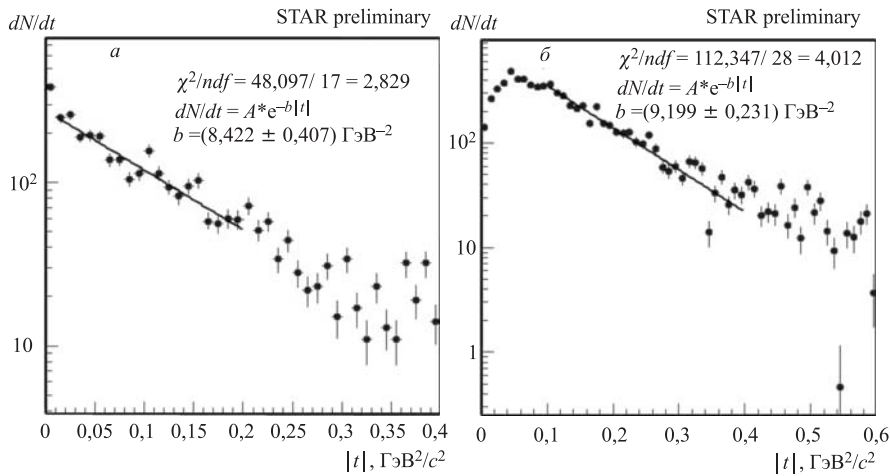


Рис. 13. Распределение событий по переданному импульсу для триггеров trg_3000 (а) и trg_3001 (б)

полученными при взаимодействии фотона с дейтроном (рис. 14) [33]. Можно видеть, что поведение распределения по переданному импульсу для триггера

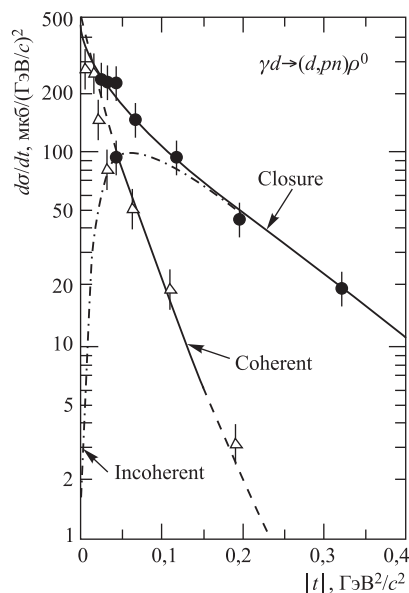


Рис. 14. Зависимость сечения от квадрата переданного импульса [33]

периферических взаимодействиях ядер золота и дейтрона. Показано, что существуют два процесса образования ρ^0 -мезонов: с распадом дейтрона на протон и нейтрон и без распада. При распаде дейтрона образование ρ^0 -мезона идет некогерентным образом, если же он остается в основном состоянии, то происходит когерентное взаимодействие.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре рассматривалось образование векторных мезонов в ультрапериферических ядро-ядерных взаимодействиях. При ультрапериферических столкновениях ядер сильные взаимодействия уже не являются доминирующими, и конкуренцию им составляют фотон-фотонные, фотон-померонные и померон-померонные взаимодействия. Показано, что в фотон-померонных взаимодействиях рождение векторных мезонов может происходить как с возбуждением, так и без возбуждения ядер. Также показано, что условия коге-

рентного рождения ρ^0 -мезона в γd -взаимодействиях (рис. 14), сопровождающегося распадом дейтрона на протон и нейтрон. Для триггера trg_3000 поведение распределения по t подобно поведению спектра (рис. 14), соответствующего событиям без развала дейтрона, т. е. когерентному взаимодействию. Для анализа использовалась функция

$$F(t) = A \exp(-bt), \quad (36)$$

и были получены параметры наклона b для процессов некогерентного и когерентного взаимодействий: $b = (8,4 \pm 0,4) \text{ ГэВ}^{-2}$ и $b = (9,2 \pm 0,2) \text{ ГэВ}^{-2}$ (только статистические ошибки) соответственно для триггеров trg_3000 и trg_3001 .

В заключение данного раздела хотелось бы отметить, что это первые измерения образования ρ^0 -мезона в ультра-

рентности на фотонные и померонные поля сильно ограничивают кинематические характеристики рожденных частиц.

Были рассмотрены экспериментальные данные по рождению ρ^0 -мезона на ускорителе RHIC с установки STAR в ультрапериферических столкновениях ядер золота с энергией в с.ц.м. $\sqrt{s} = 130$ и 200 ГэВ соответственно, а также рассмотрены первые предварительные данные по рождению ρ^0 -мезона в ультрапериферических столкновениях ядер золота и дейтрона.

Отметим, что это первые измерения когерентного образования ρ^0 -мезона с ядерным возбуждением и без него в периферических столкновениях ядер золота. При этом ρ^0 -мезон образуется при малых поперечных импульсах, характерных для когерентного взаимодействия ядер. В планах коллаборации STAR провести детектирование J/ψ в когерентных ультрапериферических ядро-ядерных столкновениях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Van Baren G.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 175. P. 129;
Stenberg P. // J. Phys. G. 2004. V. 30. P. s683;
Fachini P. // Ibid. P. s735;
Khazeev D. // Nucl. Phys. A. 2003. V. 715. P. 35.
2. *Appelshansr H. et al.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 638. P. 91;
Bachler J. et al. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 661. P. 45;
Stock R. // J. Phys. G. 2004. V. 30. P. s633;
Renk T. // Ibid. P. 1495.
3. *Bauer G. et al.* // Phys. Rep. 2002. V. 364. P. 359.
4. *Muller B., Schramm A.* // Phys. Rev. D. 1990. V. 42. P. 3699.
5. *Forshaw J., Ross J.* Quantum Chromodynamics and the Pomeron. Cambridge Univ. Press, 1997.
6. *Ivanov D. Yu. et al.* // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 074010;
Abramovich H. et al. // Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. P. 1275.
7. *Donnachie A., Landshoff P.* // Phys. Lett. B. 1987. V. 191. P. 309.
8. *Busza W.* // Nucl. Phys. A. 1992. V. 544. P. 49.
9. *Schramm A.* // J. Phys. G. 1999. V. 25. P. 1965.
10. *Klein S., Nystrand J.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 014903.
11. *Barrett R., Jackson D.* Nuclear Sizes and Structure. N. Y.: Oxford Press, 1977.
12. *Crittenden J. A.* Exclusive Production of Neutral Vector Mesons at the Electron-Proton Collider HERA. Berlin: Springer-Verlag, 1997.
13. *Bauer T. et al.* // Rev. Mod. Phys. 1978. V. 50. P. 261.
14. *Breitweig J. et al.* // Eur. Phys. J. C. 1998. V. 2. P. 247.
15. *Davies K. T. R., Nix J. R.* // Phys. Rev. C. 1976. V. 14. P. 1977.
16. *Jackson J.* // Nuovo. Cim. 1964. V. 34. P. 1644.
17. *Soding P.* // Phys. Lett. 1966. V. 19. P. 702.

18. *Baron N., Bauer G.* // Phys. Rev. C. 1993. V. 48. P. 1999.
19. *Baltz A. J., Klein S. R., Nystrand J.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 012301.
20. *Baltz A., Rhoades-Brown M., Weniger J.* // Phys. Rev. E. 1996. V. 54. P. 4233.
21. *Klein S. R., Nystrand J.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 2330.
22. Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 499.
23. *Bergsma F. et al.* // Ibid. P. 633.
24. *Baur R. et al.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 332. P. 471.
25. *Adler C. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 470. P. 488.
26. *Adler C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 272302.
27. *Bulos F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. P. 490;
Park J. et al. // Nucl. Phys. B. 1972. V. 36. P. 404.
28. *Nystrand J., Klein S.* nucl-ex/9811007.
29. *Ross M., Stodolsky L.* // Phys. Rev. 1966. V. 149. P. 1172.
30. *Groom D. E. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2000 V. 15. P. 1.
31. *Chiu M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 012302.
32. *Timoshenko S.* // XVII Intern. Baldin Seminar on High Energy Physics Problems (ISHEPP XVII), 2004; nucl-ex/0501010.
33. *Eisenberg Y. et al.* // Nucl. Phys. B. 1976. V. 104. P. 91.
34. *Roser T.* RHIC Performance // Nucl. Phys. A. 2002. V. 698. P. 23.
35. *Ackermann K. H. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 499. P. 624.