

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ФРАГМЕНТАЦИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

И. А. Пшеничников

Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва

ВВЕДЕНИЕ	415
МЕТОД ВАЙЦЗЕККЕРА–ВИЛЬЯМСА: ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ФОТОНЫ И ИХ ПОГЛОЩЕНИЕ ЯДРАМИ	420
Метод Вайцзеккера–Вильямса.	420
Поглощение фотонов ядрами в модели внутриядерного каскада.	424
ОДИНОЧНАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР-СНАРЯДОВ	430
Лидирующий порядок одиночной электромагнитной дис- социации ядер.	432
Процессы электромагнитной диссоциации следующих по- рядков.	434
Эмиссия нейтронов ядрами золота и свинца в фотоядер- ных реакциях.	437
Электромагнитная диссоциация ядер с эмиссией нейтро- нов.	444
Электромагнитные процессы, приводящие к увеличению заряда ядра.	447
ВЗАИМНАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ И АДРОННАЯ ДИССО- ЦИАЦИЯ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ ЯДЕР	451
Лидирующий порядок взаимной электромагнитной диссо- циации.	453
Взаимная электромагнитная диссоциация следующих по- рядков.	454
Фрагментация ядер под действием сильного взаимодей- ствия в периферических столкновениях.	456
Многократные возбуждения гигантских резонансов в столкновениях ядер на LHC.	459
ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР И МОНИТОРИНГ СВЕТИМОСТИ RHIC И LHC	462

2 ПШЕНИЧНОВ И. А.

Взаимная электромагнитная диссоциация ядер на коллай- дере RHIC.	463
Взаимная электромагнитная диссоциация ядер на коллай- дере LHC.	471
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	474
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	475

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ФРАГМЕНТАЦИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

И. А. Пшеничников

Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва

Рассматриваются электромагнитные взаимодействия ядер высоких энергий в ультрапериферических столкновениях, которые происходят без перекрытия ядерных плотностей. Такие столкновения эквивалентны облучению ядер интенсивными потоками гамма-квантов с широким энергетическим спектром. Это лежит в основе ряда необычных явлений, среди которых взаимное электромагнитное возбуждение ядер, включающее экзотические двойные и тройные гигантские резонансы, и мультифрагментация ядер. Представлена модель RELDIS, описывающая фрагментацию ядер и рождение мезонов эквивалентными фотонами. Показано, что коллайдеры RHIC и LHC дают уникальные возможности для изучения электромагнитных взаимодействий ультрарелятивистских ядер. Модель RELDIS применяется для вычисления калибровочных сечений для мониторинга светимости коллайдеров по испускаемым нейтронам, а также для моделирования взаимодействия ядер пучка с конструкционными элементами LHC.

Electromagnetic interactions of high-energy nuclei in ultraperipheral collisions are investigated. Such collisions, which take place without any overlap of nuclear densities, can be considered as irradiation of nuclei by intense photon beams with a wide energy spectrum. This leads to several unusual phenomena, namely mutual electromagnetic excitation of nuclei including exotic double and triple excitations of giant resonances, as well as multifragmentation of nuclei. The RELDIS model is presented, which describes fragmentation of nuclei and meson production by equivalent photons. It is shown that RHIC and LHC colliders provide unique possibilities to study electromagnetic interactions of ultrarelativistic nuclei. Cross sections calculated by the RELDIS model are used as input for the method to monitor LHC luminosity and in simulating interactions of beam nuclei with LHC construction elements.

PACS: 25.75.-q; 25.20-x; 29.27.-a

ВВЕДЕНИЕ

Возможность обнаружения в экстремальных условиях новых необычных свойств объектов или новых явлений всегда привлекает внимание ученых. С целью изучения поведения ядерной материи в экстремальных условиях был создан ускоритель ядер на встречных пучках сверхвысоких энергий — коллайдер релятивистских тяжелых ионов (Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)) [1], работающий в Брукхейвенской национальной лаборатории в США. В ходе проведения экспериментов по столкновению ядер на RHIC

получен целый ряд важных научных результатов, рассмотренных, в частности, в недавно опубликованных обзорах [2–4].

На момент написания данной работы завершено сооружение другого уникального ускорителя — Большого адронного коллайдера (Large Hadron Collider (LHC)) [5] в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН), Женева. Этот уникальный ускоритель позволит изучать протон-протонные и ядро-ядерные взаимодействия при рекордных энергиях встречных пучков.

Наибольшие ожидания физиков связаны с изучением центральных или близких к центральным столкновений ядер — событий с большим перекрытием плотностей ядер — и поиском в таких событиях сигналов образования кварк-глюонной плазмы. Ускорители RHIC и LHC позволяют достигнуть рекордных плотностей энергии $\sim 10\text{--}100$ ГэВ/Фм³ в центральных столкновениях ядер и создать условия для предсказываемого теоретиками фазового перехода между адронной материей и кварк-глюонной плазмой [2, 3, 6, 7] — особым состоянием вещества, в котором, как предполагается, существовала наша Вселенная в первые моменты ее образования.

Одним из убедительных доказательств обнаружения фазового перехода может стать сравнение разнообразных величин, измеренных в центральных событиях, с аналогичными величинами, измеренными в периферических столкновениях. Это предполагает сортировку событий по степени «центральности»* — по прицельному параметру b , который в рамках разнообразных теоретических моделей непосредственно связан с характеристиками события. Такие характеристики могут быть измерены в эксперименте с помощью совместного применения детекторов, определяющих множественность рожденных адронов и нейтронов-спектаторов. Последние испускаются вперед по направлению пучка относительно холодными ядерными фрагментами, находящимися вне области геометрического перекрытия ядер. Для определения количества нуклонов-спектаторов служат специальные детекторы, получившие название Zero Degree Calorimeters (ZDC) — калориметры нулевого угла. В экспериментах на RHIC [8] ZDC-калориметры позволяют регистрировать только нейтроны, в то время как в будущих экспериментах на LHC [9, 10] ZDC-калориметры позволят регистрировать как нейтроны, так и протоны.

Программы экспериментов на коллайдерах RHIC и LHC ориентированы в основном на изучение тех столкновений ядер, в которых доминируют сильные взаимодействия составляющих ядра и рождающихся в ходе столкновений адронов. Однако в последние десятилетия активно обсуждаются и ультрапериферические взаимодействия ядер в коллайдерах вне области адронного взаимодействия [4, 11–14]. Эта та область «центральности», где отсутствует гео-

*В англоязычных статьях используется труднопереводимый термин «centrality».

метрическое перекрытие ядерных плотностей: $b \geq R_1 + R_2$, где R_1 и R_2 — радиусы сталкивающихся ядер, и речь идет об электромагнитном* возбуждении ядер [15]. По отношению к адронному взаимодействию ядра целиком выступают в качестве зрителей, но могут быть разрушены электромагнитными силами под действием лоренц-сжатых кулоновских полей ядер-партнеров по столкновению. Отметим, что для экспериментального изучения электромагнитных взаимодействий ядер можно применить ZDC-калориметры, которые уже созданы и будут использоваться в экспериментах в совокупности с теми детекторами, которые регистрируют продукты адронных взаимодействий под большими углами.

Изучение электромагнитных взаимодействий релятивистских ядер имеет как фундаментальное, так и прикладное значение. Приступая к рассмотрению фундаментального аспекта проблемы, следует отметить, что на протяжении многих десятилетий именно изучение взаимодействия электронов и фотонов с ядрами давало уникальную информацию о размерах и структуре ядер, свойствах гигантских резонансов как коллективных возбуждений [16–18]. Анализ глубоконеупругого рассеяния электронов на протонах и ядрах дал ключ к пониманию их партонной структуры [19]. В настоящее время в экспериментах по фоторождению мезонов на ядрах широко используется метод меченых фотонов [20]. Успех всех таких исследований был во многом связан с завершенностью квантовой электродинамики как теории электромагнитных процессов, которая, в частности, дает количественное описание прямого механизма возбуждения ядер фотонами или начального взаимодействия лептона с нуклонами или партонами. Все это упрощает интерпретацию процессов сильного взаимодействия, происходящих на второй стадии фотоядерных реакций.

Таким образом, ускорители электронов и работающие на их основе источники фотонов являются важными инструментами фундаментальных ядерно-физических исследований. В этих случаях используются ускоренные электроны с единичными зарядами $1e$. С другой стороны, релятивистские тяжелые ядра с большими зарядами тем более можно рассматривать как интенсивные источники фотонов с широким спектром [11–13] — своеобразные «фотонные фабрики».

Электромагнитное возбуждение ядер в столкновениях при промежуточных энергиях (лоренц-фактор налетающего ядра $\gamma \sim 1$) позволяет изучать реакции, обратные к реакциям нуклеосинтеза [21], двойные гигантские резонансы [22–24]. Для вторичных пучков экзотических нестабильных ядер электромагнитное возбуждение является одним из немногочисленных способов изучения их ядерной структуры [25], в частности, делимости нестабильных

*При нерелятивистских энергиях чаще используется термин «кулоновское возбуждение».

ядер [26], поскольку из таких ядер невозможно приготовить традиционную мишень для облучения электронами или фотонами.

Интенсивность потока виртуальных фотонов движущегося ядра с зарядом Ze связана как с когерентным действием всех Z зарядов протонов, так и с лоренц-сжатием их кулоновского поля. Поэтому задача изучения поведения ядер в сверхсильных электромагнитных полях приобретает самостоятельное фундаментальное значение именно при ультрарелятивистских энергиях сталкивающихся ядер, $\gamma \gg 1$. Действительно, простая оценка показывает*, что в момент наибольшего сближения ядер потенциал лоренц-сжатого кулоновского поля $V_c \sim \alpha\gamma Z/b$, где α — постоянная тонкой структуры, может значительно превосходить полную энергию связи ядра-партнера ~ 1 ГэВ. Используя характерные для ультрарелятивистских тяжелых ядер значения $\gamma \gg \alpha^{-1}$, $Z \sim 50$ и прицельного параметра $b \sim 10$ Фм, получаем $V_c \sim \alpha\gamma \gg 1$ ГэВ. Здесь решающее значение имеет не только большая величина Z , но и величина лоренц-фактора $\gamma \gg 1$, поэтому можно ожидать, например, взрывного разрушения (мультифрагментации [27]) ядра-партнера среди других механизмов его развала. Как будет показано ниже, наряду с наиболее вероятными низкоэнергетическими возбуждениями ядер высокоэнергетические возбуждения становятся возможными именно при ультрарелятивистских энергиях. Кроме того, электромагнитное возбуждение ядер в коллайдерах может служить уникальным средством изучения ядерной структуры, в частности, многофотонных возбуждений ядер и других явлений, которые недоступны для наблюдения в экспериментах с фиксированными мишенями при низких и средних энергиях. С другой стороны, в отличие от электро- и фотореакций, электромагнитная диссоциация ядер происходит под действием ядер-партнеров, испытывающих также адронные столкновения. Поэтому необходимо уверенно различать в эксперименте электромагнитные и адронные столкновения, а в теоретическом рассмотрении электромагнитных столкновений вводить поправку на сильное поглощение.

Интерес к электромагнитным взаимодействиям релятивистских ядер в коллайдерах связан и с рядом практических задач. Во-первых, электромагнитное взаимодействие ядер наряду с адронным приводит к потере ядрами нуклонов, т. е. изменению заряда, массы и, соответственно, траектории ядер в магнитном поле ускорителя. Поскольку при энергиях коллайдеров полное сечение электромагнитного взаимодействия значительно превосходит сечение адронного взаимодействия ядер, то именно электромагнитное взаимодействие в основном определяет время жизни пучков в таких ускорителях [28]. Во-вторых, продукты электромагнитной диссоциации — ядерные фрагменты — могут создавать радиационную и тепловую нагрузку на элементы конструкции

*Здесь и далее используется «естественная» система единиц: $\hbar = c = 1$.

коллайдера [29]. Для перечисленных практических задач также необходима современная модель электромагнитной диссоциации ядер, способная предсказывать разнообразные характеристики таких процессов.

В настоящей работе представлены результаты модели электромагнитной диссоциации ядер RELDIS (Relativistic ELectromagnetic DISsociation), созданной специально для описания фрагментации ультрарелятивистских ядер под действием интенсивных электромагнитных полей. Формулировка модели, изложение ее основных результатов и сравнение их с экспериментальными данными были представлены ранее в разные годы в ряде работ (см., в частности, [14, 30–32]). При этом именно в последние годы исследования электромагнитной диссоциации ультрарелятивистских ядер стали представлять особый интерес в связи с получением новых экспериментальных результатов по электромагнитным взаимодействиям ядер на RHIC, а также в связи с интенсивной подготовкой к работе LHC в режиме столкновений ядро–ядро. Поэтому целью настоящей работы является обзор-ретроспектива результатов RELDIS, где основное внимание уделяется процессам взаимной электромагнитной диссоциации тяжелых ядер (золота и свинца) в коллайдерах RHIC и LHC. Такие ядра имеют сечения электромагнитной диссоциации, намного превосходящие сечения сильных взаимодействий ядер, однако ультрапериферические взаимодействия характеризуются значительно меньшей множественностью частиц, рожденных в одном событии.

В разд. 1 излагается метод эквивалентных фотонов Вайцзеккера–Вильямса в применении к ультрапериферическим столкновениям ядер. Описывается реализация этого метода в модели RELDIS для моделирования взаимодействия эквивалентных фотонов с ядрами методом Монте-Карло. В разд. 2 с помощью модели RELDIS рассматривается электромагнитная диссоциация ускоренных ядер, взаимодействующих с неподвижными мишенями, приводящая, в частности, к испусканию ядрами нейтронов. Показана возможность особых электромагнитных процессов, приводящих к увеличению заряда ядра. Во всех этих случаях состояние ядра-партнера после столкновения не изучается. В разд. 3 рассматривается взаимная электромагнитная диссоциация ультрарелятивистских ядер. Регистрация состояний обоих ядер-партнеров по ультрапериферическому столкновению возможна только при изучении такого процесса на встречных пучках коллайдеров ядро–ядро. Это дает возможность отбирать события взаимной электромагнитной диссоциации. Показано, что таким событиям соответствуют относительно небольшие значения прицельных параметров. Продемонстрировано, что при ультрарелятивистских энергиях взаимная электромагнитная диссоциация открывает новые возможности для изучения многофотонных электромагнитных возбуждений ядер, в частности, тройных возбуждений гигантских резонансов в ядрах. В разд. 4 рассматриваются практические применения результатов модели для мониторинга светимости RHIC и LHC.

1. МЕТОД ВАЙЦЕККЕРА–ВИЛЬЯМСА: ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ФОТОНЫ И ИХ ПОГЛОЩЕНИЕ ЯДРАМИ

1.1. Метод Вайцеккера–Вильямса. Рассмотрим ультрапериферические столкновения ускоренных ядер (рис. 1). Массовые числа и заряды сталкивающихся ядер обозначим как A_1, A_2 и Z_1, Z_2 соответственно. Термин «ультрапериферические столкновения» применим к электромагнитным взаимодействиям ядер в столкновениях с прицельными параметрами b , превосходящими сумму радиусов ядер: $b > R_1 + R_2$. Такие столкновения можно наблюдать как при взаимодействии ускоренных ядер с неподвижной мишенью, так и при взаимодействии встречных пучков ядер на коллайдерах ядро–ядро. Подчеркнем, что ультрапериферические столкновения следует отличать от периферических ядерных столкновений с $b \simeq R_1 + R_2$, которые происходят благодаря сильному взаимодействию.

В обоих случаях, рассматривая результат взаимодействия в отношении, например, ядра A_2 , удобно считать его ядром-мишенью и перейти в его систему покоя, как это схематически представлено на рис. 1. Используя метод

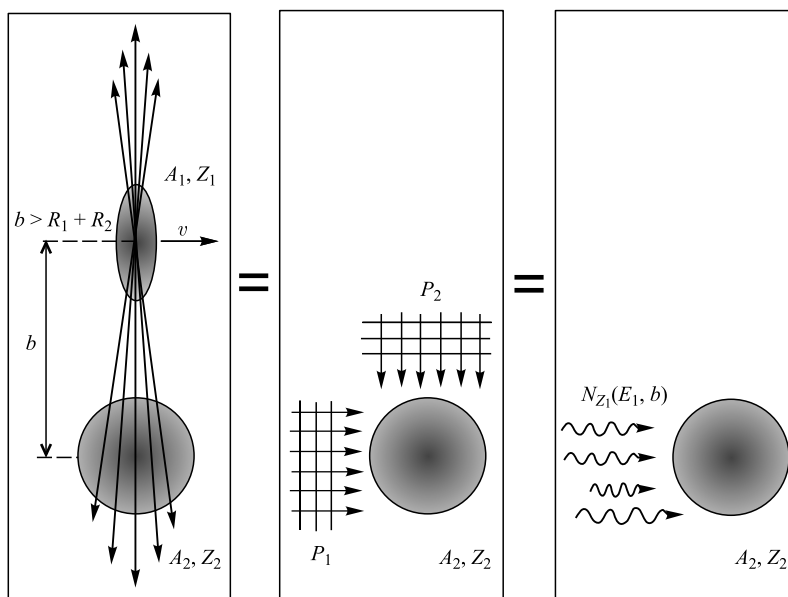


Рис. 1. В ультрапериферических столкновениях ядра (A_1, Z_1) и (A_2, Z_2) действуют друг на друга своими электромагнитными полями. Следуя методу Вайцеккера–Вильямса, такое воздействие на партнера по столкновению (A_2, Z_2) можно рассматривать эквивалентным поглощению им импульсов электромагнитного излучения P_1 и P_2 от ядра (A_1, Z_1) , представленным спектром эквивалентных фотонов $N_{Z_1}(E_1, b)$, зависящим от величины прицельного параметра b

Вайцеккера–Вильямса [33], воздействие лоренц-сжатого кулоновского поля ядра A_1 на ядро A_2 можно рассматривать как поглощение ядром A_2 одного или нескольких эквивалентных фотонов (см. рис. 1). Метод эквивалентных фотонов был предложен Энрико Ферми [34,35], который впервые представил поле движущегося заряда в качестве потока фотонов для решения задачи о взаимодействии заряженных частиц с атомами. В работах Вайцеккера [36] и Вильямса [37] такой подход нашел дальнейшее применение для расчетов взаимодействий быстрых электронов и протонов с веществом.

Обоснование метода Вайцеккера–Вильямса в рамках классической электродинамики уже давно вошло в учебники, см., например, [33]. Кроме того, уже упоминавшиеся обзоры [11–13, 15] содержат подробный вывод основных соотношений этого метода с использованием квантовой механики в нерелятивистском и релятивистском случаях. Здесь мы приведем только вывод выражения для спектра эквивалентных фотонов $N_{Z_1}(E_1, b)$, следуя работам [15, 33]. Особое внимание уделим границам спектра и обсудим особенности его формы.

Предположим, что испускание и поглощение эквивалентных фотонов не оказывает существенного влияния на движение участвующих в этих процессах ядер. Это предположение проверим далее, а сейчас оно позволит считать, что ядро A_1 до и после столкновения движется по прямой линии со скоростью v в направлении оси z (см. рис. 1). Тогда на ядро A_2 , находящееся в покое в начале системы координат, действуют изменяющиеся с течением времени t электрические \mathbf{E}_t , E_z и магнитные \mathbf{B}_t , B_z поля перпендикулярно и в направлении оси z соответственно:

$$\mathbf{E}_t = \frac{-Z_1 e \gamma \mathbf{b}}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}, \quad \mathbf{B}_t = \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{E}_t, \quad (1)$$

$$E_z = \frac{-Z_1 e \gamma v t}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}, \quad B_z = 0. \quad (2)$$

Здесь $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ обозначает лоренц-фактор ядра A_1 , имеющего скорость $\beta = v/c$ относительно скорости света c . Если сталкиваются встречные пучки ядер в коллайдере и каждый из них имеет лоренц-фактор γ_{beam} в лабораторной системе отсчета, то в системе покоя одного из сталкивающихся ядер другое ядро имеет лоренц-фактор $\gamma = 2\gamma_{\text{beam}}^2 - 1$. Например, $\gamma = 1,7 \cdot 10^7$ для сталкивающихся на ЛHC ядер. Чтобы представить масштаб лоренц-сжатия кулоновского поля в этом случае, следует заметить, что такое сокращение наблюдаемых продольных размеров ультрарелятивистского объекта примерно соответствует сжатию длины железнодорожного состава из нескольких десятков вагонов до толщины листа бумаги.

В столкновениях ультрарелятивистских ядер при $\gamma \gg 1$ поля (1) и (2) действуют в течение очень короткого времени $\Delta t \sim b/\gamma c$, и они эквива-

лентны двум импульсам излучения в виде плоских волн P_1 и P_2 (см. рис. 1). Строго говоря, представление импульса P_2 в виде плоской волны требует наличия соответствующего магнитного поля $B_z = vE_z/c$ вместо $B_z = 0$ в уравнении (2). Далее будет показано, что вклад P_2 при интересующих нас ультрарелятивистских энергиях ядер оказывается пренебрежимо мал, поэтому данное упрощение является допустимым.

Количество энергии, поглощенной ядром (A_2, Z_2) на единицу площади его поперечного сечения и на единицу частотного интервала, найдем, вычислив фурье-разложения $\mathbf{E}(\omega)$ и $\mathbf{V}(\omega)$ соответствующих электрических и магнитных полей:

$$I(\omega, b) = \frac{c}{4\pi} |\mathbf{E}(\omega) \times \mathbf{V}(\omega)|. \quad (3)$$

Это позволяет вычислить число эквивалентных фотонов $N(E, b)$ с данной энергией $E = \hbar\omega$, используя соотношение $I(\omega, b)d\omega = \hbar\omega N(\hbar\omega, b)d(\hbar\omega)$.

Результатом вычислений является энергетический спектр эквивалентных фотонов от партнера по столкновению A_1 . Этот спектр в системе покоя ядра A_2 записывается как

$$N_{Z_1}(E_1, b) = \frac{\alpha Z_1^2}{\pi^2} \frac{x^2}{\beta^2 E_1 b^2} \left(K_1^2(x) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(x) \right). \quad (4)$$

Здесь α обозначает постоянную тонкой структуры, а величина $x = \omega b/\gamma v = E_1 b/\gamma\beta\hbar c$ выступает в качестве аргумента модифицированных функций Бесселя нулевого и первого порядков K_0 и K_1 . Второе слагаемое, которое соответствует импульсу P_2 , входит с множителем $1/\gamma^2$ и поэтому имеет незначительный вклад при ультрарелятивистских энергиях при $\gamma \gg 1$. В результате этого как $I(\omega, b)$, так и, соответственно, $N_{Z_1}(E_1, b)$ определяются исключительно импульсом P_1 и записываются через безразмерную функцию $x^2 K_1^2(x)$, которая имеет форму ступени с плавной границей (рис. 2). При этом верхняя граница спектра задана энергией, соответствующей значению $x = 1$ и составляющей $E_1^{\max} = \gamma\beta/b$.

Действительно, длительность электромагнитного импульса от лоренц-сжатого кулоновского поля, который воздействует на партнера по столкновению, пропорциональна удалению от ядра-излучателя: $\Delta t \sim b/\gamma v$ (см. рис. 2). Потому для малых прицельных параметров b результатом фурье-преобразования импульсов электрического поля будет широкий спектр эквивалентных фотонов, включающий частоты до $\omega_{\max} \sim 1/\Delta t = \gamma v/b$ и, соответственно, как мягкие, так и жесткие фотоны. Напротив, для столкновений с большими прицельными параметрами b характерен узкий спектр, представленный только мягкими фотонами. Поскольку при интегрировании по прицельному параметру с учетом фактора $2\pi b db$ вклад столкновений с большими b будет значителен, то следует ожидать доминирования относительно мягких фотонов в ультрапериферических взаимодействиях. Таким образом, при рассмотрении

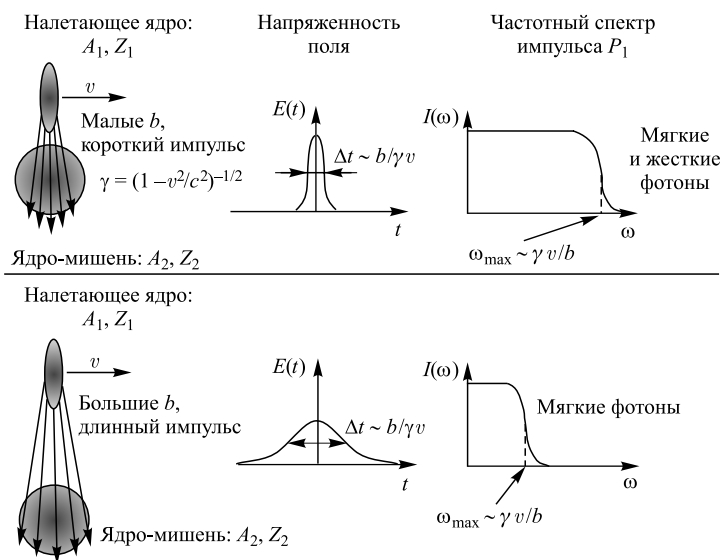


Рис. 2. Сравнение спектров эквивалентных фотонов в ультрапериферических столкновениях с большими и малыми значениями прицельного параметра b

ультрапериферических столкновений без отбора по прицельному параметру можно считать, что ядра обмениваются в основном низкоэнергетическими фотонами.

Поскольку движущееся релятивистское ядро излучает фотоны как целое, то такое условие когерентности ограничивает энергию эквивалентных фотонов и их поперечный импульс. Обозначим начальный и конечный четырехимпульсы излучающего фотон ядра как $P_i^\mu = (E_i, \mathbf{p}_i)$ и $P_f^\mu = (E_f, \mathbf{p}_f)$. Поскольку заряды протонов ядра сосредоточены в области радиусом R , то условие когерентности $Q^2 R^2 \leq 1$ ограничивает квадрат уносимого фотонном четырехимпульса $Q^\mu = P_f^\mu - P_i^\mu$:

$$Q^2 \leq 1/R^2. \tag{5}$$

Поэтому эквивалентное излучение ускоренных ядер состоит из фотонов с малой виртуальностью, и фотоны могут быть рассмотрены как реальные, в отличие, например, от реакций (e, e') .

Обозначим четырехимпульс фотона как $q^\mu = (E_\gamma, \mathbf{q}) = -Q^\mu$. Оценим энергию фотона E_γ и компоненту его импульса q_\perp , поперечную к направлению движения ядра. Условие, что ядро осталось в своем основном состоянии

после излучения фотона, запишем как $P_i^2 = P_f^2 = (P_i - q)^2$. Отсюда находим

$$q^2 = 2P_i q = 2E_i \left(E_\gamma - \frac{\mathbf{p}_i \mathbf{q}}{E_i} \right) = 2E_i (E_\gamma - \beta q_{\parallel}), \quad (6)$$

где $\beta = \mathbf{p}_i/E_i$, а q_{\parallel} обозначает продольную компоненту. Ультрарелятивистское ядро обладает значительной кинетической энергией, и излучение фотона практически ее не меняет, поэтому $q^2/2E_i \approx 0$ и, соответственно,

$$q_{\parallel} \approx \frac{E_\gamma}{\beta}. \quad (7)$$

Подставляя эту оценку в выражение для Q^2 , получаем

$$Q^2 = -q^2 = -E_\gamma^2 + \mathbf{q}_{\perp}^2 + \mathbf{q}_{\parallel}^2 \approx -E_\gamma^2 + \mathbf{q}_{\perp}^2 + \frac{E_\gamma^2}{\beta^2} \approx \frac{E_\gamma^2}{\gamma^2 \beta^2} + \mathbf{q}_{\perp}^2. \quad (8)$$

При $\gamma \gg 1$ и $\beta \approx 1$, используя (5), получаем (см. [13])

$$q_{\parallel} \approx E_\gamma < \frac{\gamma}{R}, \quad (9)$$

$$q_{\perp} < \frac{1}{R}. \quad (10)$$

Такое ограничение на E_γ согласуется с оценкой максимальной энергии фотона, полученной через вычисление времени столкновения при данном b , так как $b_{\min} \simeq R$. Из ограничения (10) следует, что q_{\perp} пренебрежимо мала, что согласуется с обсуждавшейся выше возможностью пренебречь вкладом импульса P_2 при $\gamma \gg 1$. Таким образом, можно считать, что волновой вектор эквивалентного фотона направлен вдоль направления движения излучающего его ультрарелятивистского ядра.

1.2. Поглощение фотонов ядрами в модели внутриядерного каскада.

Как показано выше, метод Вайцзеккера–Вильямса представляет кулоновское поле ускоренного ядра эквивалентным потоку фотонов с характерным широким спектром (4). Ультрапериферическое взаимодействие ускоренного ядра с ядром-мишенью будем рассматривать как поглощение им эквивалентных фотонов. В настоящем пункте рассмотрим собственно сам способ моделирования взаимодействия фотонов с ядрами — каскадную модель фотоядерных реакций, которая лежит в основе модели RELDIS.

Длина волны λ взаимодействующего с ядром фотона определяет основные свойства этого взаимодействия. При энергии фотона $E_\gamma \leq 40$ МэВ длина волны λ сравнима с размером ядра, и возбуждение ядра как целого в виде гигантского дипольного резонанса (ГДР) является наиболее вероятным процессом фотопоглощения в этой области энергий. Электромагнитное поле

фотона вызывает когерентные колебания всех протонов ядра относительно нейтронов. В области энергий $40 \leq E_\gamma \leq 140$ МэВ (ниже порога фоторождения пиона) λ оказывается сравнимой с межнуклонным расстоянием в ядре, что делает возможным поглощение фотона квазидейтронными протон-нейтронными парами в ядре. Наконец, при $E_\gamma \geq 140$ МэВ λ становится меньше радиуса нуклона и происходит фоторождение адронов на отдельных внутриядерных нуклонах.

Современная версия модели внутриядерного каскада (МВК) для фотоядерных реакций, которая учитывает все многообразие перечисленных выше процессов, представлена в работах [38–40], где проведено сравнение предсказаний этой модели с разнообразными экспериментальными данными по поглощению реальных фотонов ядрами. Ранние версии МВК, в частности, из работы [41], позволяли проводить вычисления только ниже порога фоторождения двух пионов. Часть энергии поглощаемого ядром фотона в ходе развития внутриядерного каскада передается быстрым частицам (нуклонам и мезонам), покидающим ядро [38,40], а оставшаяся часть переходит в энергию возбуждения E^* ядерной системы, так называемого остаточного ядра.

После того как последняя быстрая частица покинула остаточное ядро, его эволюция может быть описана с помощью статистического подхода, предполагающего наступление теплового равновесия в остаточном ядре. Такое предположение обосновывается интенсивным взаимодействием нуклонов остаточного ядра между собой, что способствует установлению такого равновесия. Как показывают результаты многочисленных экспериментов, которые в целом описываются статистической моделью SMM (см. [27,42]), относительные вероятности каналов фрагментации ядра под действием виртуальных фотонов в значительной степени определяются величиной энергии возбуждения E^* ядра-остатка.

Последовательное испускание нуклонов или легких кластеров, например α -частиц, называемое испарением, доминирует при энергиях возбуждения ядра-остатка менее 3 МэВ на нуклон. При энергиях выше 4 МэВ на нуклон становится доминирующим процесс одновременного развала ядер на три и более фрагмента — так называемая мультифрагментация ядер. В области энергий от 3 до 4 МэВ на нуклон сосуществуют оба процесса. Кроме того, тяжелое остаточное ядро может делиться на два ядра-осколка [39] уже при небольших энергиях возбуждения.

Следуя работе [31], рассмотрим изменение природы фотоядерной реакции с ростом энергии фотона E_γ и изменение энергии возбуждения остаточного ядра E^* . Доля E_γ , которая в среднем переходит в E^* , а также среднее значение E^* на нуклон остаточного ядра представлены на рис. 3 как функции E_γ . Рассмотрение проведем на примере фотопоглощения тяжелыми ядрами золота Au и свинца Pb. Средние величины для ядра Pb представлены на рис. 3, а и б.

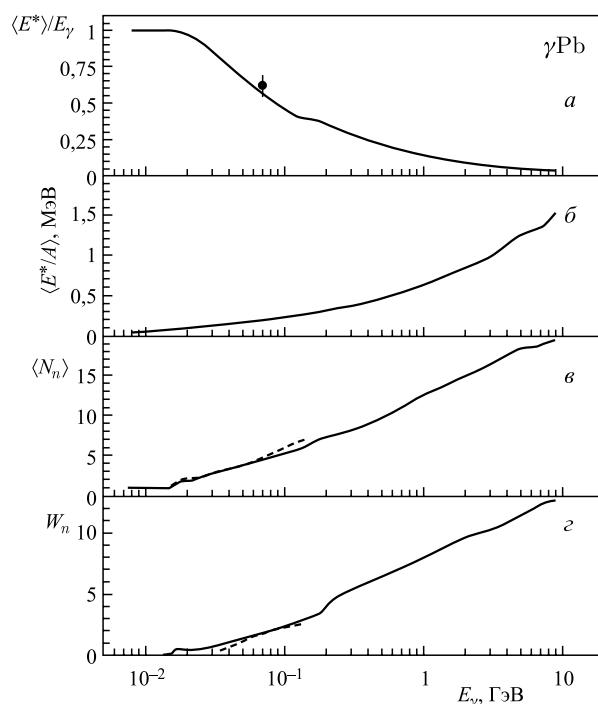


Рис. 3. а) Отношение средней энергии возбуждения остаточного ядра $\langle E^* \rangle$ к энергии поглощенного ядром фотона E_γ ; б) средние значения E^* на нуклон остаточного ядра; в) средние значения множественности фотонейтронов $\langle N_n \rangle$; г) ширина распределения множественности нейтронов $W_n = \sqrt{\langle N_n^2 \rangle - \langle N_n \rangle^2}$ как функции E_γ в фотопоглощении на ядре свинца [31]. Сплошными кривыми показаны результаты модели RELDIS, штриховые кривые и точка представляют экспериментальные данные [48]

При поглощении фотонов в области гигантского резонанса (ГР), $6 \leq E_\gamma \leq 30$ МэВ, их энергии полностью переходят в энергию возбуждения ядра E^* . Девозбуждение ядер-преактинов, таких как Au и Pb, чьи пороги деления превышают 30 МэВ, происходит главным образом через испарение нейтронов, так как энергии отделения нейтронов составляют около 7 МэВ. Вследствие высокого кулоновского барьера в тяжелых ядрах испускание протонов значительно подавлено в области ГР.

Подробное экспериментальное исследование реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ и $(\gamma, 4n)$ на ядрах ^{197}Au и ^{208}Pb в области ГР представлено в работе [43]. Обнаружение реакции $(\gamma, 4n)$ означает, что ядро может получать энергию возбуждения E^* , достигающую 30 МэВ. Для моделирования эмиссии

частиц в области ГР предположим образование ядра с $E^* = E_\gamma$ и используем испарительную модель Вайскопфа, которая является частью SMM [42].

Начиная с $E_\gamma = 30$ МэВ становится важным квазидейтронный механизм поглощения фотонов, который доминирует до порога рождения пиона $E_\gamma = 140$ МэВ. При этом в среднем только часть энергии фотона переходит в энергию возбуждения остаточного ядра E^* , а оставшаяся часть уносится теми быстрыми нуклонами, которые составляли поглотившую фотон квазидейтронную пару.

Соответствующее сечение двухнуклонного поглощения фотона тяжелым ядром σ_A определим с помощью квазидейтронной модели Левинжера [44], получившей дальнейшее развитие в работе [45]:

$$\sigma_A^{\text{QD}} = kZ \left(1 - \frac{Z}{A}\right) \sigma_d^{\text{exch}}. \quad (11)$$

Здесь σ_d^{exch} обозначает ту часть сечения реакции фоторасщепления дейтрона $\gamma d \rightarrow np$, которая происходит через обмен мезоном. Эта величина была вычислена в работе [46]. В выражении (11) A и Z обозначают массовое число и заряд поглощающего фотон ядра, а $k \approx 11$ [45] является эмпирическим фактором.

Угловые распределения нуклонов в конечном состоянии реакции $\gamma d \rightarrow np$ удобно вычислять, используя аппроксимации экспериментальных данных из работы [41]. Несмотря на то, что сечение σ_d^{exch} быстро падает с увеличением энергии фотона, двухнуклонный механизм поглощения фотона конкурирует с фоторождением адронов на отдельном нуклоне вплоть до $E_\gamma \sim 0,5$ ГэВ.

Результаты измерений, представленные в работе [45], показывают, что ядро свинца, которое оказывается возбужденным после поглощения фотона с $30 \leq E_\gamma \leq 140$ МэВ, может испускать до 12 нейтронов. Это наблюдение дает оценку средней энергии возбуждения такого ядра: $\langle E^* \rangle \leq 70-80$ МэВ. В работе [47], где использовалась одна из первых версий модели внутриядерного каскада [41], показано, что при фотопоглощении на ядрах ^{197}Au и ^{208}Pb при $30 \leq E_\gamma \leq 140$ МэВ средняя энергия возбуждения остаточного ядра $\langle E^* \rangle$ не превосходит 80 МэВ. Результаты модели внутриядерного каскада, использующейся в RELDIS, также согласуются с указанным экспериментальным результатом (см. рис. 3). Отметим также, что в рассматриваемой области E_γ заметна делимость \mathcal{P}_f ядер ^{197}Au и ^{208}Pb , $\mathcal{P}_f \sim 0,01$ и $0,1$ соответственно, поэтому можно ожидать конкуренцию между испарением нейтронов и делением этих ядер.

Выше порога фоторождения пиона при $E_\gamma \geq 140$ МэВ доминирует возбуждение Δ -изобары на отдельных внутриядерных нуклонах. В работе [47] был отмечен связанный с этим эффект замедления роста $\langle E^* \rangle$ по мере возрастания энергии поглощаемого фотона, что также демонстрируют и результаты

вычислений на рис. 3, *a*. Действительно, вблизи порога фоторождения сечение вторичного взаимодействия рожденного медленного пиона с нуклонами ядра мало. Имея большую вероятность покинуть ядро без взаимодействия, такой пион уносит значительную часть ($\approx m_\pi$) энергии фотона. Только при росте энергии фотона при $E_\gamma \approx 200$ МэВ величина $\langle E^* \rangle$ возобновляет рост, так как πN -сечение резко возрастает при приближении энергии пиона к области возбуждения Δ -изобары.

Как показывают расчеты, в ходе быстрой каскадной стадии процесса поглощающее фотон тяжелое ядро теряет 1–2 нуклона и получает энергию возбуждения $\langle E^* \rangle \sim 100$ МэВ, достаточную для испарения многих нейтронов или деления. Испарение нейтронов имеет место до или после деления, так как возбужденные фрагменты деления могут в свою очередь испарять нейтроны. Конкуренция между испарением и делением описывается с помощью SMM [27].

Выше порога рождения двух пионов (при $E_\gamma \sim 400$ МэВ) моделирование γN -взаимодействия становится более сложным вследствие большого количества возможных конечных состояний реакции. Парциальные сечения каналов γN -взаимодействия на внутриядерных нуклонах с рождением мезонов и угловые распределения частиц в конечном состоянии каждого из таких каналов будем описывать, используя феноменологический подход из работы [38]. В работе [38] учитываются как двухчастичные каналы с барионными B^* и мезонными M^* резонансами, $\gamma N \rightarrow \pi B^*$ и $\gamma N \rightarrow M^* N$, так и нерезонансный комбинаторный вклад от каналов множественного рождения мезонов $\gamma N \rightarrow i\pi N$ ($2 \leq i \leq 8$). В таком подходе рассматривается около 80 каналов множественного фоторождения адронов на нуклоне, представленных в табл. 1.

При моделировании фотоядерного взаимодействия с помощью МВК быстрые адроны, рожденные в первичном γN -взаимодействии, инициируют каскад вторичных адрон-нуклонных взаимодействий на внутриядерных нуклонах. Множественное фоторождение пионов становится доминирующим процессом при энергии фотона выше нескольких ГэВ.

В работе [48] из экспериментальных данных по поглощению фотонов с $E_\gamma = 70$ МэВ на ядре свинца средняя энергия возбуждения остаточного ядра была оценена как $E^* = (43,4 \pm 5)$ МэВ. Как показано на рис. 3, *a*, это значение хорошо согласуется с предсказаниями МВК. Суммируя сказанное выше, отметим, что с ростом энергии фотона от области ГР до значений в несколько ГэВ природа кулоновского возбуждения ядер претерпевает эволюцию от возбуждений коллективных состояний в ядрах (таких как гигантские резонансы) до возбуждений отдельного нуклона в ядре (Δ -изобара, другие барионные резонансы и множественное рождение мезонов) (см. рис. 3). В последнем случае до 95 % энергии фотона освобождается в виде быстрых частиц, покидающих ядро. Тем не менее остаток энергии, который перехо-

Таблица 1. Каналы фоторождения мезонов на внутриядерных нуклонах, учитываемые моделью внутриядерного каскада [38], используемой в модели RELDIS

γp -взаимодействие	γn -взаимодействие
$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$	$\gamma n \rightarrow \pi^- p$ $\gamma n \rightarrow \pi^0 n$
$\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ $\gamma p \rightarrow \pi^0 \Delta^+$ $\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0$	$\gamma n \rightarrow \pi^- \Delta^+$ $\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0$ $\gamma n \rightarrow \pi^+ \Delta^-$
$\gamma p \rightarrow \eta p$ $\gamma p \rightarrow \omega p$ $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ $\gamma p \rightarrow \rho^+ n$	$\gamma n \rightarrow \eta n$ $\gamma n \rightarrow \omega n$ $\gamma n \rightarrow \rho^0 n$ $\gamma n \rightarrow \rho^- p$
$\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ $\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^+ n$	$\gamma n \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ $\gamma n \rightarrow \pi^0 \pi^- p$
$\gamma p \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 p$ $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 p$ $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0 n$ $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- n$	$\gamma n \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 n$ $\gamma n \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 n$ $\gamma n \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 p$ $\gamma n \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- p$
$\gamma p \rightarrow i\pi N$ ($4 \leq i \leq 8$) (всего 35 каналов с 4–8 пионами)	$\gamma n \rightarrow i\pi N$ ($4 \leq i \leq 8$) (всего 35 каналов с 4–8 пионами)

дит в возбуждение остаточного ядра, делает возможным испарение большого количества нейтронов. Предсказываемые каскадно-испарительно-делительно-мультифрагментационной моделью средние значения и дисперсия распределения множественности нейтронов представлены на рис. 3, *в* и *г*. Вычисленные значения хорошо согласуются с величинами, полученными в экспериментах по поглощению реальных фотонов ядром свинца [48].

Следует отметить, что на рис. 3 представлены только средние значения энергии возбуждения, в то время как небольшая часть поглощенных жестких фотонов может приводить к достаточно сильному нагреву ядра посредством прохождения сквозь него мультипионной системы. Это явление было подробно изучено в работе [30], где показано, что доля событий с большой энергией возбуждения, приводящих к мультифрагментации остаточных ядер, может быть достаточно большой, до 10–15 % от полного сечения электромагнитной диссоциации.

Другим ярким проявлением воздействия мультипионной системы на поглотившее фотон тяжелое ядро является образование широкого ансамбля остаточных ядер, возникающих после выбивания большого числа нуклонов

из ядра-мишени*. В работе [39] такие процессы были исследованы в фотопоглощении фотонов с энергиями до 4 ГэВ легкоделяющимися ядрами (Th, U и Np). С помощью модели RELDIS было показано, что большинство образующихся остаточных ядер имеют заметно меньшую вероятность деления. Действительно, вследствие потери ядром-мишенью большого числа нуклонов остаточные ядра значительно отличаются от первоначального легкоделящегося ядра. Поэтому, вопреки ожиданиям, рост энергии фотона не приводит к росту вероятности деления ядра-мишени.

2. ОДИНОЧНАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР-СНАРЯДОВ

В предыдущем разделе было показано, как в модели RELDIS вычисляется спектр эквивалентных фотонов и каким способом моделируется взаимодействие таких фотонов с ядрами. Представлены разнообразные процессы поглощения ядрами фотонов низких и высоких энергий. Теперь рассмотрим непосредственно электромагнитную диссоциацию релятивистских и ультра-релятивистских ядер.

Рассмотрим столкновения ядер с массовыми числами и зарядами (A_1, Z_1) и (A_2, Z_2) , имеющими радиусы R_1 и R_2 соответственно. В представленных на рис. 4 процессах ядро A_1 излучает один или несколько фотонов, но остается в своем основном состоянии. Напротив, поглощение фотонов ядром A_2 приводит к его переходу в возбужденное состояние A_2^* и, как правило, к разрушению ядра. Такой процесс называется электромагнитной диссоциацией ядра A_2 .

Среднее число фотонов, поглощенное ядром A_2 , в столкновении с прицельным параметром b в работе [49] вычислено как

$$m_{A_2}(b) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N_{Z_1}(E_1, b) \sigma_{A_2}(E_1) dE_1, \quad (12)$$

при этом используется спектр эквивалентных фотонов из уравнения (4) и соответствующее полное сечение $\sigma_{A_2}(E_1)$ поглощения фотонов с заданной энергией на ядре A_2 , измеренное в фотоядерных экспериментах [50–53] или предсказываемое теорией [54].

Для интересующих нас случаев столкновений ядер золота и свинца используем экспериментальные данные о полных сечениях фотопоглощения из работ [43, 45, 55, 56]. В области ГР используем набор аппроксимаций в виде

*В англоязычной литературе используется термин «photospallation reactions».

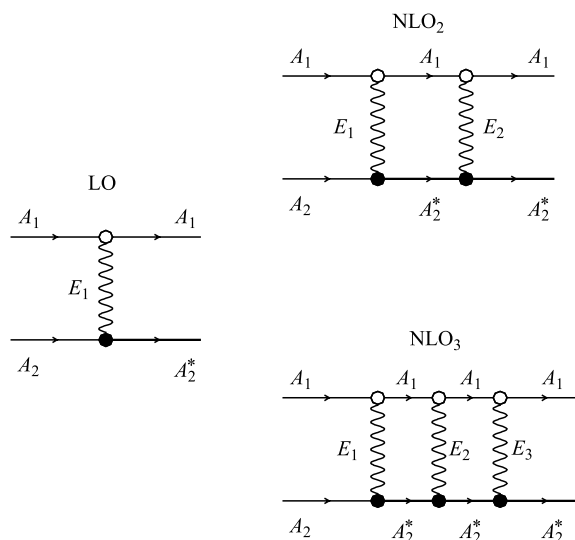


Рис. 4. Одиночная диссоциация ядер лидирующего порядка (LO) и следующих за ним порядков с обменом двумя (NLO₂) и тремя фотонами (NLO₃). Излучение фотона без изменения состояния ядра обозначено светлой вершиной, поглощение фотона с возбуждением ядра или рождением частиц — темной вершиной

лоренцевских кривых из обзора [50]. Следуя рекомендациям работы [56], полные сечения фотопоглощения, измеренные в работах [43] и [55] для ядер Au и Pb, следует умножить на 0,93 и 1,22 соответственно. В области квазидейтронного поглощения фотонов хорошим приближением для полного сечения служит выражение (11).

Выше порога фоторождения пиона, при $E_\gamma \geq 140$ МэВ, полное сечение фотопоглощения пропорционально числу нуклонов в ядре-мишени: $\sigma_A(E_\gamma) \propto A$. Такая универсальная зависимость следует, в частности, из результатов недавних измерений [52, 53]. Таким образом, сечение, приходящееся на один связанный в ядре нуклон, $\sigma_A(E_\gamma)/A$, имеет практически одинаковую величину для легких, средних и тяжелых ядер, например, C, Al, Cu, Sn, Pb, по меньшей мере до $E_\gamma \sim 3$ ГэВ. Поэтому экспериментальные данные, полученные для одного ядра, позволяют вычислить сечение для других ядер. Однако следует отметить, что в этой области энергий универсальная кривая $\sigma_A(E_\gamma)/A$ заметно отличается от экстраполяции сечений на свободных нуклонах: $(Z\sigma_{\gamma p} + N\sigma_{\gamma n})/A$ [53].

При $E_\gamma > 3$ ГэВ наблюдаются отклонения от универсальной зависимости, и, например, $\sigma_A(E_\gamma)/A$ для свинца оказывается на 20–25 % меньше этой величины для углерода [54, 57] вследствие эффекта экранирования (nuclear

shadowing effect). Для вычисления $\sigma_A(E_\gamma)$ при $E_\gamma > 3$ ГэВ использовалась теория рассеяния Глаубера–Грибова и обобщение модели векторной доминантности [54, 57]. Такой подход в целом успешно описывает данные по поглощению высокоэнергетических фотонов ядрами. Следует отметить, что эти данные имеют большие неопределенности в области $E_\gamma > 10$ ГэВ.

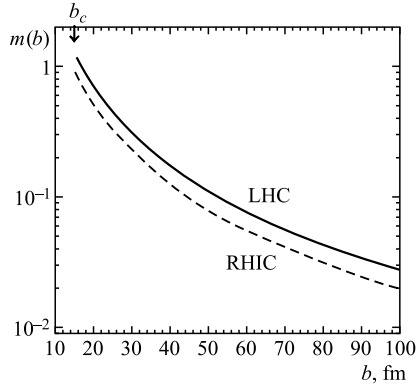


Рис. 5. Средние числа эквивалентных фотонов, поглощенных в ультрапериферических столкновениях ядер, как функции прицельного параметра [14]. Представлены значения для столкновений Au–Au при энергиях встречных пучков $100 + 100A$ ГэВ (штриховая кривая) и Pb–Pb, $2,75 + 2,75A$ ТэВ (сплошная кривая), на коллайдерах RHIC и LHC соответственно

Нижний предел интегрирования E_{\min} в выражении (12) соответствует наименьшей энергии эквивалентного фотона, при которой еще возможно разрушение ядра. Для тяжелых ядер им является порог реакции фотоэмиссии нейтрона, который составляет примерно 7 МэВ. Верхний предел интегрирования определяется величиной $E_{\max} \approx \gamma / (R_1 + R_2)$ (см. п. 1.1). Следуя работам [15, 49], предположим, что вероятность множественного поглощения фотонов контролируется распределением Пуассона со средним числом поглощенных фотонов $m_{A_2}(b)$, определяемым уравнением (12). Значения $m(b)$ представлены на рис. 5 для ультрапериферических столкновений встречных пучков ядер золота и свинца на коллайдерах RHIC и LHC соответственно.

2.1. Лидирующий порядок одиночной электромагнитной диссоциации ядер. Рассмотрим одиночную электромагнитную диссоциацию ядра A_2 , происходящую по определенному каналу распада i . Лидирующий порядок (leading order, LO) этого взаимодействия представлен диаграммой LO на рис. 4 и соответствует обмену одним фотоном. Термином «одиночная электромагнитная диссоциация» будем обозначать ультрапериферические взаимодействия, в которых регистрируется разрушение только одного из ядер. Это понятие не связано с количеством фотонов, которыми обмениваются сталкивающиеся ядра. Далее будет показано, что одиночная электромагнитная диссоциация может происходить и в результате поглощения двух или трех фотонов.

Следуя работе [49], запишем вероятность поглощения единственного фотона произвольной энергии в столкновении с прицельным параметром b :

$$P_S(b) = m_{A_2}(b) e^{-m_{A_2}(b)}, \quad (13)$$

а плотность вероятности того, что в столкновении с прицельным параметром b поглотился единственный фотон с определенной энергией E_1 , запишем как

$$q_S(E_1, b) = \frac{N_{Z_1}(E_1, b)\sigma_{A_2}(E_1)}{m_{A_2}(b)}. \quad (14)$$

Используя брэнчинг $f_{A_2}(E_1, i)$ канала i , определяемый как вероятность распада ядра A_2 по этому каналу в результате поглощения фотона с энергией E_1 , запишем парциальное сечение диссоциации $d\sigma_{A_2}^{\text{SED}}(i)/dE_1$ (single-photon electromagnetic dissociation, SED) по каналу i в ходе процесса LO с фотоном, имеющим энергию E_1 :

$$\frac{d\sigma_{A_2}^{\text{SED}}(i)}{dE_1} = 2\pi \int_{b_c}^{\infty} db b P_S(b) q_S(E_1, b) f_{A_2}(E_1, i). \quad (15)$$

Величины $f_{A_2}(E_1, i)$ вычислим методом Монте-Карло с помощью представленной в п. 1.2 каскадной модели фотоядерных реакций, объединенной с моделью испарения, деления и мультифрагментации остаточных ядер. Выбор минимального прицельного параметра b_c , который разделяет области ядерного и электромагнитного взаимодействия ядер, обсудим далее.

Для вычисления сечения электромагнитной диссоциации (LO) с распадом ядра A_2 по каналу i следует проинтегрировать (15) по энергии эквивалентного фотона

$$\sigma_{A_2}^{\text{SED}}(i) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE_1 N_{Z_1}^{\text{SED}}(E_1) \sigma_{A_2}(E_1) f_{A_2}(E_1, i), \quad (16)$$

предварительно определив спектральную функцию для электромагнитной диссоциации с обменом одним фотоном:

$$N_{Z_1}^{\text{SED}}(E_1) = 2\pi \int_{b_{\min}}^{\infty} db b e^{-m_{A_2}(b)} N_{Z_1}(E_1, b). \quad (17)$$

Отметим, что такое определение удобно тем, что позволяет вычислить (12) и (17), используя стандартные численные методы интегрирования, и затем сохранить результаты в виде таблиц для их последующей интерполяции. Вследствие дальнедействующей природы электромагнитных сил вычисление интеграла (17) требует специального подхода. Достаточная точность вычислений может быть получена посредством разделения интервала интегрирования на два интервала: $[b_{\min}, b_{\text{cut}}]$ и $[b_{\text{cut}}, \infty)$. Величина b_{cut} определяется из условия $e^{-m(b_{\text{cut}})} \approx 1$, которое позволяет пренебречь экспоненциальным фактором на втором интервале. После этого первое слагаемое в (17) находится с помощью

численного интегрирования, в то время как второе слагаемое вычисляется аналитически, давая известное выражение [33]. Последующее интегрирование в формуле (16) проводится методом Монте-Карло и дает парциальное сечение электромагнитной диссоциации в канал i .

Полное сечение электромагнитной диссоциации вычисляется с помощью (16) с заменой брэнчинга определенного канала на сумму вероятностей всех каналов, по определению равную единице: $f_{A_2}(E_1, i) \rightarrow 1$. Таким образом, произведение спектра эквивалентных фотонов и полного фотоядерного сечения определяет полное сечение. Это произведение представлено на рис. 6 в виде функции энергии эквивалентного фотона. Представленные на рис. 6 случаи электромагнитной диссоциации ядер золота и свинца будут рассмотрены ниже.

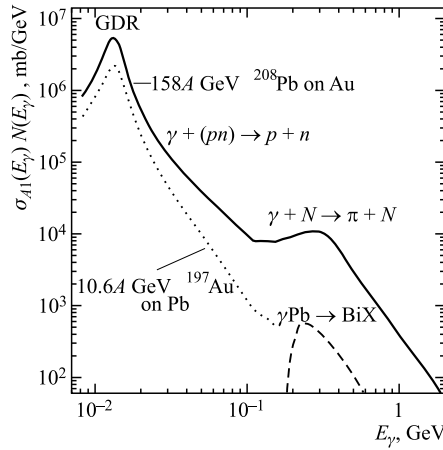


Рис. 6. Произведение спектра эквивалентных фотонов и полного фотоядерного сечения для 10,6А ГэВ ядер золота (пунктирная кривая) и 158А ГэВ ядер свинца (сплошная кривая) при взаимодействии с мишенями из свинца и золота соответственно. Обозначены области возбуждения ГР, квазидейтронного поглощения и возбуждения Δ -изобары. Для сравнения показано произведение спектра фотонов при энергии 158А ГэВ и парциального сечения фотоядерных реакций с образованием ^{83}Bi (штриховая кривая)

Для дальнейшего изложения удобно переписать (16), изменив порядок интегрирования:

$$\sigma_{A_2}^{\text{SED}}(i) = 2\pi \int_{b_c}^{\infty} db b P_{A_2}(b, i). \quad (18)$$

Здесь вероятность диссоциации A_2 в канал i при данном прицельном параметре b определена как

$$P_{A_2}(b, i) = e^{-m_{A_2}(b)} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE_1 N_{Z_1}(E_1, b) \sigma_{A_2}(E_1) f_{A_2}(E_1, i). \quad (19)$$

2.2. Процессы электромагнитной диссоциации следующих порядков.

Как показано на рис. 5, среднее количество виртуальных фотонов $m(b)$, поглощенных в столкновении с заданным прицельным параметром b , может

быть близко к единице при малых b . В этом случае пуассоновское распределение количества поглощенных фотонов дает заметную вероятность процессов с обменом двумя или тремя фотонами, которые обозначены на рис. 4 как NLO_2 и NLO_3 соответственно.

Запишем вероятность поглощения двух и только двух фотонов ядром A_2 в столкновении с прицельным параметром b :

$$P_D(b) = \frac{m_{A_2}^2(b)}{2!} e^{-m_{A_2}(b)}. \quad (20)$$

Соответственно, плотность вероятности того, что в столкновении с прицельным параметром b ядром A_2 поглощаются два фотона с энергиями E_1 и E_2 , определяется как

$$q_D(E_1, E_2, b) = \frac{N_{Z_1}(E_1, b)\sigma_{A_2}(E_1)N_{Z_1}(E_2, b)\sigma_{A_2}(E_2)}{m_{A_2}^2(b)}. \quad (21)$$

Это позволяет записать парциальное сечение $d^2\sigma^{\text{DED}}/dE_1dE_2$ (double-photon electromagnetic dissociation, DED) диссоциации ядра A_2 в канал i в результате процесса NLO_2 с обменом двумя фотонами с энергиями E_1 и E_2 :

$$\frac{d^2\sigma_{A_2}^{\text{DED}}(i)}{dE_1dE_2} = 2\pi \int_{b_{\min}}^{\infty} db b P_D(b) q_D(E_1, E_2, b) f_{A_2}(E_1, E_2, i). \quad (22)$$

Здесь брэнчинг $f_{A_2}(E_1, E_2, i)$ канала i обозначает вероятность распада ядра A_2 по этому каналу в результате поглощения двух фотонов. Величины $f_{A_2}(E_1, E_2, i)$ также вычисляются с помощью каскадно-испарительно-делительно-мультифрагментационной модели, представленной выше в п. 1.2. Для этого методом Монте-Карло моделируется поглощение двух фотонов в каждом событии фотопоглощения.

Интегрирование по E_1 и E_2 дает сечение процесса NLO_2 с распадом A_2 по каналу i :

$$\sigma_{A_2}^{\text{DED}}(i) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE_1 dE_2 \mathcal{N}_{Z_1}^{\text{DED}}(E_1, E_2) \sigma_{A_2}(E_1) \sigma_{A_2}(E_2) f_{A_2}(E_1, E_2, i), \quad (23)$$

где определена спектральная функция

$$\mathcal{N}_{Z_1}^{\text{DED}}(E_1, E_2) = \pi \int_{b_c}^{\infty} db b e^{-m_{A_2}(b)} N_{Z_1}(E_1, b) N_{Z_1}(E_2, b). \quad (24)$$

По аналогии с вычислением (17) область интегрирования в выражении (24) можно разделить величиной b_{cut} на два интервала. При $b > b_{\text{cut}}$ и, соответственно, при $x \gg 1$ используется асимптотика

$$K_1(x) \approx \sqrt{\pi/2x} e^{-x}, \quad (25)$$

которая после интегрирования дает специальную функцию, известную как экспоненциальный интеграл. Описанные выше методы вычисления (17) и (24) позволяют получить достаточную точность результата при небольшом количестве узлов интегрирования в широком диапазоне прицельных параметров b .

Процесс с тремя фотонами представлен на рис. 4 и обозначен как NLO_3 . Выражения, аналогичные $\sigma_{A_2}^{\text{DED}}(i)$, можно получить и для вероятности канала распада i в процессах с тремя и даже четырьмя фотонами. Здесь приведем только полное сечение одиночной электромагнитной диссоциации с обменом тремя или более фотонами, соответствующее процессам NLO_{3+} , которое записывается как сумма членов $[m_{A_2}^n(b)/n!]$ для $n \geq 3$ (см. [14]):

$$\sigma_{A_2}^{\text{TED}} = 2\pi \int_{b_c}^{\infty} db b e^{-m_{A_2}(b)} \sum_{n=3}^{\infty} \frac{m_{A_2}^n(b)}{n!}. \quad (26)$$

Поскольку вероятность столкновения ядер без обмена фотонами составляет $\exp[-m_A(b)]$, то сумма вкладов всех процессов с обменом фотонами в работе [58] была записана как

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{ED}} = 2\pi \int_{b_c}^{\infty} db b [1 - e^{-m_A(b)}]. \quad (27)$$

Для моделирования процессов с обменом одним и двумя фотонами был разработан специализированный компьютерный код RELDIS, использующий метод Монте-Карло. Процесс вычислений начинается с табулирования значений спектральных функций (17) и (24). После этого вычисляются полные сечения электромагнитной диссоциации σ^{SED} и σ^{DED} . Соотношение между этими величинами определяет те доли событий с поглощением одного и двух фотонов из общего их числа, которые будут сгенерированы в ходе последующего моделирования фрагментации методом Монте-Карло. Каскадно-испарительно-делительно-мультифрагментационная модель используется для моделирования заданного числа событий взаимодействия эквивалентных фотонов с ядром. Энергии фотонов в одно- и двухфотонных событиях разыгрываются согласно спектральным функциям (17) и (24) соответственно. Вычисления проводятся в системе покоя поглощающего фотон ядра с последующим лоренц-преобразованием четырехимпульсов рожденных частиц в лабораторную систему. После набора необходимого числа событий накопленные при

гистограммировании значения умножаются на σ^{SED} и σ^{DED} для получения абсолютных величин сечений диссоциации в определенные каналы или инклюзивных сечений рождения частиц в процессах электромагнитной диссоциации.

В табл. 2 приведены полные сечения одиночной электромагнитной диссоциации ядер золота и свинца на коллайдерах RHIC и LHC. Поскольку плотность потока эквивалентных фотонов пропорциональна Z^2 налетающего ядра, то следует ожидать больших величин σ^{SED} в случае ультрапериферических взаимодействий тяжелых ядер. Действительно, сечения электромагнитной диссоциации ядер свинца, ускоренных на коллайдере LHC, почти в 30 раз превосходят сечения адронных взаимодействий ядер, что является отражением дальнедействующего характера электромагнитного взаимодействия.

Таблица 2. Полные сечения (в барнах) одиночной электромагнитной диссоциации в Au–Au- и Pb–Pb-столкновениях на коллайдерах RHIC и LHC, вычисленные с помощью модели RELDIS [32] и в работах [11, 28, 58]. Приведены сечения процессов LO и NLO₂ и их сумма. Для сравнения даны полные сечения адронных взаимодействий ядер, вычисленные с помощью модели abrasion–ablation

Энергия, А ГэВ, столкновение	Вид фрагментации	σ^{SED} (LO)	σ^{DED} (NLO ₂)	Сумма
65 + 65 Au–Au	Одиночная электромагнитная диссоциация	82	1,78	83,8
	Адронное взаимодействие	—	—	7,29
100 + 100 Au–Au	Одиночная электромагнитная диссоциация	93,2	1,86	95,1 88 [11] 95 [28]
	Адронное взаимодействие	—	—	7,29 7,09 [58]
2,75 + 2,75 Pb–Pb	Одиночная электромагнитная диссоциация	212	3	215 214 [11] 220 [28]
	Адронное взаимодействие	—	—	7,88

2.3. Эмиссия нейтронов ядрами золота и свинца в фотоядерных реакциях. Точность вычисления сечений парциальных каналов электромагнитной диссоциации $\sigma_A^{\text{SED,DED}}(i)$ определяется, среди других факторов, и достоверностью входящих в выражения (16) и (23) величин $\sigma_A(E_\gamma)f_A(E_\gamma, i)$ парци-

альных сечений различных каналов фотоядерных реакций. Как показано на рис. 6, область ГР дает главный вклад в $\sigma_A^{\text{SED,DED}}(i)$, во-первых, в результате доминирования низкоэнергетической части спектра эквивалентных фотонов, и, во-вторых, больших величин сечений фотоядерных реакций в области ГР. Для тяжелых ядер следует ожидать доминирования эмиссии нейтронов, так как эмиссия заряженных частиц подавлена высоким кулоновским барьером.

Можно оценить неопределенности данных фотоядерных экспериментов, сравнивая между собой результаты независимых экспериментов или сопоставляя экспериментальные данные с предсказаниями общепризнанных теоретических моделей. На протяжении многих лет фотонейтронные сечения для многих ядер-мишеней были измерены в Сакле [43, 45, 48] и Ливерморе [55]. Эти сечения затем были собраны и систематизированы в получивших широкую известность работах [50, 51].

Для интересующих нас ядер ^{197}Au и ^{208}Pb подробные данные были получены в основном для реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$, в то время как реакции $(\gamma, 3n)$ и $(\gamma, 4n)$ изучены менее подробно, см. работы [43, 55]. Измерения были проведены в области энергий $6 \leq E_\gamma \leq 35$ МэВ, где доминирует ГР (рис. 7 и 8). Поскольку эмиссия $p, d, {}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ тяжелыми ядрами подавлена высокими кулоновскими барьерами, сумма парциальных сечений для всех множественностей нейтронов $\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \sigma(\gamma, 4n)$ близка к полному сечению фотопоглощения. В экспериментах [43, 45, 48, 55] заряженные частицы не регистрировались, поэтому каждое из измеренных сечений $\sigma(\gamma, in)$ эмиссии i нейтронов является инклюзивным и включает небольшой вклад каналов с эмиссией заряженных частиц, таких как $(\gamma, in p)$, $(\gamma, in 2p)$. При этом существованием каналов (γ, p) , $(\gamma, 2p)$ пренебрегалось. Как показано в работе [45], это приводило к небольшой систематической ошибке $\sim 3-5\%$ в определении полного сечения фотопоглощения.

В Сакле [45, 48] измерялись средние характеристики реакции фотопоглощения на ^{208}Pb , такие как среднее значение и ширина распределения нейтронов по множественности (см. рис. 3). Измерения проводились при энергиях $35 \leq E_\gamma \leq 140$ МэВ, где доминирует квазидейтронный механизм. Кроме того, были измерены выходы нейтронов $\sum_{i \geq 1} i \sigma(\gamma, in)$ и сечения эмиссии не менее j нейтронов $\sum_{i \geq j} i \sigma(\gamma, in)$.

Насколько известно автору, измерения фотонейтронных сечений и множественностей для ядра ^{197}Au при $E_\gamma > 30$ МэВ напрямую не проводились. Единственная модельно-зависимая оценка средней множественности фотонейтронов была получена в работе [59] из измерений средней энергии возбуждения ^{197}Au при $160 \leq E_\gamma \leq 250$ МэВ.

На рис. 7 и 8 демонстрируется в целом хорошее согласие между данными по реакции (γ, n) , полученными в Сакле и Ливерморе. Некоторое несоответ-

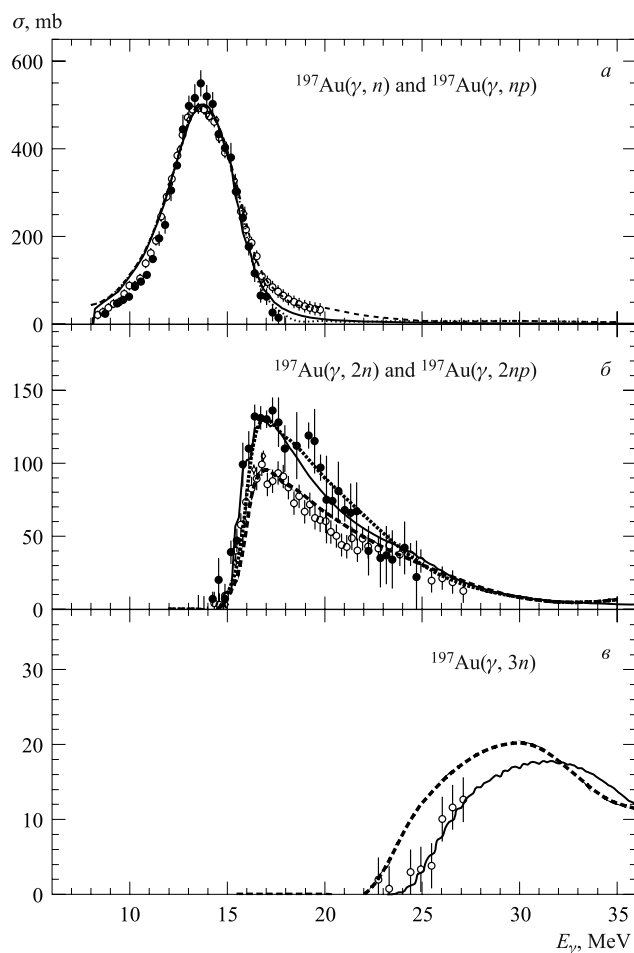


Рис. 7. Фотонейтронные сечения для золота [32]. Светлые и темные кружки обозначают данные Сакле [43] и Ливермора [55] соответственно, скорректированные по методу работы [56]. Результаты кода GNASH представлены сплошными линиями. Результаты кода RELDIS даны штриховыми и пунктирными кривыми соответственно для вариантов расчета, включающих и пренебрегающих прямой реакцией $1n$ -эмиссии

ствие наблюдается только в высоте пика ГР ($\sim 3\%$ для ^{197}Au и $\sim 20\%$ для ^{208}Pb) и на правом крыле резонанса, где процессы (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ конкурируют друг с другом. Большие разногласия отмечаются в сечениях $(\gamma, 2n)$, измеренных в различных экспериментах, как в форме энергетической зависимости, так и в абсолютной величине. Для ^{208}Pb расхождения достигают $\sim 50\%$.

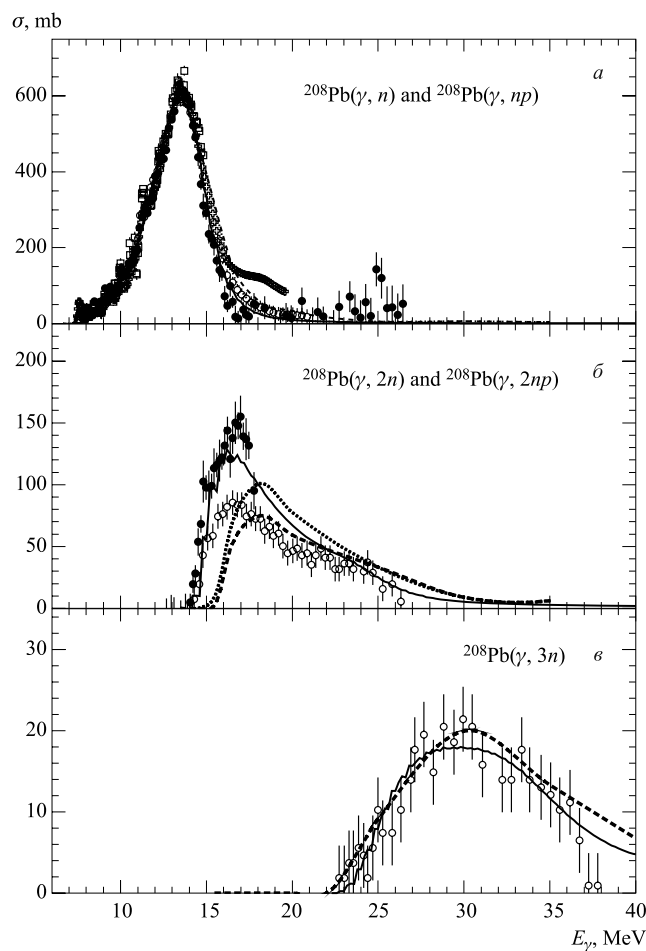


Рис. 8. Фотонейтронные сечения для свинца [32]. Светлые и темные кружки обозначают данные Сакле [43] и Ливермора [55] соответственно, скорректированные по методу работы [56]. Крестики представляют данные из работы [62], квадраты — оцененные данные из работы [63]. Остальные обозначения идентичны рис. 7

Было выполнено несколько оценок фотоядерных данных и повторных измерений для устранения имеющихся разногласий. В работе [60] было отмечено, что полные выходы фотонейтронов $\sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n)$, измеренные в Сакле и Ливерморе, хорошо согласуются друг с другом. Это наблюдение позволило сделать вывод, что разногласия в фотонейтронных сечениях, измеренных в этих лабораториях, связаны с различиями в процедурах

сортировки событий по множественности нейтронов, которые использовались в Сакле и Ливерморе. В работе [60] сделан вывод, что в результате несовершенства такой процедуры в Сакле часть событий $(\gamma, 2n)$ была ошибочно интерпретирована как пары событий (γ, n) .

Новые измерения, выполненные в Ливерморе в 1987 г. [56], показали, что как нормировки более ранних данных Ливермора [55], так и нормировки данных Сакле [43] должны быть изменены. В частности, результаты Сакле [43] как для ^{197}Au , так и для ^{208}Pb рекомендовано умножить на 0,93, что и производится при использовании фотоядерных данных в RELDIS. Отметим, что данная поправка не является общепринятой и, в частности, авторы работ [28, 58, 61] используют данные Сакле без исправления их нормировки.

Новые измерения сечения $(\gamma, 2n)$ были представлены в работе [56] для ^{197}Au и ^{208}Pb . С одной стороны, эти новые результаты по реакции $(\gamma, 2n)$ для ^{197}Au оказались практически такими же, как данные Сакле по $(\gamma, 2n)$, поэтому предположения авторов работы [60] относительно недостоверности процедуры сортировки событий по множественности не нашли достаточного подтверждения. С другой стороны, последние данные [56] получены только для энергий фотонов всего на несколько МэВ выше порога $(\gamma, 2n)$, поэтому предположения, сделанные в работе [60], не могут быть полностью отвергнуты.

Одни из самых последних измерений сечения (γ, n) для ^{208}Pb были выполнены в Саратовском университете и представлены в работе [62], где была детально исследована тонкая структура низкоэнергетической части ГР. Фотонейтронные сечения были получены из кривых выходов нейтронов методом статистической регуляризации.

Оценка сечения (γ, n) для ^{208}Pb была выполнена в Московском университете [63] с помощью метода статистической редукции. Вследствие систематических ошибок в калибровке и нормировке интегральные характеристики измеренных сечений (γ, n) (интеграл по энергии, среднее и другие моменты энергетической зависимости) оказываются различными в различных экспериментах [43, 45, 55]. Используя метод статистической редукции, авторы работы [63] ввели перенормировку как абсолютной величины сечений, так и их энергетической шкалы. Это позволило восстановить согласие между интегральными характеристиками сечений (γ, n) , измеренных в разных лабораториях.

Представленные на рис. 8 данные о реакции (γ, n) на ^{208}Pb из работ [62, 63] находятся в хорошем согласии с перенормированными данными Сакле [43] вплоть до порога $(\gamma, 2n)$. К сожалению, реакция $(\gamma, 2n)$ в работах [62, 63] не исследовалась.

Можно сделать вывод, что парциальные сечения каналов электромагнитной диссоциации ультрарелятивистских ядер ^{197}Au и ^{208}Pb не могут быть

вычислены только с использованием результатов измерений фотонейтронных сечений в экспериментах с реальными фотонами. Дополнительная информация о фоторасщеплении ядер эквивалентными фотонами в широком диапазоне энергий ($E_{\min} \leq E_\gamma \leq E_{\max}$) может быть получена с использованием теоретических моделей. Это особенно актуально для каналов с большой множественностью нейтронов (≥ 3) и для каналов, где помимо нейтронов присутствуют заряженные частицы p , d , t и α .

Известно, что модель GNASH [64] успешно описывает эмиссию нейтронов при облучении ядер фотонами [65]. Однако, поскольку процесс фотопоглощения моделируется только через возбуждение гигантского дипольного резонанса или через квазидейтронное поглощение, то область применения модели ограничена сверху порогом фоторождения пиона: $E_\gamma \leq 140$ МэВ.

Полное сечение поглощения фотона ядром в модели GNASH записывается в виде [65]

$$\sigma_A(E_\gamma) = \sigma_{\text{GDR}}(E_\gamma) + \sigma_{\text{QD}}(E_\gamma), \quad (28)$$

где сечение ГДР σ_{GDR} задается лоренцевскими кривыми с параметрами из работы [51], включая поправки из работы [56]. Сечение квазидейтронного поглощения σ_{QD} в модели GNASH вычисляется аналогично модели Левинжера через экспериментальное сечение фоторасщепления дейтрона σ_d [66]:

$$\sigma_{\text{QD}}(E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} \sigma_d(E_\gamma) F(E_\gamma), \quad (29)$$

где N , Z и A обозначают соответственно число нейтронов, протонов и массовое число поглощающего фотон ядра. Параметр Левинжера L принят равным 6,5. Принцип запрета Паули, который действует в отношении поглотивших фотон протона и нейтрона, эффективно уменьшает сечение фотопоглощения по сравнению с сечением на свободном дейтроне, $\sigma_d(E_\gamma)$, что учитывается с помощью фактора $F(E_\gamma)$. В работе [66] $F(E_\gamma)$ был вычислен как многомерный интеграл, который в области энергий 20–140 МэВ аппроксимировался полиномиальным выражением

$$F(E_\gamma) = 8,3714 \cdot 10^{-2} - 9,8343 \cdot 10^{-3} E_\gamma + 4,1222 \cdot 10^{-4} E_\gamma^2 - \\ - 3,4762 \cdot 10^{-6} E_\gamma^3 + 9,3537 \cdot 10^{-9} E_\gamma^4 \quad (30)$$

или экспонентой вне этого интервала

$$F(E_\gamma) = \begin{cases} \exp(-73,3/E_\gamma), & E_\gamma < 20 \text{ МэВ}, \\ \exp(-24,2/E_\gamma), & E_\gamma > 140 \text{ МэВ}. \end{cases}$$

Таким образом, $F(E_\gamma)$ стремится к нулю при малых E_γ , приближается к единице при больших E_γ и согласуется с выражением (30) при 20 и 140 МэВ [65].

Для сечения фоторасщепления дейтрона используется параметризация

$$\sigma_d(E_\gamma) = 61,2(E_\gamma - 2,224)^{3/2}/E_\gamma^3, \quad (31)$$

где E_γ выражается в МэВ, а σ_d — в мб, так же как и в предыдущих выражениях.

Вероятность поглощения фотона ядром вычисляется моделью GNASH с использованием выражений для полного сечения (28)–(30), а сама предравновесная эмиссия нуклонов как результат поглощения описывается экситонной моделью [64, 65]. По квазидейтронной модели фотон поглощается на паре скоррелированных внутриядерных нуклонов, поэтому начальная частично-дырочная конфигурация выбирается в виде $2p1h$ [65], а не $2p2h$, что соответствовало бы отсутствию корреляции между поглощающими нуклонами. Наконец, после достижения ядерной системой равновесия моделируется последовательное испарение частиц по методу Хаузера–Фешбаха [65].

Результаты модели GNASH для сечений (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ также представлены на рис. 7 и 8 для ядер ^{197}Au и ^{208}Pb соответственно. Экспериментальные данные по реакциям (γ, n) и $(\gamma, 3n)$ достаточно хорошо описываются теорией. Принимая во внимание расхождения результатов различных экспериментов по измерению сечений $(\gamma, 2n)$, можно отметить, что результаты GNASH попадают между экспериментальными результатами Сакле [43] и Ливермора [55] для ^{208}Pb . Результаты GNASH для реакции $(\gamma, 2n)$ на ^{197}Au оказываются достаточно близки к данным Ливермора [55]. В целом наблюдается хорошее согласие результатов GNASH и фотоядерных экспериментов [43, 55].

Полное сечение $\sigma_A(E_\gamma)$ и брэнчинги каналов фотопоглощения $f_A(E_\gamma, i)$, вычисленные с помощью модели GNASH, могут быть использованы для вычисления сечений электромагнитной диссоциации. Ограничение $E_\gamma < E_{\max} = 140$ МэВ, которое имеется в этой модели для фотоядерных реакций, оказывает влияние на результат и будет изучено в пп. 4.1 и 4.2.

Отметим, что возбуждение и последующий распад составного ядра (компаунд-ядра) не является единственным механизмом излучения нейтронов при взаимодействии фотонов с тяжелыми ядрами в области ГР. Известно, что ГР описывается теорией как когерентная суперпозиция частично-дырочных $1p1h$ -возбуждений. Частица или дырка могут взаимодействовать с другим нуклоном и создать $2p2h$ -возбуждение. Далее возникают состояния $3p3h, 4p4h, \dots$, что приводит к формированию системы в статистическом равновесии — компаунд-ядра. Однако вместо такой эволюции к статистическому равновесию коллективное $1p1h$ -состояние может распадаться с испусканием нуклона и переходом в низколежащее состояние компаунд-ядра с дополнительной дыркой (см., например, работу [67]). В результате прямой $1n$ -эмиссии энергия возбуждения ядра падает настолько, что излучение

второго нейтрона становится невозможным. Поэтому реакция $(\gamma, 2n)$ в присутствии прямого механизма оказывается заметно подавленной по отношению к чисто статистическому описанию ГР.

Несмотря на то, что гигантский дипольный резонанс в ядре ^{208}Pb распадается преимущественно после достижения статистического равновесия, в экспериментальной работе [68] было обнаружено также присутствие определенной доли прямой эмиссии нейтронов. В таких прямых процессах излучается быстрый нуклон, а ядро-остаток ^{207}Pb имеет полную энергию возбуждения менее 3 МэВ (см. работу [68]). Другое указание на существование прямой эмиссии нейтронов в фотопоглощении на ядрах Au и Pb было дано в работе [43] на основе анализа конкуренции между каналами $1n$ и $2n$. Это подтвердило результаты более ранних экспериментов [69] и [70], где производились измерения спектров нейтронов в фотопоглощении на тех же ядрах. Избыток быстрых нейтронов с кинетическими энергиями ≥ 4 МэВ по сравнению с предсказаниями статистической модели распада ГР убедительно показал наличие прямой эмиссии нуклонов.

В работе [67] доля прямых процессов в распаде ^{208}Pb с энергией возбуждения $10 < E^* < 30$ МэВ была оценена количественно. Интересно отметить, что вне этого диапазона вклад прямых процессов оценивался как незначительный. Следуя работе [43], в модели RELDIS доля прямых механизмов излучения нейтронов оценивается как $P_n^{\text{dir}} = 0,31$ и $0,26$ для Au и Pb соответственно. Такие значения неплохо согласуются с современными теоретическими результатами из работы [71], в которой показано, что соотношение между вкладами прямой и статистической эмиссии нейтронов ядром ^{208}Pb в области ГДР составляет $\sim 0,1$. В модели RELDIS углы вылета нейтронов Θ в ходе прямой эмиссии разыгрываются в соответствии с аппроксимацией $W(\Theta) = A + B \sin^2 \Theta$ из работы [70]. Предполагается, что прямая $1n$ -эмиссия происходит при энергиях возбуждения $7 \leq E^* \leq 22$ МэВ.

Поскольку принятые моделью RELDIS вероятности прямой эмиссии P_n^{dir} имеют некоторые неопределенности, дополнительно была изучена чувствительность результатов к величине P_n^{dir} . Часть вычислений была проведена без учета прямой эмиссии с $P_n^{\text{dir}} = 0$ (см. рис. 7, 8). Как показано на рис. 7, сечения $(\gamma, 2n)$ на золоте, вычисленные RELDIS с $P_n^{\text{dir}} = 0,31$, оказываются достаточно близкими к измерениям Сакле. При этом результаты Ливермора [55] лучше описываются при $P_n^{\text{dir}} = 0$. Таким образом, разница в результатах RELDIS для парциальных фотонейтронных сечений, полученных с $P_n^{\text{dir}} = 0$ и $P_n^{\text{dir}} = 0,31$, примерно соответствует уровню неопределенностей в данных фотоядерных экспериментов.

2.4. Электромагнитная диссоциация ядер с эмиссией нейтронов. Экспериментальные данные по фрагментации ядер золота под действием ядер ^{208}Pb с энергией 158 А ГэВ [72] подтверждают, что доминирующим каналом электромагнитной диссоциации тяжелых ядер является эмиссия нейтронов.

В эксперименте [72] непосредственно изучалась эмиссия ядром-мишенью ^{197}Au в точности одного и в точности двух нейтронов (без эмиссии других частиц). Результаты RELDIS, учитывающие процессы LO и NLO₂, сравниваются с экспериментальными данными [72] в табл. 3. Вычисления проводились с учетом и без учета прямой эмиссии нейтронов при $P_n^{\text{dir}} = 0,31$ и $P_n^{\text{dir}} = 0$ соответственно. Результаты, полученные с $P_n^{\text{dir}} = 0,31$, лучше согласуются с экспериментом, и улучшение особенно заметно для канала $2n$. Именно это значение P_n^{dir} будет использоваться далее. Предсказания модели abrasion–ablation (см. п. 3.3) также согласуются с экспериментом.

Таблица 3. Парциальные сечения фрагментации (в барнах) ядра-мишени ^{197}Au под действием ядер свинца с энергией 158А ГэВ [32]. Приведены результаты модели RELDIS и модели abrasion. В скобках указаны результаты RELDIS без учета прямой $1n$ -эмиссии. Экспериментальные значения взяты из работы [72]

Канал диссоциации	$\sigma^{\text{SED}}(i) + \sigma^{\text{DED}}(i)$		$\sigma^{\text{nuc}}(i)$		Все процессы	
	Эксперимент	RELDIS	Эксперимент	Abrasion-модель	Эксперимент	Теория
$i = 1n$ $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{196}\text{Au} + n$	$26,4 \pm 4,0$	26,96 (25,09)	$0,3 \pm 0,1$	0,43	$26,7 \pm 4,0$	27,39 (25,52)
$i = 2n$ $^{197}\text{Au} \rightarrow ^{195}\text{Au} + 2n$	$4,6 \pm 0,7$	4,57 (6,39)	$0,13 \pm 0,4$	0,13	$4,7 \pm 0,7$	4,70 (6,52)

Эмиссия нейтронов ядрами свинца в столкновениях с фиксированными мишенями при энергии 30А ГэВ изучалась в эксперименте [73], результаты которого представлены на рис. 9, а вместе с результатами RELDIS.

Условия эксперимента [73] позволили выделять нейтроны с малыми поперечными импульсами, которые излучаются вперед по направлению пучка в результате электромагнитных возбуждений ядер, что подтверждается характерной квадратичной зависимостью экспериментальных сечений эмиссии нейтронов от заряда ядра-мишени Z_T . Действительно, σ/Z_T^2 практически не зависит от Z_T , как это и следует ожидать для электромагнитных процессов (рис. 9, б). Наблюдаются небольшие отклонения σ/Z_T^2 от постоянной величины вследствие зависимости максимальной энергии эквивалентных фотонов от радиуса ядра-мишени $E_{\text{max}} = \gamma/R_T$, который, в свою очередь, зависит от Z_T . Например, в модели RELDIS $E_{\text{max}} = 0,57$ ГэВ для диссоциации Pb на Al, в то время как $E_{\text{max}} = 0,42$ ГэВ в Pb–Pb-столкновениях. Как видно из рис. 9, б, это приводит к небольшому ($\sim 10\%$) увеличению σ/Z_T^2 для легких мишеней. В целом измеренные сечения эмиссии нейтронов успешно описываются моделью RELDIS.

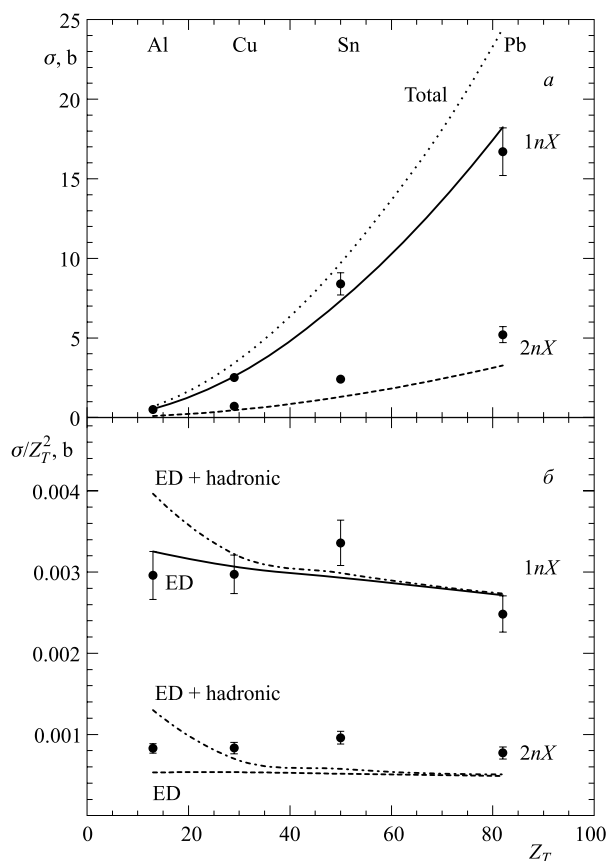


Рис. 9. *а*) Сечения эмиссии вперед одного и двух нейтронов ядрами свинца с энергией 30А ГэВ в результате взаимодействия с мишенями Al, Cu, Sn и Pb (точки, измерения работы [73]). Приведены результаты модели RELDIS для полного сечения одиночной электромагнитной диссоциации (пунктирная линия), для сечения 1*nX*-эмиссии (сплошная), для 2*n*-эмиссии (штриховая) как функции заряда ядра-мишени Z_T . *б*) Расчетные и экспериментальные значения сечений 1*nX* и 2*nX* после их деления на Z_T^2 . Рисунок из работы [73]

2.5. Взаимодействия ядер, приводящие к потере ими части заряда.

Предсказываемые моделью RELDIS сечения изменения заряда ядер ^{208}Pb с энергией 158А ГэВ в результате их *одиночной* диссоциации на ядрах свинца представлены на рис. 10 вместе с результатами измерений из работы [74]. В вычислениях электромагнитной диссоциации учитывались процессы с одним (LO) и двумя фотонами (NLO₂), изображенные на рис. 4. Сечения фрагмен-

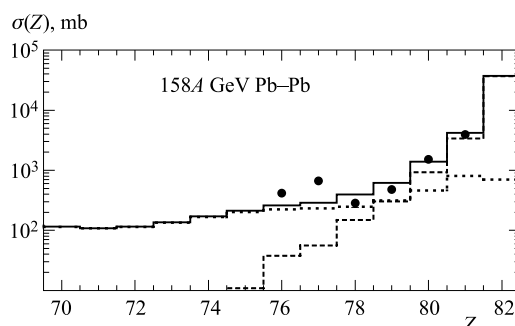


Рис. 10. Сечения изменения заряда для ядер ^{208}Pb с энергией 158.4 ГэВ на свинцовой мишени [32]. Результаты модели RELDIS для электромагнитной диссоциации и модели abrasion–ablation для фрагментации в результате сильного взаимодействия представлены штриховой и пунктирной гистограммами соответственно. Сплошная гистограмма представляет их сумму, которая сравнивается с экспериментальными данными из работы [74] (точки)

тации ядер в результате сильного взаимодействия были получены с помощью простой модели abrasion–ablation. Отметим, что адронная фрагментация ядер протекает как взаимное разрушение ядер, поэтому описание модели abrasion–ablation будет дано в п. 3.3 разд. 3, посвященного взаимной диссоциации ядер.

Потеря ядром протонов в результате фрагментации обычно сопровождается и потерей нейтронов. Результаты расчетов для $Z = 82$ соответствуют взаимодействиям, где ядро ^{208}Pb теряет только нейтроны. Поскольку методика эксперимента [74] не позволяла отличить вторичные ядра с $Z = 82$ от ядер пучка, то сечения для $Z = 82$ измерены не были. Как видно из рис. 10, электромагнитная диссоциация доминирует над адронной для процессов с потерей одного, двух и трех протонов, а расчетные значения для этих каналов хорошо согласуются с экспериментом [74].

2.6. Электромагнитные процессы, приводящие к увеличению заряда ядра. В предыдущем пункте показано, что эмиссия нейтронов в результате электромагнитных взаимодействий может сопровождаться потерей протонов. Это приводит к образованию ядер других элементов с зарядами, меньше заряда ядер пучка. Выбивание протонов из ядер происходит и в результате сильных взаимодействий.

С другой стороны, результатом столкновения ядер может стать *увеличение* заряда одного из них. В результате сильного взаимодействия остаточное ядро приобретает дополнительные протоны несколькими способами. Перенос протона из одного ядра-партнера по столкновению в другое возможен при малых кинетических энергиях сталкивающихся ядер (сравнимых с энергией ферми-движения внутриядерных нуклонов). Напротив, при релятивистских энергиях

сталкивающихся ядер сферы их ферми-импульсов не перекрываются, и перенос нуклона из одного ядра в другое становится невозможен.

В периферических столкновениях релятивистских ядер появление в них дополнительных протонов связано с возбуждением в нуклон-нуклонных столкновениях Δ -резонанса и его последующим распадом: $n \rightarrow \Delta^0 \rightarrow p + \pi^-$ [79]. Увеличение заряда ядра-остатка происходит вследствие захвата им протона и вылета π^- из ядра. Такие процессы могут сопровождаться эмиссией нейтронов.

На рис. 11 представлены измеренные в работах [78, 80, 81] сечения подхвата заряда $\sigma(\Delta Z = +1)$ в зависимости от энергии налетающего ядра и массы ядра-мишени. В диапазоне энергий от 0,5 до 10A ГэВ эти сечения плавно уменьшаются с ростом энергии, что успешно отражает аппроксимация из работы [77], в которой используется энергетическая зависимость (p, xn) -сечения и которая зависит от количества протонов Z_T в ядре-мишени.

В этом диапазоне энергий сечения $\sigma(\Delta Z = +1)$ слабо зависят от массового числа ядра-мишени A_T , что описывается степенной зависимостью $\sigma(\Delta Z = +1) \propto A_T^\kappa$, где $\kappa = 0,223 \pm 0,005$ [81]. В работе [77] было принято, что $\sigma(\Delta Z = +1)$ остается постоянной выше $\sim 4A$ ГэВ, поэтому можно экстраполировать такое поведение сечения до $\sim 100A$ ГэВ. Такая аппроксимация предполагает, что реакция $NN \rightarrow N\Delta$ является основным механизмом, увеличивающим число протонов в ядре, а электромагнитные возбуждения не вносят никакого вклада в $\sigma(\Delta Z = +1)$.

Однако, как показывают экспериментальные данные [75, 76], после прохождения ядер свинца с энергией 158A ГэВ через различные мишени ядра висмута образуются с заметной вероятностью. В работах [75, 76] впервые дано объяснение этого эффекта. Было показано, что учет моделью RELDIS возбуждения Δ -изобары на нуклонах виртуальными фотонами и, в частности, канала фоторождения отрицательного пиона на нейтроне $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ позволяет успешно описать измеренную величину сечения $\sigma(\Delta Z = +1)$. Образование ядер висмута происходит в результате последующего захвата остаточным ядром протона и вылета из ядра π^- .

Действительно, для ионов с меньшей энергией ($\gamma \leq 10$) вклад электромагнитных процессов в сечение перезарядки пренебрежимо мал, так как максимальная энергия эквивалентных фотонов не превышает порога фоторождения пионов. Напротив, при энергии ионов 158A ГэВ существенная часть спектра эквивалентных фотонов превышает этот порог. Как показано на рис. 6, фотовозбуждение гигантских резонансов и квазидейтронное поглощение фотонов доминируют при любых энергиях, но возбуждение Δ -резонанса становится существенным при 158A ГэВ.

Как видно из рис. 11, результаты RELDIS успешно описывают экспериментальные данные [75, 76] и доказывают необходимость учета вклада электромагнитных возбуждений в сечение $\sigma(\Delta Z = +1)$ при более высоких энер-

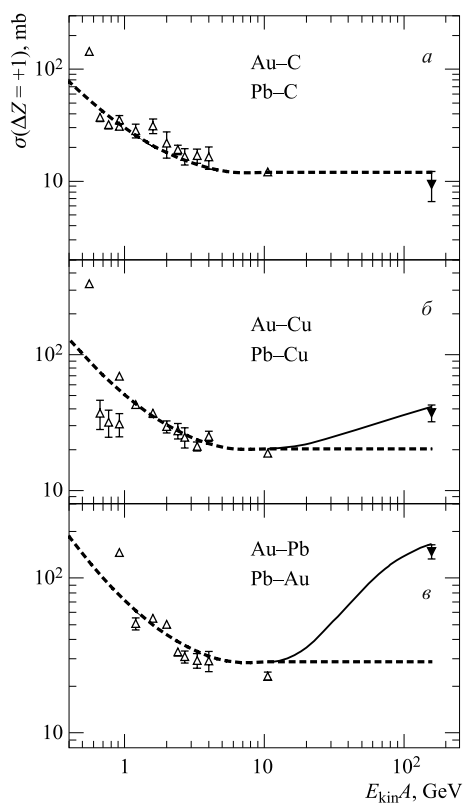


Рис. 11. Энергетическая зависимость сечений подхвата заряда ядрами Au и Pb в столкновениях с ядрами C (а), Cu (б), Au и Pb (в) [75]. Экспериментальные данные из работ [78,80,81] для ядер Au при энергиях до 10,6А ГэВ показаны светлыми треугольниками, данные для ядер Pb при 158А ГэВ из работ [75,76] — темными треугольниками. Результаты аппроксимации из работы [77] отмечены штриховыми линиями. Сплошные линии показывают сумму результатов аппроксимации [77] и электромагнитного вклада в процессы подхвата заряда, который вычислен с помощью модели RELDIS

гиях. Сечение ($\Delta Z = +1$) падает до энергии $10A$ ГэВ, но потом начинает расти вследствие открытия каналов $\gamma N \rightarrow \pi N$. Таким эффектом можно пренебречь только при взаимодействии свинца с самыми легкими мишенями, например с углеродом, где мал вклад электромагнитных процессов. Поэтому их вклад (~ 1 мб) в $\sigma(\Delta Z = +1)$ на рис. 11, а практически незаметен.

Сечения подхвата заряда ($\Delta Z = +1$) ядрами золота и свинца в зависимости от атомного номера Z_T ядра-мишени, которые были измерены в работах [78, 82] и [75, 76] соответственно, представлены на рис. 12. Вклады

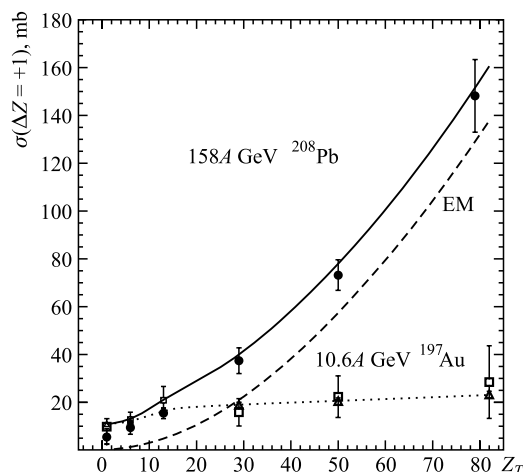


Рис. 12. Сечения подхвата заряда ($\Delta Z = +1$) ядрами золота и свинца в зависимости от атомного номера Z_T ядра-мишени [76]. Экспериментальные данные из работ [75, 76] для ядер свинца с энергией 158.4 ГэВ обозначены кружками. Сплошная кривая представляет сумму электромагнитного вклада в сечение $\Delta Z = +1$ (штриховая линия, результат RELDIS) и вклада сильного взаимодействия (аппроксимация экспериментальных данных [78, 82] при энергии 10,64 ГэВ, пунктирная кривая). Данные из работ [78, 82] представлены треугольниками и квадратами соответственно

электромагнитного и сильного взаимодействий в экспериментах не разделялись. Предположим, следуя работе [77], что вклад сильного взаимодействия слабо зависит от энергии при $\gamma \geq 10$, и поэтому практически одинаков для ядер золота и свинца при 158.4 ГэВ. Этот вклад можно оценить, используя данные из работы [78], в которой экспериментальные результаты для золота 10,64 ГэВ получены с небольшими статистическими ошибками. Чтобы сравнить предсказания модели RELDIS с экспериментальными данными [75, 76], добавим к теоретическим значениям данные [78]. На рис. 12 демонстрируется очень хорошее согласие результирующей кривой с экспериментальными сечениями $\sigma(\Delta Z = +1)$ из работ [75, 76].

В заключение отметим, что упомянутые выше процессы образования протона в результате перезарядки (возбуждения Δ -изобары посредством обмена π - и ρ -мезонами), рассмотренные в работе [83], не позволяют объяснить экспериментальные результаты работ [75, 76]. Механизм перезарядки возможен только в периферических взаимодействиях ядер, сечение которых составляет малую часть полного сечения, поскольку оно соответствует площади тонкого кольца с радиусом, близким к прицельному параметру b_c , разделяющему области сильного и электромагнитного взаимодействий (см. п. 2.1). Поэтому

расчетную величину сечения, близкую к экспериментальной, можно получить (см. работу [83]), только предположив, что в периферическом взаимодействии ядер участвует слишком большое число нуклонов, что не соответствует действительности. Только привлечение модели RELDIS позволяет объяснить экспериментальные результаты [75, 76].

3. ВЗАИМНАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ И АДРОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ ЯДЕР

В разд. 2 рассматривались такие ультрапериферические взаимодействия ядер, в которых в каждом из событий регистрируется электромагнитная диссоциация одного из ядер-партнеров — налетающего ядра или ядра-мишени. Упомянутые выше эксперименты позволяли регистрировать распад либо налетающего ядра, либо ядра-мишени. В каждом таком столкновении ядро-партнер служит источником электромагнитного поля, разрушающего другое ядро. Отметим, что при этом оно само может претерпевать фрагментацию в том же столкновении вследствие воздействия на него поля другого ядра. Как будет показано далее, особый интерес представляют события обоюдного разрушения ядер их кулоновскими полями. Такие процессы будем называть взаимной электромагнитной диссоциацией (Mutual Electromagnetic Dissociation (MED)). Процессы взаимной электромагнитной диссоциации ультрарелятивистских ядер подробно рассмотрены в работе [32], где была построена модель RELDIS, способная рассчитывать события взаимной электромагнитной диссоциации методом Монте-Карло. Позже в работе [84] другими авторами были изучены процессы взаимного поглощения фотонов, приводящие к рождению ρ -мезонов и сопровождаемые диссоциацией ядер.

Теорию процессов взаимной электромагнитной диссоциации ядер изложим, следуя работам [14, 32]. Процессы взаимного возбуждения ядер и их диссоциации в результате обмена двумя, тремя и четырьмя фотонами представлены на рис. 13.

Отметим, что возможность взаимной электромагнитной диссоциации существует и при обмене одним фотоном (рис. 14). Действительно, излучение фотона может сопровождаться возбуждением ядра, например возбуждением ГР. Для описания такого неупругого процесса необходимо рассматривать ядро-излучатель как квантовый объект, который способен переходить из основного в возбужденные состояния, см. работы [85–87]. Как показано в работах [85, 86] (см. также обсуждение в работе [12]), сечение процесса взаимного возбуждения тяжелых ядер-партнеров в результате обмена одним фотоном (рис. 14) оказывается значительно меньше сечения процесса с обменом двумя фотонами (LO на рис. 13). Причиной этого является, во-первых, некогерентное излучение фотона. Действительно, сечение этого неупругого процесса пропорционально Z ядра-излучателя (в отличие от когерентного

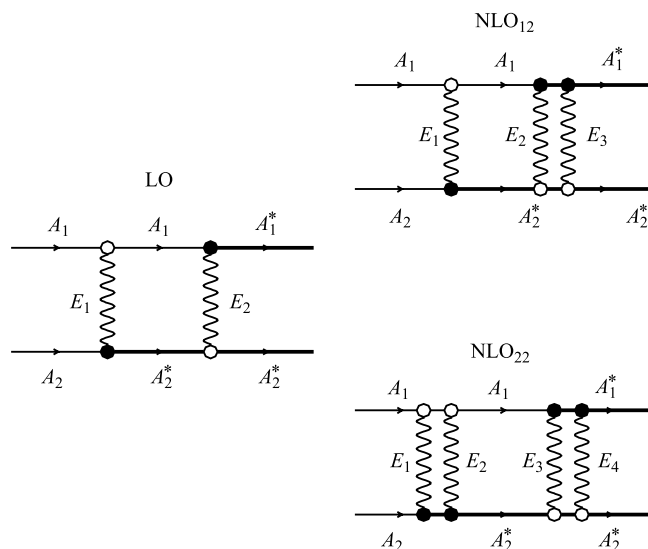


Рис. 13. Взаимная диссоциация ядер лидирующего порядка (LO) и следующих за ним порядков с обменом тремя (NLO₁₂) и четырьмя фотонами (NLO₂₂). Излучение фотона без изменения состояния ядра обозначено светлой вершиной, поглощение фотона с возбуждением ядра или рождением частиц — темной вершиной

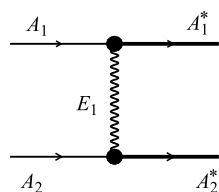


Рис. 14. Взаимная диссоциация ядер при обмене одним фотоном. Вершины обозначают излучение фотона с возбуждением ядра, а также поглощение фотона с возбуждением ядра или сопровождающееся рождением частиц

процесса без изменения состояния ядра, сечение которого пропорционально Z^2) [85]. Во-вторых, при интегрировании по переданному импульсу неупругий формфактор ядра дает значительно меньший вклад по сравнению с упругим формфактором [86].

Например, для Au–Au- и Pb–Pb-столкновений сечения взаимного возбуждения гигантского дипольного резонанса в результате обмена одним фотоном слабо зависят от энергии и составляют 0,49 и 0,54 мб соответственно [85]. В работе [12] A -зависимость такого сечения определена как $10^{-5} A^2$ мб, что дает 0,39 и 0,43 мб для указанных ядер. Как будет показано в следующих пунктах, сечения процессов взаимной электромагнитной диссоциации в столкновениях Au–Au и Pb–Pb с обменом двумя и более фотонами (LO, NLO₁₂ и NLO₂₂, рис. 13) имеют величины порядка нескольких барн и значительно превосходят сечение однофотонного процесса взаимной диссо-

циации. Поэтому в дальнейшем будут рассматриваться только когерентные процессы эмиссии фотона, в которых не происходит изменения состояния ядра-излучателя.

Рассмотрим столкновения одинаковых ядер ($A_1 = A_2 = A$, $Z_1 = Z_2 = Z$ и $R_1 = R_2 = R$), которые чаще всего изучают в экспериментах на коллайдерах в столкновениях ядро–ядро. Результатом столкновений является фрагментация ядер и рождение элементарных частиц. В экспериментах на коллайдерах регистрация направления вылета ядерных фрагментов позволяет определить, в каком именно из сталкивающихся пучков находилось претерпевшее фрагментацию ядро. Поэтому, несмотря на тождественность масс и зарядов сталкивающихся ядер, индексы 1 и 2 позволят различать, какой именно из партнеров по столкновению претерпел фрагментацию. Полученные выражения могут быть обобщены и на случай асимметричных столкновений.

3.1. Лидирующий порядок взаимной электромагнитной диссоциации.

Светлые и темные вершины на диаграммах рис. 13 обозначают упругие и неупругие процессы соответственно. Например, в ходе процесса лидирующего порядка (LO на рис. 13) ядра A_1 и A_2 обмениваются фотоном с энергией E_1 , причем ядро A_2 переходит в возбужденное состояние A_2^* после поглощения такого фотона. В ходе того же процесса ядра A_2^* и A_1 обмениваются фотоном с энергией E_2 , и поглотившее фотон ядро A_1 переходит в возбужденное состояние A_1^* . Результатом такого процесса является возбуждение и последующая диссоциация обоих ядер.

Диаграмма NLO_{12} получается из LO добавлением третьего фотона E_3 , доставляющего ядру A_1 дополнительную энергию возбуждения. Отметим, что помимо диаграммы NLO_{12} существует диаграмма NLO_{21} , в которой ядро A_2 возбуждается в результате поглощения двух фотонов, а A_1 возбуждается в результате поглощения одного фотона.

Последовательность, в которой происходит обмен фотонами E_1 , E_2 , E_3 и E_4 , для вычисления сечений электромагнитной диссоциации не важна, поэтому упорядочением во времени в дальнейшем пренебрегается. Действительно, поскольку энергия эквивалентного фотона ограничена, $E_1 \leq E_{\max}$ (E_{\max} дается выражением (9)), его излучение не может заметно изменить полную энергию излучающего фотон релятивистского ядра $E_A = \gamma M_A$ с массой M_A . Для обоснования этого вычислим отношение

$$r = \frac{E_{\max}}{E_A} \approx \frac{1}{RM_A}, \quad (32)$$

которое близко к 10^{-4} для тяжелых ядер. Поэтому как энергия, так и импульс ядра-излучателя практически не меняются после излучения первого и всех последующих фотонов. Другими словами, первый и последующие обмены фотонами могут рассматриваться как независимые друг от друга про-

цессы, протекающие в течение короткого времени перекрытия кулоновских полей ядер.

Для упрощения вычислений предположим, что спектры эквивалентных фотонов от ядра в его основном и возбужденных состояниях одинаковы. Это обосновано малой длительностью столкновения ядер, которая оказывается значительно короче времени девозбуждения ядер, в течение которого, например, происходит испарение нуклонов или деление. Также пренебрегаем интерференцией между представленными на рис. 13 процессами, рассматривая их независимо друг от друга.

Выражение (18) можно обобщить на случай взаимной диссоциации. Так, для сечения процесса LO, приводящего к диссоциации ядер A_1 и A_2 по каналам i и j , имеем

$$\sigma_{\text{LO}}^{\text{MED}}(i|j) = 2\pi \int_{b_c}^{\infty} db b P_{A_1}(b, i) P_{A_2}(b, j), \quad (33)$$

где $P_{A_1}(b, i)$ и $P_{A_2}(b, j)$ задаются выражением (19) как вероятности диссоциации ядер A_1 и A_2 по каналам i и j соответственно. Нижний предел интегрирования b_c разделяет области адронного и электромагнитного взаимодействия ядер. Как и в выражении (18), он приблизительно равен сумме радиусов ядер $b_c \approx R_{A_1} + R_{A_2}$. Выбор b_c обсудим далее в п. 3.3.

Полное сечение LO процесса получим, заменив в выражении (19) брэнч-инг определенного канала на их полную сумму, которая по определению равна единице, $f_{A_1}(E, i) \rightarrow 1$ и $f_{A_2}(E, j) \rightarrow 1$:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{LO}}^{\text{MED}} &= 2\pi \int_{b_c}^{\infty} db b \left[m_{A_1}(b) e^{-m_{A_1}(b)} \right] \left[m_{A_2}(b) e^{-m_{A_2}(b)} \right] = \\ &= 2\pi \int_{b_c}^{\infty} db b m_A^2(b) e^{-2m_A(b)}. \quad (34) \end{aligned}$$

Здесь в последнем равенстве принято $A_1 = A_2$.

3.2. Взаимная электромагнитная диссоциация следующих порядков.

В дополнение к лидирующему порядку (LO) взаимной электромагнитной диссоциации рассмотрим процессы следующих за лидирующим порядков (NLO), которые сопровождаются обменом трех или четырех фотонов. Полное сечение трехфотонного процесса NLO_{12} , представленного на рис. 13,

запишем как

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{NLO}_{12}}^{\text{MED}} &= 2\pi \int_{b_c}^{\infty} db b \left[m_{A_1}(b) e^{-m_{A_1}(b)} \right] \left[\frac{m_{A_2}^2(b)}{2} e^{-m_{A_2}(b)} \right] = \\ &= 2\pi \int_{b_c}^{\infty} db b \frac{m_A^3(b)}{2} e^{-2m_A(b)}, \quad (35) \end{aligned}$$

где последнее равенство получено при условии $A_1 = A_2$. Процесс NLO_{21} , проходящий с возбуждением ядра A_2 посредством поглощения двух фотонов, имеет такое же сечение.

Сечение представленного на рис. 13 процесса с обменом четырьмя фотонами NLO_{22} записывается как

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{NLO}_{22}}^{\text{MED}} &= 2\pi \int_{b_c}^{\infty} db b \left[\frac{m_{A_1}^2(b)}{2} e^{-m_{A_1}(b)} \right] \left[\frac{m_{A_2}^2(b)}{2} e^{-m_{A_2}(b)} \right] = \\ &= 2\pi \int_{b_c}^{\infty} db b \frac{m_A^4(b)}{4} e^{-2m_A(b)}, \quad (36) \end{aligned}$$

где последнее равенство получено при условии $A_1 = A_2$.

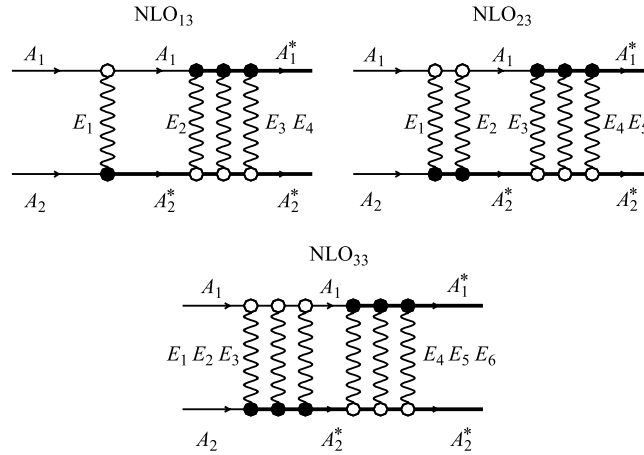


Рис. 15. Высшие порядки взаимной электромагнитной диссоциации ядер, сопровождающиеся тройными возбуждениями. Приведены примеры процессов с обменом четырьмя (NLO_{13}), пятью (NLO_{23}) и шестью (NLO_{33}) фотонами. Излучение фотона без изменения состояния ядра обозначено светлой вершиной, поглощение фотона с возбуждением ядра или рождением частиц — темной вершиной

Процессы, в которых по меньшей мере одно из сталкивающихся ядер поглощает три фотона, представлены на рис. 15. Совокупность таких процессов с обменом четырьмя (NLO₁₃), пятью (NLO₂₃) и шестью (NLO₃₃) фотонами (включая диаграммы, полученные перестановкой ядер A_1 и A_2) обозначим как NLO_{TR}.

Следуя работе [58] и по аналогии с (27), запишем сумму вкладов всех процессов взаимной электромагнитной диссоциации:

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{MED}} = 2\pi \int_{b_c}^{\infty} db b [1 - e^{-m_A(b)}]^2. \quad (37)$$

Результаты модели RELDIS для сечений взаимной электромагнитной диссоциации в столкновениях ультрарелятивистских ядер в коллайдерах RHIC и LHC будут даны в следующих пунктах.

3.3. Фрагментация ядер под действием сильного взаимодействия в периферических столкновениях. При касательных столкновениях ядер с прицельными параметрами $b \sim R_{A_1} + R_{A_2}$ адронные взаимодействия составляющих ядра нуклонов происходят не в каждом событии. Известно, что ядра оказываются частично прозрачными друг для друга вследствие малой плотности вещества на их периферии. Вместе с тем в таких событиях могут происходить электромагнитные взаимодействия ядер. Наконец, в одном комбинированном событии могут проявляться оба вида взаимодействия. Можно представить, например, что столкновение двух нуклонов в области перекрытия плотностей ядер приведет к их выбиванию, при этом электромагнитное взаимодействие в том же событии приведет к фоторождению пиона.

Рассмотрим возможность плавного перехода от сильного (адронного) взаимодействия, доминирующего при $b < R_{A_1} + R_{A_2}$, к электромагнитному при $b > R_{A_1} + R_{A_2}$. Такой плавный переход рассматривается, в частности, в модели диффузных сфер («Soft-sphere» model) в работе [88]. Схожий подход был использован в работе [58], где сечение фрагментации ядер в результате их сильного или электромагнитного взаимодействия (а также совместного действия этих сил) представлено как

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\infty} db b (\mathcal{P}^{\text{nuc}}(b) + \mathcal{P}^{\text{ED}}(b) - \mathcal{P}^{\text{nuc}}(b)\mathcal{P}^{\text{ED}}(b)), \quad (38)$$

где $\mathcal{P}^{\text{nuc}}(b)$ и $\mathcal{P}^{\text{ED}}(b)$ обозначают соответственно вероятности адронной и электромагнитной фрагментации (диссоциации) при данном прицельном параметре b . Записывая пределы интегрирования отдельно для каждого

слагаемого, получаем

$$\sigma = 2\pi \int_0^{b_c^{\text{nuc}}} db b \mathcal{P}^{\text{nuc}}(b) + 2\pi \int_{b_c^{\text{ED}}}^{\infty} db b \mathcal{P}^{\text{ED}}(b) - 2\pi \int_{b_c^{\text{ED}}}^{b_c^{\text{nuc}}} db b \mathcal{P}^{\text{nuc}}(b) \mathcal{P}^{\text{ED}}(b). \quad (39)$$

Здесь использованы отдельные параметры обрезания для адронного, b_c^{nuc} , и электромагнитного, b_c^{ED} , взаимодействий.

Отметим, что часто используется упрощенное выражение

$$\sigma = \sigma^{\text{nuc}} + \sigma^{\text{ED}} = 2\pi \int_0^{b_c} db b \mathcal{P}^{\text{nuc}}(b) + 2\pi \int_{b_c}^{\infty} db b \mathcal{P}^{\text{ED}}(b), \quad (40)$$

которое включает единый параметр обрезания b_c в пределах $b_c^{\text{ED}} < b_c < b_c^{\text{nuc}}$. Использование единого параметра b_c позволяет упростить (39) за счет устранения последнего слагаемого. При этом численные результаты для (39) и (40) оказываются схожими, как это показано в работе [88] путем сравнения моделей, представляющих ядра в виде сфер с диффузной поверхностью и сфер с резкой границей. Действительно, для тяжелых ядер разница между b_c^{ED} , b_c^{nuc} и b_c оказывается меньше 1 Фм, поэтому последнее слагаемое в формуле (39) мало. Кроме того, использование выражения (40) позволяет предполагать, что адронные и электромагнитные взаимодействия ядер происходят строго в различных областях прицельного параметра b .

Для b_c используем известную параметризацию из работы [89]:

$$b_c = R_{\text{BCV}}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} - X_{\text{BCV}}(A_1^{-1/3} + A_2^{-1/3})). \quad (41)$$

Значения $R_{\text{BCV}} = 1,34$ Фм и $X_{\text{BCV}} = 0,75$ получены в работе [89] из наилучшего описания полных сечений адронных взаимодействий ядер с помощью модели Глаубера. В работе [90] показано, что угловые распределения ядерных фрагментов, образующихся в результате столкновений ядро–ядро, весьма чувствительны к выбору b_c . В этой же работе получено хорошее описание экспериментальных данных по угловым распределениям с использованием параметризации (41).

В столкновениях ядер высоких энергий на коллайдере ЛHC интенсивное рождение адронов ожидается даже в результате небольшого количества нуклон-нуклонных соударений, происходящих при периферических адронных взаимодействиях ядер. Отметим, что быстроты таких адронов будут находиться в центральной области быстрот, в то время как быстроты нейтронов от электромагнитной диссоциации будут близки к начальным быстротам сталкивающихся ядер. Эти различия позволят распознать события адронной и электромагнитной диссоциации в эксперименте.

Сечение выбивания (абразии) a_1 -нуклонов из ядра A_1 в результате столкновения с ядром A_2 вычисляется с помощью теории множественного рассеяния [91]:

$$\sigma^{\text{nuc}}(a_1) = \binom{A_1}{a_1} 2\pi \int_0^\infty db b [1 - P(b)]^{a_1} [P(b)]^{A_1 - a_1}. \quad (42)$$

Здесь $P(b)$ обозначает вероятность сохранения нуклона в ядре в столкновении с прицельным параметром b , которая вычисляется с использованием функций профиля налетающего ядра $T_{A_1}(s)$ и ядра-мишени $T_{A_2}(|\mathbf{b} - \mathbf{s}|)$:

$$P(b) = \frac{1}{A_1} \int d^2s T_{A_1}(s) \exp[-\sigma_{NN} T_{A_2}(|\mathbf{b} - \mathbf{s}|)]. \quad (43)$$

Функции $T_A(s)$ вычисляются как

$$T_A(s) = A \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_A(\mathbf{s}, z) \quad (44)$$

и нормированы условием $\int d^2b T_A(b) = A$.

Для вычисления радиального распределения ядерной плотности в тяжелых ядрах используем распределение Ферми

$$\rho_A(r) = \frac{\rho_o}{1 + \exp\left(\frac{r - r_o A^{1/3}}{d}\right)}, \quad (45)$$

в котором параметр r_o определяет радиус, на котором плотность ядра падает наполовину, $R_o = r_o \times A^{1/3}$, а $d = 0,54$ Фм определяет диффузность поверхности ядра.

Результаты вычислений сечений выбивания нуклонов из ядер золота и свинца в их столкновениях на коллайдерах RHIC и LHC даны в работе [32]. Здесь приведем только сечение для процесса, когда ядра касаются друг друга, но при этом не происходит выбивания нуклонов, что является следствием частичной прозрачности диффузных поверхностей ядер:

$$\sigma^{\text{nuc}}(0) = 2\pi \int_0^\infty db b [P(b)]^{A_1}. \quad (46)$$

В заключение отметим, что в подавляющем большинстве событий адронной фрагментации она является взаимной.

3.4. Многократные возбуждения гигантских резонансов в столкновениях ядер на ЛНС. Рассмотрим условия, при которых происходят множественные возбуждения гигантских резонансов в столкновениях релятивистских ядер. Сечения одиночной и взаимной электромагнитной диссоциации записываются в следующем общем виде:

$$\sigma^{(S,M)ED} = 2\pi \int_{b_c}^{\infty} db b \mathcal{P}^{(S,M)ED}(b) \quad (47)$$

как интегралы от вероятностей соответствующих процессов $\mathcal{P}^{SED}(b)$ и $\mathcal{P}^{MED}(b)$ в зависимости от прицельного параметра b . Зависимости для $\mathcal{P}^{MED}(b)$ даются выражениями для основного и следующих порядков (34), (35) и (36), а выражения для $\mathcal{P}^{SED}(b)$ следуют непосредственно из (18) и из (23) и (26) после изменения в них порядка интегрирования. Отметим, что уравнение (47) соответствует модели ядра с резким краем и резкому переходу из области сильного в область электромагнитного взаимодействия при прицельном параметре b_c . Для сравнения, при использовании модели ядра с диффузной границей сечение записывается в виде

$$\sigma^{(S,M)ED} = 2\pi \int_0^{\infty} db b [P(b)]^A \mathcal{P}^{(S,M)ED}(b), \quad (48)$$

как это следует из выражения (46), записанного для случая ядерных столкновений, в которых нуклоны из ядер не выбиваются.

Произведение $[P(b)]^A \mathcal{P}^{(S,M)ED}(b)$, входящее в выражение (48), представлено на рис. 16 для одиночной и взаимной электромагнитной диссоциации в ходе рассмотренных выше процессов LO и NLO. Использование модели ядра с резким краем вместо модели с диффузной границей изменяет полное сечение $\sigma^{(S,M)ED}$ на несколько процентов, что находится в пределах ошибок, вносимых в расчет неопределенностями в сечениях фотоядерных реакций. Наибольший вклад в $\sigma^{(S,M)ED}$ дают электромагнитные столкновения ядер с малыми прицельными параметрами $b \sim b_c$, в которых вероятность поглощения эквивалентного фотона велика. В таких столкновениях весьма вероятно поглощение двух и более фотонов одним или двумя ядрами. При этом вероятности взаимной диссоциации уменьшаются с ростом b заметно быстрее вероятностей одиночной диссоциации (см. рис. 16). Поэтому отбор событий взаимной диссоциации позволяет выбирать события с малыми прицельными параметрами $b \sim b_c$.

Как показано на рис. 16, относительные вклады NLO-процессов в сечение взаимной диссоциации заметно больше аналогичных вкладов в сечение одиночной диссоциации. Действительно, сумма $NLO_{12} + NLO_{21}$ практически равна LO при $b \sim b_c$. Кроме того, в этой области малых прицельных

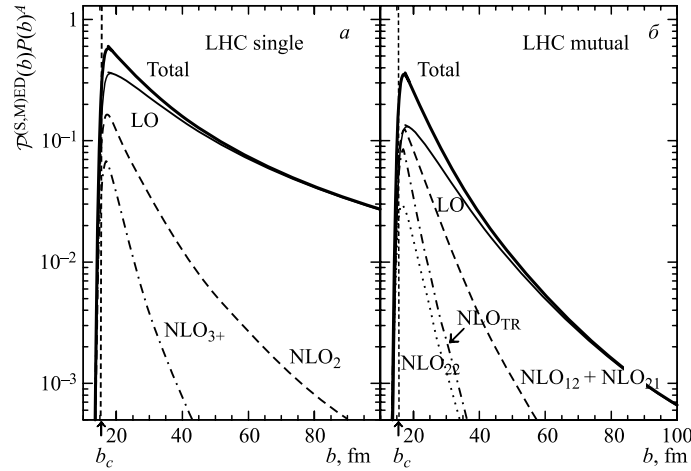


Рис. 16. Вероятности одиночной (а) и взаимной (б) электромагнитной диссоциации лидирующего (LO) и следующих порядков (NLO) как функции прицельного параметра b в Pb–Pb-столкновениях при энергии $2,75 + 2,75A$ ТэВ на LHC [14]. Приведены результаты RELDIS и модели abrasion для ядер с диффузной границей. Толстая сплошная линия соответствует сумме всех процессов, отдельные вклады которых представлены различными линиями с соответствующими обозначениями. Отмечена величина $b_c = 15,54$ Фм, относящаяся к модели ядра с резким краем

параметров вклады во взаимную диссоциацию от процессов с тройными возбуждениями NLO_{TR} сравнимы с вкладом основного порядка. Вместе с тем с ростом b все NLO-вклады уменьшаются быстрее по сравнению с вкладом LO, поэтому NLO-сечения, представленные в табл. 4, оказываются меньше сечений LO.

Таблица 4. Сечения (в барнах) лидирующего порядка (LO) и вклады NLO-процессов в полное сечение взаимной электромагнитной диссоциации в Pb–Pb-столкновениях при энергии $2,75 + 2,75A$ ТэВ на LHC [14]

σ_{LO}^{MED}	$\sigma_{NLO_{12}}^{MED} + \sigma_{NLO_{21}}^{MED}$	$\sigma_{NLO_{22}}^{MED}$	$\sigma_{NLO_{TR}}^{MED}$	σ_{tot}^{MED}
3,92	1,50	0,23	0,56	6,21

В табл. 4 даны значения сечений LO, дополнительные вклады от процессов NLO_{12} , NLO_{22} , NLO_{TR} и полное сечение взаимной электромагнитной диссоциации, которые вычислены при условии $f(E, i) = f(E, j) = 1$ в выражениях для $\sigma^{MED}(i|j)$. Вклад лидирующего порядка составляет $\sim 63\%$ от σ_{tot}^{MED} в столкновениях ядер свинца при энергии LHC. Сумма вкла-

дов двойных возбуждений дает $\sim 28\%$ полного сечения. Оставшаяся часть сечения взаимной электромагнитной диссоциации, $\sim 9\%$, соответствует экзотическим возбуждениям ядер, в которых три или более фотона поглощаются по меньшей мере одним из сталкивающихся ядер.

Соотношения сечений возбуждения ядер основного и следующих порядков, которые даны в табл. 4, выгодно отличаются от аналогичных соотношений, которые наблюдаются в электромагнитных возбуждениях ядер в столкновениях с неподвижными мишенями при энергиях несколько ГэВ на нуклон [23, 92]. В последнем случае регистрация двойных возбуждений является важным инструментом изучения ядерной структуры, однако двойные возбуждения, регистрируемые в таких экспериментах, в десятки раз менее вероятны, чем однократные возбуждения. Напротив, как следует из табл. 4, более трети событий взаимной диссоциации связаны с многократными возбуждениями. Поэтому экспериментальное изучение взаимной электромагнитной диссоциации на ЛНС позволит получить важную информацию о двойных и тройных возбуждениях гигантских резонансов. Данные о тройных возбуждениях будут уникальными, так как в настоящее время информация о тройных возбуждениях гигантских резонансов отсутствует. Первые теоретические результаты для энергии и ширины таких экзотических возбуждений даны в работе [93].

На ЛНС множественные возбуждения ядер могут изучаться посредством регистрации нейтронов, излучаемых вперед по направлению пучка, даже если разрешение ZDC-калориметров не позволяет определить точное число нейтронов, испущенных одним из ядер. Действительно, предположим, что произошла диссоциация одного из ядер, но точный состав фрагментов не известен. Символом \mathcal{D} обозначим произвольную моду распада такого ядра и примем $f(E, i) \equiv 1$. В этом случае можно рассматривать инклюзивные сечения $\sigma^{\text{MED}}(1nX|\mathcal{D})$, $\sigma^{\text{MED}}(2nX|\mathcal{D})$ и $\sigma^{\text{MED}}(3nX|\mathcal{D})$, соответствующие эмиссии одного, двух и трех нейтронов другим ядром. Символ X обозначает, что помимо определенного числа нейтронов испускаются другие недетектируемые частицы.

Парциальные сечения каналов взаимной электромагнитной диссоциации ядер свинца на ЛНС приведены в табл. 5. Соответствующие брэнчинги каналов $f(E, 1nX)$, $f(E, 2nX)$ и $f(E, 3nX)$ вычислялись посредством моделирования методом Монте-Карло развала ядра после поглощения им фотона с энергией E . В выражение (33) входят брэнчинги соответствующих каналов для каждого из ядер, при этом фактор $\exp[-m_A(b)]$ сохраняется одинаковым для обоих партнеров при $A_1 = A_2$. В частности, сечения $\sigma^{\text{MED}}(1nX|1nY)$ меньше $\sigma^{\text{MED}}(1nX|\mathcal{D})$ вследствие учета брэнчингов $f(E, 1nX)$ и $f(E, 1nY)$ для каждого из ядер.

Относительный вклад процессов следующего порядка заметно различается для каналов с испусканием одного, двух и трех нейтронов. Такой вклад

Таблица 5. Сечения взаимной электромагнитной диссоциации ядер свинца в столкновениях на LHC при энергии $2,75 + 2,75A$ ТэВ [14]. Символы X и Y обозначают недетектируемые частицы, испускаемые ядрами помимо нейтронов, а \mathcal{D} соответствует произвольному каналу диссоциации ядра-партнера, $f(E, i) = 1$. Результаты RELDIS даны для лидирующего порядка, суммы лидирующего порядка и вкладов следующего порядка

Конечное состояние	σ_{LO} , мб	$\sigma_{\text{LO}} + \sigma_{\text{NLO}_{12}} + \sigma_{\text{NLO}_{21}} + \sigma_{\text{NLO}_{22}}$, мб
$(1nX 1nY)$	750	805
$(1nX \mathcal{D})$	1698	2107
$(2nX \mathcal{D})$	443	654
$(3nX \mathcal{D})$	241	465

в $\sigma^{\text{MED}}(1nX|1nY)$ оказывается достаточно малым, $\sim 7\%$. С другой стороны, учет процессов следующего порядка увеличивает $\sigma^{\text{MED}}(3nX|\mathcal{D})$ почти вдвое в результате учета двойных возбуждений гигантских резонансов. Так как средняя энергия возбуждения гигантского дипольного резонанса в ядрах золота и свинца составляет $\sim 13\text{--}14$ МэВ, то двойные возбуждения вносят $26\text{--}28$ МэВ и выходят за порог эмиссии трех нейтронов. Это объясняет относительно небольшие изменения сечений $1n$ и $2n$ при учете поправок следующего порядка по сравнению с $3n$ -сечениями. Таким образом, измерения $3n$ -сечений на LHC и сравнение их с теоретическими предсказаниями позволят сделать вывод о вероятности множественных возбуждений гигантских резонансов в ядрах.

4. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР И МОНИТОРИНГ СВЕТИМОСТИ RHIC И LHC

Как показано выше в п. 2.4, ?? и 2.6, модель RELDIS успешно описывает экспериментальные данные по электромагнитной диссоциации тяжелых ядер на фиксированных мишенях при энергиях $30\text{--}158A$ ГэВ. Успех модели позволяет надеяться на достоверность ее предсказаний и при более высоких энергиях коллайдеров RHIC и LHC.

В коллайдерах RHIC и LHC события взаимной электромагнитной диссоциации ядер происходят в точке пересечения встречных пучков. После точки взаимодействия ядерные фрагменты, образовавшиеся в результате электромагнитной диссоциации, могут быть разделены в соответствии с их величинами Z/A посредством наложения магнитного поля. Протоны и заряженные ядерные фрагменты проходят далеко вперед вблизи траектории первоначального пучка внутри корпуса ускорителя, в то время как свободные нейтроны выходят наружу после дипольного магнита.

Все эксперименты RHIC и эксперимент ALICE на LHC оснащены калориметрами нулевого угла (Zero Degree Calorimeters, ZDC), которые предназначены для регистрации частиц, вылетающих строго вперед по направлению каждого из пучков ускоренных ядер. Поскольку ZDC-калориметры специально сконструированы для регистрации нейтронов [9, 28, 58, 61], в дальнейшем будут рассмотрены полуинклюзивные сечения эмиссии нейтронов $\sigma^{\text{MED}}(i|j)$. Здесь i и j обозначают соответствующие каналы эмиссии определенного числа нейтронов $1nX, 2nX, 3nX, \dots$ в сопровождении других нерегистрируемых частиц, обозначаемых как X или Y : протонов, мезонов или ядерных фрагментов.

В п. 2.4 продемонстрировано хорошее описание моделью RELDIS экспериментальных данных по эмиссии одного и двух нейтронов в электромагнитной диссоциации ядер золота и свинца. Как предсказывает RELDIS, в электромагнитной диссоциации тяжелых ядер наиболее часто вместе с нейтронами испускаются протоны, что приводит к уменьшению зарядов взаимодействующих ядер. В п. ?? показано, что модель хорошо описывает и экспериментальные данные по эмиссии протонов, поэтому можно ожидать, что сечения $\sigma^{\text{MED}}(1nX|1nY)$, $\sigma^{\text{MED}}(1nX|2nY)$ и $\sigma^{\text{MED}}(2nX|2nY)$ для каналов с присутствием протонов будут вычислены достоверно и при более высоких энергиях.

Регистрация событий взаимной электромагнитной диссоциации ядер дает возможность проводить мониторинг светимости коллайдера в процессе его работы. Способ измерения светимости коллайдеров ядро-ядро был предложен в работе [58]. В соответствии с ним частота событий взаимной электромагнитной диссоциации R^{MED} , измеряемая с помощью ZDC-калориметров, позволяет определить светимость коллайдера

$$L = \frac{R^{\text{MED}}}{\sigma^{\text{MED}}}, \quad (49)$$

если сечение взаимной электромагнитной диссоциации σ^{MED} известно (предсказано теорией) с достаточной точностью.

4.1. Взаимная электромагнитная диссоциация ядер на коллайдере RHIC. Сечения каналов взаимной электромагнитной диссоциации ядер золота с испусканием нейтронов представлены в табл. 6 для двух значений энергии столкновений на RHIC. При увеличении энергии пучков с 65 до 100 ГэВ на нуклон абсолютные значения сечений немного растут. Одновременно происходит перераспределение вероятностей в пользу каналов с более высокой множественностью нейтронов.

Учет процессов следующего порядка увеличивает $\sigma^{\text{MED}}(3nX|\mathcal{D})$ почти вдвое. Для сравнения, за счет NLO-поправок $\sigma^{\text{MED}}(1nX|1nY)$ увеличивается только на 7%. Так же как и в рассмотренном выше (в п. 3.4) случае столк-

Таблица 6. Сечения каналов взаимной электромагнитной диссоциации ядер золота с испусканием определенного числа нейтронов [32]. Результаты RELDIS приведены для встречных пучков на коллайдере RHIC: для лидирующего порядка (LO), для суммы лидирующего и следующего за лидирующим порядков (LO + NLO). Другие частицы, испускаемые помимо нейтронов одним или другим ядром, обозначены как X и Y соответственно, а \mathcal{D} обозначает произвольный канал электромагнитной диссоциации

Энергия столкновений, АГэВ	Сечение, мб	LO	LO + NLO
65 + 65	$\sigma^{\text{MED}}(1nX 1nY)$	612	659
	$\sigma^{\text{MED}}(1nX \mathcal{D})$	1244	1502
	$\sigma^{\text{MED}}(2nX \mathcal{D})$	330	446
	$\sigma^{\text{MED}}(3nX \mathcal{D})$	148	274
100 + 100	$\sigma^{\text{MED}}(1nX 1nY)$	607	652
	$\sigma^{\text{MED}}(1nX \mathcal{D})$	1257	1518
	$\sigma^{\text{MED}}(2nX \mathcal{D})$	341	461
	$\sigma^{\text{MED}}(3nX \mathcal{D})$	155	284

новения ядер свинца на LHC, многофотонные возбуждения ГР существенно увеличивают вероятность эмиссии трех нейтронов.

Двойные возбуждения ГДР изучались в столкновениях ядер при низких и средних энергиях [22–24]. Однако только с появлением RHIC открылась возможность изучать множественные возбуждения ультрарелятивистских ядер в процессах взаимной электромагнитной диссоциации. При этом ключевым является вопрос о том, насколько распределение вероятностей множественных возбуждений подчиняется распределению Пуассона и следует картине возбуждений гармонического осциллятора.

Для определения вкладов множественных возбуждений ядер (включая возбуждения с энергиями выше ГР) в работе [32] было предложено измерять отношения $\sigma^{\text{MED}}(2nX|\mathcal{D})/\sigma^{\text{MED}}(1nX|1nY)$ и $\sigma^{\text{MED}}(3nX|\mathcal{D})/\sigma^{\text{MED}}(1nX|1nY)$. В случае подавления множественных возбуждений ядер (в частности, отклонения распределений вероятностей многофотонных процессов от ожидаемого распределения Пуассона) экспериментальные отношения сечений из табл. 6 будут меньше предсказываемых теорией.

Мониторинг светимости коллайдера ядро–ядро, основанный на регистрации нейтронов от каждого из пучков [28, 58, 61], требует достоверных вычислений сечений каналов взаимной электромагнитной диссоциации с эмиссией нейтронов. Потому следует оценить чувствительность расчетных сечений к вариациям входных параметров.

Таблица 7. Устойчивость сечений взаимной электромагнитной диссоциации ядер золота при энергии $100 + 100A$ ГэВ к изменениям вероятности прямой эмиссии в канале $1n$ (P_n^{dir}), вариациям фотоядерных сечений и к NLO-поправкам [32]

Сечение, мб	$E_\gamma \leq 24$ МэВ (LO)	$E_\gamma \leq 140$ МэВ (LO)		Весь диапазон E_γ (LO + NLO)	
	а) RELDIS $P_n^{\text{dir}} = 0$	б) GNASH	в) RELDIS $P_n^{\text{dir}} = 0$	г) RELDIS $P_n^{\text{dir}} = 0$	д) RELDIS $P_n^{\text{dir}} = 0,31$
$\sigma^{\text{MED}}(1nX 1nY)$	437 445 [58]	430	467	549	652
$\sigma^{\text{MED}}(1nX 2nY) +$ $\sigma^{\text{MED}}(2nX 1nY)$	205	221	262	439	388
$\sigma^{\text{MED}}(2nX 2nY)$	21	28	38	87	60
$\sigma^{\text{MED}}(\text{LMN})$	663	679	767	1075	1100

Примечание. В расчетах в модели RELDIS, кроме варианта б), используется собственная модель фотоядерных реакций. В варианте б) используются фотонейтронные сечения из модели GNASH. Результаты варианта д) отмечены как наиболее реалистичные и рекомендуемые для использования. Для сравнения приведено сечение $\sigma^{\text{MED}}(1n|1n)$ из работы [58].

В табл. 7 демонстрируется чувствительность сечений взаимной электромагнитной диссоциации к сечениям фотоядерных реакций, используемым в расчетах. Напомним (см. п. 2.3), что модель RELDIS может использовать как собственную модель фотоядерных реакций (см. п. 1.2), так и фотоядерные сечения, вычисленные с помощью модели GNASH [64]. В первом варианте использовались два различных значения вероятности прямой эмиссии нейтрона в канале $1n$: $P_n^{\text{dir}} = 0$ и $P_n^{\text{dir}} = 0,31$. Вычисления проводились для трех областей энергий виртуальных фотонов: $E_\gamma < 24$ МэВ, $E_\gamma < 140$ МэВ и для полного диапазона E_γ .

В табл. 7 кроме сечений эмиссии одного и двух нейтронов представлено нейтронное сечение с малой множественностью, LMN-сечение (Low-Multiplicity Neutron (LMN) emission cross sections), вычисляемое как

$$\sigma^{\text{MED}}(\text{LMN}) = \sigma^{\text{MED}}(1nX|1nY) + \sigma^{\text{MED}}(1nX|2nY) + \sigma^{\text{MED}}(2nX|1nY) + \sigma^{\text{MED}}(2nX|2nY).$$

Как видно из табл. 7, во-первых, полуинклюзивное сечение $\sigma^{\text{MED}}(1nX|1nY) = 437$ мб, учитывающее фотопоглощение в области ги-

гантского резонанса, оказывается близким к сечению $\sigma^{\text{MED}}(1n|1n) = 445$ мб из работы [58], полученному с тем же ограничением: $E_\gamma < 24$ МэВ. Однако в более широком диапазоне E_γ $\sigma^{\text{MED}}(1nX|1nY) > \sigma^{\text{MED}}(1n|1n)$, поэтому сечение эмиссии одного и только одного нейтрона, $\sigma^{\text{MED}}(1n|1n)$, не следует использовать для мониторинга светимости RHIC вместо $\sigma^{\text{MED}}(1nX|1nY)$.

Во-вторых, если ограничиваться энергиями $E_\gamma < 140$ МэВ, то значения, вычисленные с помощью фотоядерных сечений из модели GNASH, оказываются близки к результатам, полученным с помощью сечений из собственной фотоядерной модели RELDIS. Отметим, что различие в результатах RELDIS для $E_\gamma < 24$ МэВ и для $E_\gamma < 140$ МэВ объясняется вкладом в $1n$ - и $2n$ -эмиссию от квазидейтронного поглощения фотонов (см. п. 1.2). Несмотря на то, что фотопоглощение в области ГР дает существенный вклад в рассмотренные сечения, их значения могут быть достоверно вычислены только при рассмотрении всего диапазона E_γ .

В-третьих, вычисления с учетом квазидейтронного поглощения и реакций выше порога фоторождения пиона в дополнение к возбуждению ГДР увеличивают $\sigma^{\text{MED}}(1nX|1nY)$ примерно на 25 %. При этом $\sigma^{\text{MED}}(1nX|2nY)$ и $\sigma^{\text{MED}}(2nX|2nY)$ возрастают почти в два и три раза соответственно, по сравнению с вычислениями при $E_\gamma < 24$ МэВ.

В-четвертых, важно отметить, что вычисления с $P_n^{\text{dir}} = 0$ и $P_n^{\text{dir}} = 0,31$ дают различия в $1n$ - и $2n$ -сечениях на уровне 10–40 %, в то время как $\sigma^{\text{MED}}(\text{LMN})$ меняется незначительно. Это сечение достаточно велико, $\sigma^{\text{MED}}(\text{LMN}) \sim 1100$ мб, и может использоваться в методе мониторинга светимости RHIC. Систематическая ошибка в вычислении $\sigma^{\text{MED}}(\text{LMN})$ составляет ~ 5 %.

В табл. 8 демонстрируется чувствительность сечений взаимной диссоциации в электромагнитных и ядерных взаимодействиях к величине граничного прицельного параметра b_c , задаваемого параметризацией (41). При изменении b_c на 5 % в диапазоне 14,5–16 Фм сечения электромагнитной диссоциации меняются на 3–8 %. Такие изменения b_c смещают точку, которая разделяет области сильного и электромагнитного взаимодействия ядер выше или ниже области прицельных параметров, где происходит перекрытие диффузных ядерных плотностей. Другими словами, предполагая сначала $b_c \approx b_c^{\text{ED}}$, а потом $b_c \approx b_c^{\text{nuc}}$, и анализируя разницу в конечных результатах, можно обосновать использование упрощенного выражения (40) вместо (39).

В частности, при увеличении b_c все сечения электромагнитной диссоциации, $(1nX|1nY)$, $(1nX|2nY)$, $(2nX|2nY)$ и $\sigma^{\text{MED}}(\text{LMN})$, становятся меньше. Изменения сечений ядерных взаимодействий более заметны и имеют противоположную направленность: эти сечения растут на 5–15 %. Наконец, можно отметить, что разброс значений $\sigma^{\text{MED}}(\text{LMN})$ оказывается меньше изменений парциальных сечений, а сумма $\sigma^{\text{MED}}(\text{LMN}) + \sigma^{\text{nuc}}(\text{LMN})$ меняется только на 1–4 %.

Таблица 8. Устойчивость сечений взаимной диссоциации ядер золота при энергии $100 + 100$ АГэВ в электромагнитных и ядерных взаимодействиях к изменениям граничного прицельного параметра b_c [32]. Приведены результаты модели RELDIS и модели abrasion. Выделены значения оптимального варианта б), рекомендуемые для дальнейшего использования

Сечение, мб	а) $R_{BCV} = 1,27,$ $b_c = 14,45$ ФМ	б) $R_{BCV} = 1,34,$ $b_c = 15,25$ ФМ	в) $R_{BCV} = 1,41,$ $b_c = 16,05$ ФМ
$\sigma^{\text{MED}}(1nX 1nY)$	677	652	629
$\sigma^{\text{MED}}(1nX 2nY)+$ $\sigma^{\text{MED}}(2nX 1nY)$	417	388	374
$\sigma^{\text{MED}}(2nX 2nY)$	62	60	57
$\sigma^{\text{MED}}(\text{LMN})$	1156	1100	1060
$\sigma^{\text{nuc}}(1nX 1nY)$	379	371	390
$\sigma^{\text{nuc}}(1nX 2nY)+$ $\sigma^{\text{nuc}}(2nX 1nY)$	240	224	259
$\sigma^{\text{nuc}}(2nX 2nY)$	141	142	151
$\sigma^{\text{nuc}}(\text{LMN})$	760	737	800
$\sigma^{\text{MED}}(\text{LMN})+$ $\sigma^{\text{nuc}}(\text{LMN})$	1916	1837	1860

Завершая рассмотрение чувствительности результатов вычислений к изменениям входных параметров, отметим, что для столкновений ядер золота на RHIC $\sigma^{\text{MED}}(\text{LMN}) = 1100$ мб и $\sigma^{\text{nuc}}(\text{LMN}) = 737$ мб заметно более стабильны по сравнению с $\sigma^{\text{MED}}(1nX|1nY)$, $\sigma^{\text{MED}}(1nX|2nY)$ и другими парциальными сечениями.

Можно ожидать, что в результате столкновений двух одинаковых ядер они будут разрушены примерно в равной степени. Такая картина столкновений справедлива для сильных взаимодействий ядер, в которых на начальной стадии происходят парные взаимодействия нуклонов. В таких взаимодействиях участвует по одному нуклону из каждого ядра-партнера, поэтому ядерная диссоциация (фрагментация) всегда является взаимной.

Наоборот, результатом электромагнитного взаимодействия могут быть события $(1nX|5nY)$ или даже $(1nX|10nY)$. Эту особенность взаимной электромагнитной диссоциации в сравнении с сильным взаимодействием ядер характеризует рис. 17, где представлены сечения эмиссии одного, двух и трех нейтронов в одном плече ZDC-калориметра. Например, события $(1nX|10nY)$ практически отсутствуют в ядерных взаимодействиях. Напротив, асимметрич-

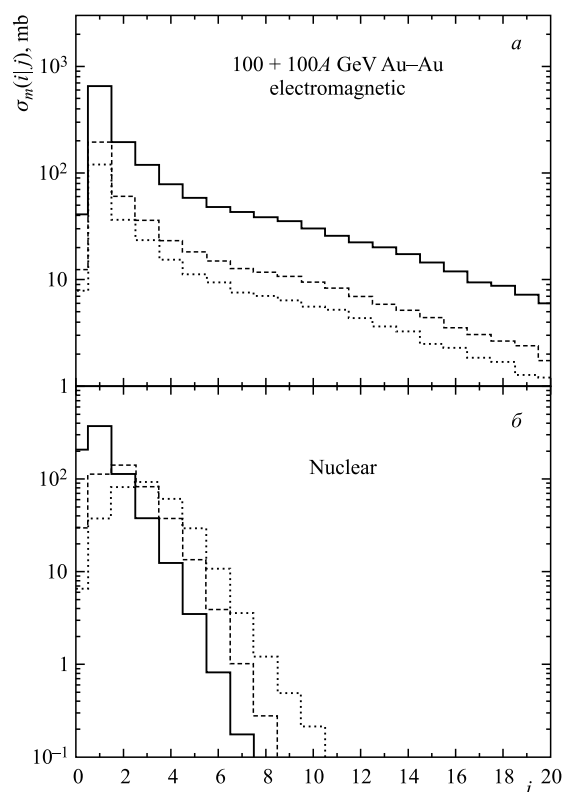


Рис. 17. Сечения взаимной электромагнитной диссоциации, $\sigma^{\text{MED}}(i|j)$ (а), и сечения ядерной фрагментации, $\sigma^{\text{nuc}}(i|j)$ (б), для эмиссии заданного числа нейтронов ($i = 0nX, 1nX, 2nX, \dots, 20nX$, $j = 1nY, 2nY, 3nY$) каждым из ядер в столкновениях ядер золота при энергии $100 + 100A$ ГэВ [32]. Гистограммы, представленные сплошными, штриховыми и пунктирными линиями, соответствуют сечениям с $j = 1nY, 2nY, 3nY$

ные электромагнитные события ($1nX|10nY$) составляют 1–5% от основного канала ($1nX|1nY$).

В соответствии с моделью RELDIS процессы электромагнитной диссоциации каждого из ядер-партнеров по столкновению протекают независимо друг от друга (см. п. 3.1). Поэтому числа нейтронов, n_1 и n_2 , испущенных каждым из ядер, не коррелируют, и асимметричные события диссоциации возможны наряду с симметричными событиями. Одиночную электромагнитную диссоциацию можно рассматривать как предельно асимметричный случай взаимной электромагнитной диссоциации. В противоположность этому фрагментация ядер в периферических столкновениях под действием сильного взаимодей-

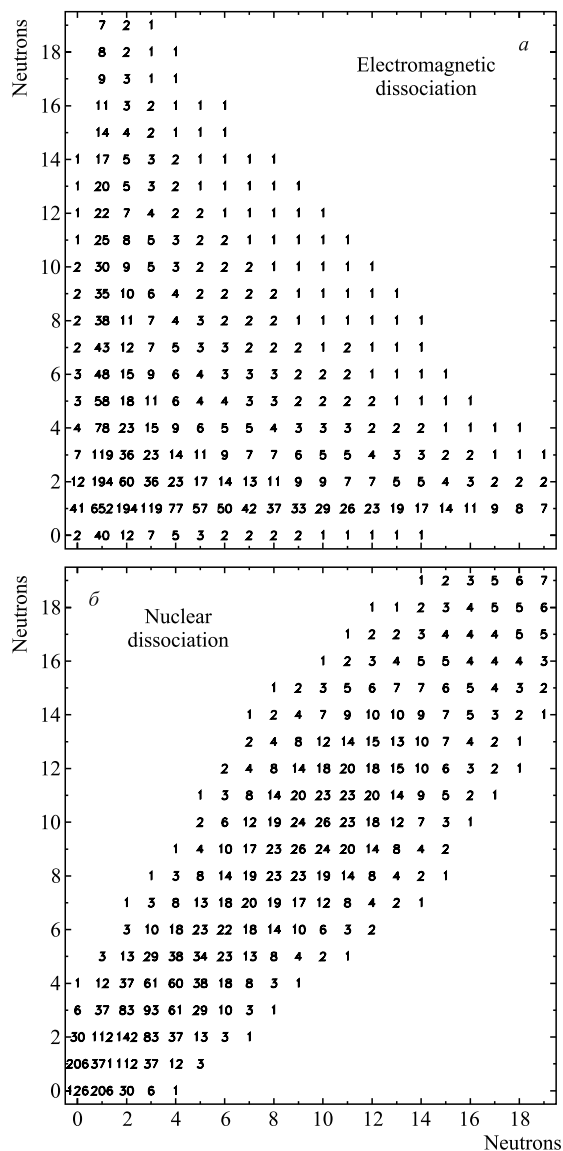


Рис. 18. Сечения взаимной электромагнитной диссоциации ядер золота, $\sigma^{\text{MED}}(i|j)$, (мб), сопровождающейся эмиссией определенного числа нейтронов ($i, j = 0nX, 1nX, \dots, 19nX$) (a), и аналогичные сечения, $\sigma^{\text{nuc}}(i|j)$, для ядерной фрагментации (б) [32]. Приведены значения парциальных сечений для энергии $100 + 100A$ ГэВ, которые получены с помощью модели RELDIS и модели abrasion

ствия, которая интерпретируется нами в рамках модели abrasion (п. 3.3), обнаруживает корреляцию между числами нуклонов, испущенных каждым из ядер: $z_1 + n_1 \sim z_2 + n_2$.

Отмеченные особенности иллюстрируются рис. 18, на котором представлены сечения электромагнитной и ядерной диссоциации на коллайдере RHIC. Так как $1n$ - и $2n$ -эмиссия в электромагнитной диссоциации ядер доминирует вследствие процессов возбуждения ГДР и квазидейтронного поглощения, то соответствующие строки и колонки содержат наибольшие значения сечений. Одновременная эмиссия в точности одного нейтрона каждым из ядер-партнеров по столкновению является наиболее вероятным процессом взаимной электромагнитной диссоциации, но и его сечение составляет только $\sim 17\%$ от полного сечения. Остальная часть сечения приходится главным образом на разнообразные асимметричные процессы, в которых в одном из ядер возбуждается ГДР, а второе ядро поглощает фотон с энергией выше энергии ГДР, что приводит к эмиссии нескольких нейтронов. Как следует из рис. 18, вероятности одновременного испускания трех и более нейтронов оказываются существенно меньше $1n$ - и $2n$ -сечений, и такие процессы, проходящие под действием фотонов высоких энергий, широко распределены по площади рис. 18.

Процессы взаимной электромагнитной диссоциации, происходящие без испускания нейтронов одним или двумя ядрами, дополняют карту сечений,

Таблица 9. Отношения сечений взаимной диссоциации в Au–Au-столкновениях при энергии 65+65A ГэВ [14]. Экспериментальные данные получены в экспериментах PHENIX, PHOBOS, BRAHMS на RHIC [94]. Абсолютные значения сечений и их отношения вычислены с помощью модели RELDIS и модели abrasion

Сечение	PHENIX	PHOBOS	BRAHMS	Теория
$\sigma_{\text{tot}}^{\text{MED}}$, б	—	—	—	3,6
$\sigma_{\text{tot}}^{\text{nuc}}$, б	—	—	—	7,29
$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{tot}}^{\text{MED}} + \sigma_{\text{tot}}^{\text{nuc}}$, б	—	—	—	10,89
$\sigma_{\text{tot}}^{\text{nuc}}/\sigma_{\text{tot}}$	$0,661 \pm 0,014$	$0,658 \pm 0,028$	$0,68 \pm 0,06$	0,669
$\frac{\sigma^{\text{MED}}(1nX D)}{\sigma_{\text{tot}}}$	$0,117 \pm 0,004$	$0,123 \pm 0,011$	$0,121 \pm 0,009$	0,138
$\frac{\sigma^{\text{MED}}(1nX 1nY)}{\sigma^{\text{MED}}(1nX D)}$	$0,345 \pm 0,012$	$0,341 \pm 0,015$	$0,36 \pm 0,02$	0,439
$\frac{\sigma^{\text{MED}}(2nX D)}{\sigma^{\text{MED}}(1nX D)}$	$0,345 \pm 0,014$	$0,337 \pm 0,015$	$0,35 \pm 0,03$	0,297
$\frac{\sigma^{\text{MED}}(1nX 1nY)}{\sigma_{\text{tot}}}$	$0,040 \pm 0,002$	$0,042 \pm 0,003$	$0,044 \pm 0,004$	0,061

представленную на рис. 18. Сечения таких процессов достаточно малы, что является еще одним различием между электромагнитной диссоциацией и периферической ядерной фрагментацией. Периферические ядерные взаимодействия с заметной вероятностью приводят к потере протонов без испускания нейтронов.

В табл. 9 представлены отношения сечений взаимной диссоциации, измеренные в работе [94] для столкновений ядер золота на RHIC. Эти экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими значениями, вычисленными с помощью модели RELDIS (σ^{MED}) и модели abrasion ($\sigma_{\text{tot}}^{\text{nuc}}$). В целом экспериментальные результаты хорошо описываются теорией. Как отмечалось выше, сечения $1n$ -каналов увеличиваются на 15–20 % в предположении о существовании дополнительного прямого механизма эмиссии одного нейтрона. Представленные в табл. 9 результаты получены в предположении $P_n^{\text{dir}} = 0,31$, которое обосновывается сравнением расчетов и эксперимента при энергиях ниже энергии RHIC (см. п. 2.4). Такой выбор P_n^{dir} может быть причиной наблюдаемого в табл. 9 завышения $1n$ -эмиссии по сравнению с экспериментом. Следует еще раз подчеркнуть, что $\sigma^{\text{MED}}(\text{LMN})$ более стабильны к выбору параметров расчета по сравнению с отдельно взятыми $1n$ - и $2n$ -сечениями.

4.2. Взаимная электромагнитная диссоциация ядер на коллайдере LHC.

Достоверность модели RELDIS подтверждается хорошим согласием теоретических результатов с экспериментальными данными [72–75] по одиночной электромагнитной диссоциации ядер золота и свинца в столкновениях с различными ядрами при энергиях SPS в ЦЕРН. Кроме того, обнаружено хорошее согласие с данными по взаимной диссоциации ядер [94], полученными на RHIC (см. п. 4.1). Все это дает основания использовать модель для расчетов и при более высоких энергиях LHC.

В результате ультрапериферических взаимодействий ядер в точках пересечения встречных пучков LHC образуются ядерные фрагменты. В дополнение к этому электромагнитная диссоциация может происходить и на ядрах остаточного газа [28]. Большинство таких фрагментов имеют характерные заряды и массу, близкие к ядрам пучков, поэтому их траектории в магнитном поле ускорителя проходят вблизи траектории пучка. Это затрудняет отделение таких фрагментов от ядер пучка посредством системы коллиматоров, что может приводить к попаданию фрагментов на элементы конструкции ускорителя и вызывать локальную тепловую нагрузку на них. Дополнительная тепловая нагрузка может оказаться критичной для сверхпроводящих магнитов ускорителя и вызвать потерю ими сверхпроводящего состояния. Подобные явления на коллайдере RHIC обсуждались в работе [29]. Для оценки воздействия на магниты LHC ядерных фрагментов от электромагнитной диссоциации ядер пучка в работах [95, 96] использовались таблицы выходов фрагментов, предсказываемые RELDIS и моделью abrasion–ablation.

Таблица 10. Сечения взаимной электромагнитной диссоциации ядер свинца (мб) при энергии $2,75 + 2,75A$ ТэВ на LHC [14]. Результаты получены с помощью моделей фотоядерных реакций GNASH и RELDIS для лидирующего и следующего порядков. Результаты оптимального варианта расчетов д) рекомендованы для дальнейшего использования. Для сравнения в скобках представлено значение $\sigma_{LO}^{MED}(1n|1n)$ из работы [58], которое соответствует $E_\gamma \leq 24$ МэВ

Канал диссоциации	σ_{LO}^{MED} (область ГР, $E_\gamma \leq 24$ МэВ)	σ_{LO}^{MED} (QD поглощение, $E_\gamma \leq 140$ МэВ)		$\sigma_{LO}^{MED} + \sigma_{NLO_{12}}^{MED} +$ $\sigma_{NLO_{21}}^{MED} + \sigma_{NLO_{22}}^{MED}$ (все процессы)	
	а) RELDIS $P_n^{dir} = 0$	б) GNASH	в) RELDIS $P_n^{dir} = 0$	г) RELDIS $P_n^{dir} = 0$	д) RELDIS $P_n^{dir} = 0,26$
$(1nX 1nY)$	519 (533)	488	544	727	805
$(1nX 2nY)+(2nX 1nY)$	154	220	217	525	496
$(2nX 2nY)$	11	24	22	96	77
LMN	684	732	783	1348	1378

Достоверные предсказания сечений взаимной электромагнитной диссоциации ядер на LHC необходимы для мониторинга светимости коллайдера. В табл. 10 приведены сечения взаимной электромагнитной диссоциации ядер свинца в ультрапериферических столкновениях на LHC. Аналогично вычислениям при энергии RHIC (см. п. 4.1) для вычисления брэнчингов $f(E, i)$ использовались две независимые модели фотоядерных реакций GNASH [64] и RELDIS [32]. Для проверки стабильности результатов вычислений в модели RELDIS использовались два значения вероятности прямой эмиссии нейтрона: $P_n^{dir} = 0$ и 0,26, и результаты сравнивались между собой.

Сечения эмиссии одного или двух нейтронов, представленные в табл. 10, получены в нескольких вариантах расчета для различных диапазонов энергии эквивалентных фотонов, $E_\gamma \leq E_{max}$, где верхний предел соответствует верхнему пределу интегрирования по энергии в уравнении (19). Даны результаты для области гигантских резонансов, $E_\gamma \leq 24$ МэВ, для энергий, не выходящих за область квазидейтронного поглощения, $E_\gamma \leq 140$ МэВ, и для всего диапазона. Кроме сечений каналов эмиссии одного или двух нейтронов целесообразно рассмотреть LMN-сечение:

$$\sigma^{MED}(LMN) = \sigma^{MED}(1nX|1nY) + \sigma^{MED}(1nX|2nY) + \sigma^{MED}(2nX|1nY) + \sigma^{MED}(2nX|2nY). \quad (50)$$

Из табл. 10 видно, что существует неопределенность $\sim 10\%$ в величине $\sigma(1nX|1nY)$ как следствие неопределенностей в фотоядерных сечениях. Тем

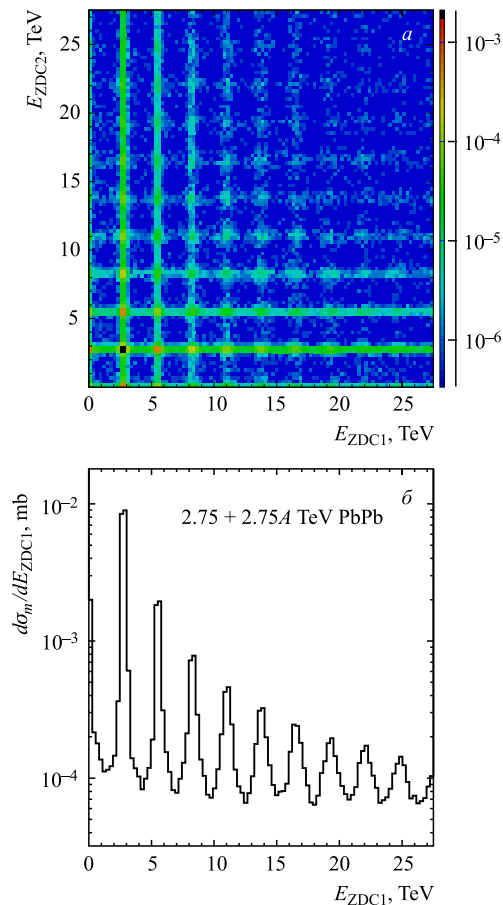


Рис. 19. *a*) Корреляции полных энергий, регистрируемых каждым из ZDC в событиях взаимной диссоциации ядер свинца на LHC. *б*) Распределение энергии в одном ZDC, полученное проекцией верхнего распределения. Распределения вычислены для лидирующего порядка и не учитывают аппаратного разрешения ZDC. Из работы [14]

не менее неопределенность $\sigma^{\text{MED}}(\text{LMN})$ оценивается на уровне $\sim 2\%$. Величина $\sigma^{\text{MED}}(\text{LMN})$ более стабильна и по отношению к вариациям параметров расчета, поэтому ее можно рекомендовать для использования в методе мониторинга светимости LHC аналогично RHIC (см. п. 4.1).

При энергиях LHC возбуждение ГР в обоих сталкивающихся ядрах под взаимным воздействием их кулоновских полей не является единственным процессом, приводящим к потере ядрами нейтронов. Поэтому возможны асимметричные события электромагнитных возбуждений ядер, в которых, например, возбуждение ГР в одном из ядер сопровождается фотоядерными ре-

акциями под действием более энергичных фотонов на другом ядре. Рис. 19 показывает присутствие таких асимметричных процессов диссоциации, которые проявляются в корреляции между полными энергиями, регистрируемыми каждым ZDC.

ZDC-калориметры, которые будут применяться в эксперименте ALICE на LHC, имеют определенные преимущества по сравнению с аналогичными детекторами, установленными на RHIC. На LHC энергетическое разрешение энергий нейтронов, регистрируемых в ZDC, ожидается на уровне $\sim 10\%$ [9], в то время как на RHIC оно составляет $\sim 20\%$ [97]. Это дает надежду на то, что каналы $3n$ и $4n$ будут успешно идентифицированы на LHC, что открывает возможности для изучения множественных возбуждений гигантских резонансов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение ультрапериферических столкновений ядер является той областью, где отрасли классической ядерной физики, изучающие структуру и коллективные возбуждения ядер, смыкаются с новой физикой взаимодействий ультрарелятивистских ядер. Описанный выше подход к электромагнитным взаимодействиям ядер, который реализован в виде компьютерной модели RELDIS, успешно описывает большой набор экспериментальных данных, полученных как в экспериментах с неподвижными мишенями, так и в экспериментах на коллайдере RHIC.

Успешное описание моделью RELDIS существующих экспериментальных данных RHIC дает основания использовать эту модель для предсказания характеристик электромагнитной диссоциации ядер на коллайдере LHC, где столкновения ядер будут изучаться в ближайшем будущем. Следует подчеркнуть, что при всех сегодняшних достижениях теории электромагнитной диссоциации ядер требуется дальнейшее развитие этого подхода. Во-первых, следует разработать последовательное квантово-механическое описание микроскопических свойств многофотонных возбуждений гигантских резонансов в столкновениях ультрарелятивистских ядер с целью поиска таких специфических каналов их распада, которые будут удобны для экспериментальной идентификации. Во-вторых, необходимо изучить возможное влияние кулоновских полей ядер на характеристики периферических адронных взаимодействий ядер, так как электромагнитные и ядерные силы действуют одновременно в каждом из событий. В частности, эти направления развития теории важны для описания столкновений легких ядер, где должна проявляться микроскопическая структура ГР и возрастет роль некогерентных процессов эмиссии эквивалентных фотонов по отношению к когерентным.

Автор настоящего обзора глубоко признателен соавторам оригинальных работ, посвященных электромагнитной диссоциации ядер, за многолетнее

плодотворное сотрудничество и поддержку. Сожалея о невозможности перечислить все имена, автор выражает особую благодарность И. Н. Мишустину, Я. Бондорфу, А. С. Ботвине, А. С. Ильинову, А. Б. Курепину, А. Вентуре, К. Шайденбергеру, К. Зюммереру, Х. Брауну, Д. М. Жовету, У. Уггерхою, А. Моршу. Автор благодарит А. Балтца, С. Вайта, М. Стрикмана за многочисленные обсуждения темы ультрапериферических столкновений ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baym G.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 698. P. 23.
2. *Литвиненко А. Г.* // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38, вып. 2. С. 409.
3. *De Cassagnac R. G.* // Intern. J. Mod. Phys. A. 2007. V. 22. P. 6043.
4. *Тимошенко С. Л., Емельянов В. М.* // ЭЧАЯ. 2006. Т. 37, вып. 4. С. 1150.
5. *Evans L.* // New J. Phys. 2007. V. 9. P. 335.
6. *Cortese P. et al. (ALICE Collab.)* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2004. V. 30. P. 1517.
7. *Alessandro B. et al. (ALICE Collab.)* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2006. V. 32. P. 1295.
8. *Adler C. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 461. P. 488.
9. *Oppedisano C.* Centrality Measurement in the ALICE Experiment with the Zero Degree Calorimeters. ALICE Internal Note 2002. ALICE-INT-2002-08.
10. *Puddu G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 581. P. 397.
11. *Krauss F., Greiner M., Soff G.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 1997. V. 39. P. 503.
12. *Baur G., Hencken K., Trautmann D.* // J. Phys. G. 1998. V. 24. P. 1657.
13. *Baur G. et al.* // Phys. Rep. 2002. V. 364. P. 359.
14. *Baltz A. J. et al.* // Phys. Rep. 2008. V. 458. P. 1.
15. *Pshenichnov I. A. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1920.
16. *Pshenichnov I. A. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 044901.
17. *Pshenichnov I. A. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 024903.
18. *Jackson J. D.* Classical Electrodynamics. 2nd ed. N. Y.: Wiley, 1975.
19. *Fermi E.* // Nuovo Cim. 1925. V. 2. P. 143.
20. *Fermi E.* On the Theory of Collisions between Atoms and Electrically Charged Particles / Transl. from Italian by M. Gallinaro and S. White. hep-th/0205086.
21. *von Weizsacker C. F.* // Z. Phys. 1934. V. 88. P. 612.
22. *Williams E. J.* // Phys. Rev. 1934. V. 45. P. 729.
23. *Iljinov A. S. et al.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 616. P. 575.
24. *Pshenichnov I. A. et al.* // Eur. J. Phys. A. 2005. V. 24. P. 69.
25. *Golubev P. et al.* // Nucl. Phys. A. 2008. V. 806. P. 216.
26. *Barashenkov V. S. et al.* // Nucl. Phys. A. 1974. V. 231. P. 462.
27. *Botvina A. S. et al.* // Nucl. Phys. A. 1987. V. 475. P. 663.
28. *Veyssièrè A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1970. V. 159. P. 561.

29. *Levinger J. S.* // Phys. Rev. 1951. V. 84. P. 43.
30. *Leprêtre A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1981. V. 367. P. 237.
31. *Laget J. M.* // Nucl. Phys. A. 1978. V. 312. P. 265.
32. *Guaraldo C. et al.* // Nuovo Cim. A. 1990. V. 103. P. 607.
33. *Leprêtre A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1982. V. 390. P. 221.
34. *Llope W. J., Braun-Munzinger P.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 2644.
35. *Berman B. L., Fultz B. L.* // Rev. Mod. Phys. 1975. V. 47. P. 713.
36. *Dietrich S. S., Berman B. L.* // At. Data and Nucl. Data Tables. 1988. V. 38. P. 199.
37. *Mirazita M. et al.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 407. P. 225.
38. *Muccifora V. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 064616.
39. *Bianchi N. et al.* // Ibid. P. 064617.
40. *Harvey R. R. et al.* // Phys. Rev. 1964. V. 136. P. B126.
41. *Berman B. L. et al.* // Phys. Rev. C. 1987. V. 36. P. 1286.
42. *Engel R., Ranft J., Roesler S.* // Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 6957.
43. *Baltz A. J., Chasman C., White S. N.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 417. P. 1.
44. *Arruda-Neto J. D. T. et al.* // Nucl. Phys. 1998. V. 638. P. 701.
45. *Wolynec E. et al.* // Phys. Rev. C. 1984. V. 29. P. 1137.
46. *White S. N.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 409. P. 618.
47. *Беляев С. Н., Семенов В. А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1991. Т. 55, вып. 5. С. 953.
48. *Варламов В. В. и др.* // Ядерные константы. 1993. Т. 1. С. 52.
49. *Young P. G., Arthur E. D., Chadwick M. B.* // Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors, Physics, Design and Safety (Lecture Series. 1996, Trieste, Italy) / Ed. A. Gandini and G. Reffo. Singapore, 1998. V. I. P. 227.
50. *Chadwick M. B., Young P. G.* // Acta Phys. Slovaca. 1995. V. 45. P. 633.
51. *Chadwick M. B. et al.* // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. 814.
52. *van den Berg A. M. et al.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 578. P. 238.
53. *Alarcon R. et al.* // Phys. Rev. C. 1991. V. 43. P. R2470.
54. *Askew R. F., Batson A. P.* // Nucl. Phys. 1960. V. 20. P. 408.
55. *Tagliabue F., Goldemberg J.* // Nucl. Phys. 1961. V. 23. P. 144.
56. *Chekomazov G. A., Urin M. H.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 354. P. 7.
57. *Hill J. C. et al.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 661. P. 313.
58. *Golubeva M. B. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 024905.
59. *Dekhissi H. et al.* // Nucl. Phys. A. 2000. V. 662. P. 207.
60. *Scheidenberger C. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 014902.
61. *Scheidenberger C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 042301.
62. *Tsao C. H., Silberberg R., Barghouty A. F.* // Astrophys. J. 1998. V. 501. P. 920.
63. *Geer L. Y. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 334.
64. *Sümmerer K. et al.* // Ibid. P. 1106.
65. *Cummings J. R. et al.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 42. P. 2508.

66. *Waddington C. J. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 024910.
67. *Hirzebruch S. E. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 2085.
68. *Bertulani C. A., Dolci D. S.* // Nucl. Phys. A. 2000. V. 674. P. 527.
69. *Baur G. et al.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 729. P. 787.
70. *Benesh C. J., Friar J. L.* // Phys. Rev. C. 1994. V. 50. P. 3167.
71. *Hencken K., Trautmann D., Baur G.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 2532.
72. *Hencken K., Trautmann D., Baur G.* // Z. Phys. C. 1995. V. 68. P. 473.
73. *Aumann T., Bertulani C. A., Summerer K.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 416.
74. *Benesh C. J., Cook B. C., Vary J. P.* // Phys. Rev. C. 1989. V. 40. P. 1198.
75. *Grunschloss A. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 051601.
76. *Hüfner J., Schäfer K., Schürmann B.* // Phys. Rev. C. 1975. V. 12. P. 1888.
77. *Emling H.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 1994. V. 33. P. 729.
78. *de Passos E. J. V. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 034326.
79. *Chiu M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 012302.
80. *Braun H.-H. et al.* // Proc. of the 9th Eur. Part. Accel. Conf., Lucerne, Switzerland, July 5–9, 2004. P. 551.
81. *Jowett J. M. et al.* // Ibid. P. 578.
82. *Adler C. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 461. P. 337.