

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

На правах рукописи

Дмитриева Ульяна Александровна

# Изучение ультрапериферических столкновений ядер на коллайдерах

01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

доктор физ.-мат. наук

Игорь Анатольевич Пшеничников

Москва – 2022

# Оглавление

<b>Введение</b> . . . . .	5
<b>Глава 1. Моделирование ультрапериферических столкновений ядер</b>	17
1.1. Теория электромагнитных взаимодействий релятивистских ядер и модель RELDIS . . . . .	17
1.2. Моделирование образования вторичных ядер в УПС ядер $^{208}\text{Pb}$ на LHC . . . . .	22
1.3. Моделирование эмиссии нуклонов в УПС ядер $^{208}\text{Pb}$ на LHC . . . . .	23
1.4. Оценка образования вторичных ядер путем измерения выходов нуклонов в УПС ядер $^{208}\text{Pb}$ на LHC . . . . .	25
1.5. Моделирование образования вторичных ядер с помощью RELDIS в УПС ядер $^{197}\text{Au}$ на NICA . . . . .	33
1.6. Выводы . . . . .	37
<b>Глава 2. Электромагнитная диссоциация ядер на проектируемом коллайдере FCC-hh</b> . . . . .	38
2.1. Введение . . . . .	38
2.2. Полные адронные и электромагнитные сечения столкновений In–In и Pb–Pb на LHC и FCC-hh . . . . .	40
2.3. Рождение вторичных ядер в ЭМД ядер индия $^{115}\text{In}$ и свинца $^{208}\text{Pb}$ на FCC-hh . . . . .	41
2.4. Выводы . . . . .	44
<b>Глава 3. Моделирование ядерной резонансной флуоресценции в столкновениях ядер на LHC и FCC-hh</b> . . . . .	45
3.1. Введение . . . . .	45
3.2. Дискретные возбужденные состояния ядра ниже порога эмиссии нейтрона . . . . .	47

3.3.	Распределения фотонов по углу, энергии и скорости в лабораторной системе отсчета . . . . .	49
3.4.	Влияние времени жизни уровня . . . . .	53
3.5.	Выводы . . . . .	55
<b>Глава 4. Комбинаторная модель расчета ограниченного акцептанса передних адронных калориметров . . . . .</b>		
4.1.	Введение . . . . .	57
4.2.	Основные положения модели . . . . .	57
4.3.	Спектры энергосвечения для событий ЭМД ядер свинца $^{208}\text{Pb}$ на LHC . . . . .	61
4.4.	Спектры энергосвечения для событий ЭМД ядер золота $^{197}\text{Au}$ на NICA . . . . .	65
4.5.	Работа ZDC в условиях малого акцептанса . . . . .	66
4.6.	Выводы . . . . .	67
<b>Глава 5. Эффективность регистрации нуклонов от электромагнитной диссоциации в эксперименте ALICE . . . . .</b>		
5.1.	Введение . . . . .	69
5.2.	P-метод определения эффективности ALICE ZDC в отношении многонуклонных событий . . . . .	70
5.3.	H-метод определения эффективности ALICE ZDC в отношении многонуклонных событий . . . . .	73
5.4.	S-метод определения эффективности ALICE ZDC в отношении многонуклонных событий . . . . .	83
5.5.	Сравнение результатов трёх методов и рекомендуемые значения поправочных коэффициентов . . . . .	93
5.6.	Независимые проверки для исключения круговой логики при анализе данных . . . . .	98
5.7.	Проверка устойчивости измеренных сечений к изменениям $f_i$ . . . . .	100

5.8. Выводы . . . . .	102
<b>Глава 6. Изучение электромагнитной диссоциации ядер свинца</b>	
<b><math>^{208}\text{Pb}</math> в эксперименте ALICE . . . . .</b>	<b>103</b>
6.1. Введение . . . . .	103
6.2. Передние адронные калориметры ZDC . . . . .	103
6.3. Технические особенности анализа данных . . . . .	105
6.4. Эмиссия нейтронов в результате ЭМД . . . . .	111
6.5. Сравнение с предыдущими измерениями ALICE . . . . .	116
6.6. Результаты измерений . . . . .	118
6.7. Выводы . . . . .	125
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>128</b>
<b>Список публикаций . . . . .</b>	<b>132</b>
<b>Цитированная литература . . . . .</b>	<b>134</b>
<b>Приложения . . . . .</b>	<b>143</b>
Приложение 1. Вычисление систематических погрешностей . . . . .	143

## Введение

**Актуальность темы исследования.** Одним из важнейших направлений современной ядерной физики и физики элементарных частиц является изучение столкновений частиц и ядер высоких энергий. Эксперименты по столкновениям встречных пучков протонов и ядер выполняются на Большом адронном коллайдере LHC [1] (англ. Large Hadron Collider) в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) в Женеве, на коллайдере RHIC (англ. Relativistic Heavy Ion Collider) в Брукхэйвенской национальной лаборатории, штат Нью-Йорк. В Объединённом институте ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне создается новый ускорительный комплекс NICA (англ. Nuclotron based Ion Collider Facility), который позволит изучать как столкновения протонов и дейтронов, так и столкновения ядер. В столкновениях тяжелых релятивистских ядер основной интерес физиков обычно сосредоточен на изучении горячего и плотного фазового состояния — сильновзаимодействующей материи в области перекрывания сталкивающихся ядер. В условиях экстремально высоких температуры и плотности энергии предсказывается возможность фазового перехода адронной материи в кварк-глюонную плазму (КГП) — особое состояние вещества, в котором, как предполагается, существовала наша Вселенная в первые микросекунды после Большого взрыва. Для экспериментального подтверждения такого фазового перехода необходимо сортировать события по прицельному параметру  $b$  — расстоянию между центрами сталкивающихся ядер в плоскости, поперечной оси пучка, — или по степени центральности (англ. centrality), величина которой непосредственно связана с прицельным параметром и выводится из сравнения экспериментальных данных с результатами Монте-Карло моделирования. Сравнение разнообразных величин, измеренных в центральных событиях, с теми же величинами, измеренными в периферических столкновениях, может служить доказательством обнаружения фазового перехода адронной материи в КГП. Таким образом, программы экспериментов на коллайдерах RHIC и LHC в основном

ориентированы на изучение центральных событий со значительным перекрытием ядерных плотностей, в которых доминируют сильные взаимодействия и наблюдается множественное рождение частиц в результате столкновений нуклонов-партисипантов (англ. participant — участник). Однако в последние десятилетия широко обсуждаются и ультрапериферические столкновения (УПС), где величина прицельного параметра превышает сумму радиусов сталкивающихся ядер и отсутствует их геометрическое перекрытие:  $b \geq R_1 + R_2$ , где  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы сталкивающихся ядер. В таких столкновениях ядра целиком выступают в качестве зрителей (англ. spectator — наблюдатель), и их взаимодействие имеет исключительно к электромагнитный характер [2].

Результатом адронных взаимодействий является взаимное разрушение сталкивающихся ядер и множественное рождение частиц. Однако кулоновские поля сталкивающихся ядер приводят к их разрушению и в УПС. Это явление известно как электромагнитная диссоциация (ЭМД) ядер. ЭМД приводит к потере циркулирующих в ускорителе ядер, что существенно ограничивает светимость коллайдера и время жизни пучков в ускорителях [3]. В результате ЭМД меняется магнитная жесткость [3], которая определяется как отношение импульса  $p$  частицы к ее заряду  $p/Ze = (B\rho)$ , где  $\rho$  — радиус траектории частицы в магнитном поле  $B$ . При одновременном испускании нейтронов и протонов величина магнитной жесткости остаточного ядра может сохраняться близкой к таковой для первоначального ядра, что приводит к движению остаточных ядер по траекториям, близким к траектории ядер пучка. Такие ядра могут проходить через систему коллиматоров ускорителя, предназначенных для удаления продуктов взаимодействий ядер в точках взаимодействия, и создавать радиационную и тепловую нагрузку на конструкционные элементы ЛНС [4]. В том числе, часть вторичных ядер попадает в сверхпроводящие магниты ЛНС, нагревая их, что может привести к квенчингу магнитов — потере сверхпроводимости [3, 4]. Наиболее вероятными каналами ЭМД являются эмиссия одного или нескольких нуклонов с образованием единственного ядра-остатка [5]. При ультрареляти-

вистских энергиях ЛНС нуклоны от ЭМД будут вылетать в достаточно узкий конус с осью, совпадающей с направлением движения пучка в точке взаимодействия, что позволяет регистрировать такие нуклоны относительно компактными в поперечных размерах адронными калориметрами. Например, установка ALICE (англ. A Large Ion Collider Experiment) на ЛНС, созданная специально для изучения столкновений тяжелых ядер, снабжена передними адронными калориметрами ZDC (англ. Zero Degree Calorimeters), расположенными с обеих сторон от точки взаимодействия ядер и позволяющими регистрировать как нейтроны, так и протоны от ЭМД. Ранее коллаборацией ALICE [6] с помощью ZDC были измерены сечения эмиссии одного, двух и трех нейтронов от ЭМД в УПС ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  с энергией в системе центра масс на нуклонную пару  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  ТэВ, и было показано, что суммарное сечение эмиссии 1–3 нейтронов составляет  $\sim 67\%$  для данной энергии столкновений. Подобный результат ( $\sim 72\%$ ) предсказывает и модель релятивистской электромагнитной диссоциации ядер RELDIS (англ. Relativistic Electromagnetic DISsociation) [7], разработанная специально для описания фрагментации ультрарелятивистских ядер под действием интенсивных электромагнитных полей.

Методы исследования фрагментации ядер в столкновениях при высоких энергиях столкновения существенно отличаются от методов, используемых при низких энергиях. В последнем случае образующиеся в результате столкновения ядерные фрагменты с начальной энергией в сотни МэВ/нуклон вылетают под относительно большими углами по отношению к оси пучка и такой разброс позволяет полностью их идентифицировать, используя, в частности, Si-CsI(Tl)-телескопы и времяпролетные детекторы [8, 9]. В частности, исследован мультифрагментный распад спектаторной материи при промежуточных энергиях столкновений [8]. Регистрация и идентификация ядерных фрагментов в экспериментах при ультрарелятивистских энергиях оказывается более сложной задачей. Вылетающие под малыми углами по отношению к оси пучка фрагменты трудно отделить от ядер пучка. Например, фрагменты налетающих ядер

регистрировались посредством наложения внешнего магнитного поля и размещения детекторов на большом расстоянии от точки взаимодействия [10]. Также для изучения фрагментации ядер при ультрарелятивистских энергиях использовались ядерные эмульсии высокого разрешения [11] и трековые детекторы из CR39-пластика [12]. Распределения фрагментов по зарядам были измерены [11, 12] в широком диапазоне зарядов вторичных ядер, однако данные методы оставались нечувствительными к спектаторным нейтронам. Без регистрации спектаторных нейтронов были выполнены и измерения сечений изменения заряда для ядер свинца и индия [13] с энергией 158 Гэв/нуклоно. В этих экспериментах мишени из  $\text{CH}_2$ , C, Al, Cu, Sn и Au помещались между двумя ионизационными камерами, а сцинтилляционный детектор обеспечивал триггерный сигнал от ядер пучка. Следует подчеркнуть, что на сегодняшний день ни на RHIC, ни на LHC образование заряженных спектаторных фрагментов не изучалось. Насколько нам известно, существует только два предложения для будущих экспериментов по обнаружению заряженных фрагментов в экспериментах на коллайдерах: с помощью детектора для измерения центральности на RHIC [14] и с помощью детектора ATLAS Forward Proton на LHC [15].

Важно заметить, что в УПС ядер их лоренц-сжатые поля могут быть представлены в виде эквивалентных фотонов с характерным спектром Вайцеккера – Вильямса [2, 16]. Такая интерпретация оказывается исключительно удобной, поскольку фотоядерные реакции были открыты еще в 1934 году и к настоящему моменту полные сечения фотопоглощения изучены в очень широком диапазоне энергий, начиная от энергии связи нуклона до нескольких тысяч ГэВ. Характер взаимодействия фотонов с ядрами зависит от энергии фотонов. Возбуждение и распад гигантского дипольного резонанса (ГДР) является наиболее важным каналом УПС. В частности, мультифононные возбуждения ГДР были успешно изучены в УПС [17, 18]. Более поздние исследования включают исследования ЭМД ядер с поверхностным нейтронным слоем [19, 20]. Возбужденные ядерные состояния ниже области ГДР известны как пигми-резонансы [21, 22]

(англ. *pigmy resonances*), и их связь с гигантскими резонансами также исследовалась [23]. Однако до сих пор гораздо меньше внимания уделялось возбуждению ультрарелятивистских ядер на RHIC и LHC ниже энергии эмиссии нуклона из ядра, которые приводят к испусканию фотонов. Этот процесс подобен ядерной резонансной флуоресценции (ЯРФ), которая интенсивно изучалась в экспериментах с реальными фотонами [24, 25, 26] и предложена, в частности, для неразрушающего контроля отработанного ядерного топлива [27]. Свойства многочисленных дискретных возбужденных ядерных состояний в ядрах свинца  $^{204,206,207,208}\text{Pb}$  ниже порога эмиссии нейтронов были исследованы путем регистрации фотонов от ЯРФ после воздействия тормозного излучения с конечной энергией 6.75 МэВ [28]. Насколько нам известно, возбуждение дискретных ядерных уровней в УПС на LHC рассматривалось только в двух работах [29, 30]. В первой работе [29] исследован двухстадийный процесс с образованием пар  $e^+e^-$  — при слиянии виртуальных фотонов, испускаемых ядрами кальция Ca в УПС, и с возбуждением электроном или позитроном определенных уровней в Ca. Во второй работе [30] изучалось рождение частиц в центральной области быстрот, сопровождающееся ядерным возбуждением, для УПС ядер кислорода и свинца. На LHC фотоны регистрировались только в эксперименте LHCf в протон-протонных и протон-свинцовых столкновениях [31, 32, 33, 34], а также обсуждалась [35] возможность регистрации фотонов, испускаемых ядерными спектаторами по направлению вперед, в ядро-ядерных столкновениях, но явление ЯРФ пока не изучалось. Такие исследования представляют междисциплинарный интерес, поскольку ядерная структура  $^{208}\text{Pb}$ , которая обычно изучается в физике низких энергий, также может быть исследована в экспериментах по физике высоких энергий как на LHC, так и на FCC-hh.

Хотя текущая научная программа LHC расписана до 2030–2040ых годов, уже сейчас активно обсуждается проект будущего кольцевого коллайдера FCC [36, 37] (англ. *Future Circular Collider*), запуск которого планируется не раньше 2040 года. Проект FCC включает в себя три концепции коллайдера: адрон-адронный

коллайдер FCC-hh, лептон-лептонный коллайдер FCC-ee и адрон-лептонный коллайдер FCC-eh. Обсуждается возможность исследования протон-протонных столкновений на энергии  $\sqrt{s} = 100$  ТэВ, что в пересчете на нуклон-нуклонное столкновение дает  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  ТэВ для столкновений  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  [38], что в  $\sim 8$  раз выше энергии, достигнутой к настоящему моменту на ЛНС. При создании проекта FCC-hh также необходимо учитывать электромагнитные процессы, как для расчета потерь светимости и тепловой нагрузки от ЭМД, так и при выборе ядер для физической программы.

Таким образом, теоретическое и экспериментальное изучение электромагнитных процессов, таких как ЭМД и ЯРФ, в УПС тяжелых ядер при рекордных к настоящему моменту энергиях ЛНС позволит заполнить пробел в исследованиях ультррелятивистских столкновений, где основное внимание уделяется адронным взаимодействиям, а также будет важным для создания новых ускорительных установок.

### **Общая цель и конкретные задачи работы.**

Целью работы является изучение ультрапериферических столкновений ядер на коллайдерах ЛНС, FCC-hh и NICA, а именно:

1. Моделирование УПС ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  на ЛНС и ядер золота  $^{197}\text{Au}$  на NICA с помощью модели RELDIS для вычисления сечений образования вторичных ядер и сечений эмиссии соответствующего числа нейтронов и протонов; сравнение этих сечений.
2. Сравнение ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  и индия  $^{115}\text{In}$  для их использования в качестве ядер пучка на ЛНС и на FCC-hh с точки зрения нуклон-нуклонной светимости.
3. Моделирование процессов ядерной резонансной флуоресценции в УПС ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  при энергиях ЛНС и проектируемого коллайдера FCC-hh.

4. Создание комбинаторной модели для определения эффективности регистрации нейтронов и протонов в передних адронных калориметрах с учетом их ограниченного аксептанса.
5. Монте-Карло моделирование ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$  в эксперименте ALICE на LHC для вычисления поправок на эффективность регистрации нуклонов нейтронными и протонными калориметрами ZDC и сравнение результатов моделирования с предсказаниями разработанной комбинаторной модели.
6. Вычисление сечений образования различных вторичных ядер, посредством измерения сечений эмиссии нейтронов и протонов вперёд, на основе данных собранных калориметрами ZDC в сеансах столкновений ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$ - $^{208}\text{Pb}$  на LHC.

**Научная новизна данной работы** состоит в том, что впервые был предложен способ учета ограниченного аксептанса для вычисления энерговыделения в передних адронных калориметрах; данный способ может быть использован для любых калориметров с известными для него характеристиками энергетического разрешения и аксептанса. Впервые выполнено моделирование ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  для установки ALICE, а именно для нейтронных и протонных калориметров ZDC, и вычислены эффективности регистрации для каналов различной множественности нуклонов. Впервые были получены данные по эмиссии нейтронов и протонов на рекордной на данный момент энергии столкновений  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ. Эти данные были получены с учетом вычисленных эффективностей регистрации нуклонов в ZDC. Впервые выполнено моделирование ЭМД ядер индия и свинца на проектируемом коллайдере FCC-hh. Впервые теоретически исследовано явление ЯРФ на коллайдерах LHC и FCC-hh.

### **Теоретическая и практическая ценность работы.**

Изучение ЭМД в эксперименте ALICE на LHC, помимо фундаментально-

го научного значения, имеет практическую ценность. Во-первых, интенсивные электромагнитные взаимодействия ядер, сталкивающихся на встречных пучках LHC, приводят к потере циркулирующих в ускорителе ядер, что существенно ограничивает светимость коллайдера и время жизни пучков в ускорителях. Во-вторых, ядра с близкими к ядрам пучка LHC отношением заряда к массе проходят сквозь систему коллиматоров LHC и оказывают воздействие на элементы коллайдера, в частности, на сверхпроводящие магниты. Выходы таких ядер с близкими к ядрам пучка отношениями заряда к массе можно оценить с помощью той или иной модели, однако ни прямые, ни косвенные измерения этих выходов на LHC не выполнялись. Задача измерения таких выходов становится особенно важной в свете подготовки работы LHC с увеличенной светимостью (англ. HL-LHC — High Luminosity LHC), а также при проектировании будущего коллайдера FCC-hh.

Разработанные в диссертационной работе методы вычисления эффективностей адронных калориметров могут быть использованы для анализа данных, собранных в других сеансах столкновений ядер в эксперименте ALICE на LHC, а разработанная комбинаторная модель может быть использована для любых других установок, оснащенных передними адронными калориметрами, например, для установки MPD на строящемся коллайдере NICA в Дубне.

### **Методология и методы исследования.**

Моделирование ЭМД ядер выполнялось с помощью модели RELDIS, основанной на методе Монте-Карло и реализованной в виде компьютерного кода. Все вычисления и визуальное представление результатов реализованы путем написания компьютерного кода в пакете объектно-ориентированных программ и библиотек ROOT. Монте-Карло моделирование установки ALICE и анализ экспериментальных данных, собранных в эксперименте ALICE, выполнялись с помощью пакета объектно-ориентированных программ и библиотек AliPhysics, основанном на ROOT.

### Положения, выносимые на защиту:

1. С помощью модели Relativistic ELeCtromagnetic DISSociation (RELDIS), разработанной ранее в ИЯИ РАН И. А. Пшеничным с соавторами, вычислены сечения образования вторичных ядер, нейтронов и протонов в результате электромагнитной диссоциации (ЭМД) ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  в их ультрапериферических столкновениях (УПС) на LHC и ядер золота  $^{197}\text{Au}$  на NICA.
2. На основе моделирования с помощью RELDIS  $^{115}\text{In}-^{115}\text{In}$  и  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  взаимодействий на коллайдерах LHC и FCC-hh исследованы выходы вторичных ядер, оценены соотношения электромагнитных и адронных событий в точках взаимодействия.
3. Вычислены дифференциальные распределения по углам вылета, энергиям и псевдобыстроте фотонов от ядерной резонансной флуоресценции (ЯРФ), индуцированной фотонами Вайцзеккера – Вильямса, в УПС ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  на коллайдерах LHC и FCC-hh; вычислены полные сечения ЯРФ.
4. Разработана комбинаторная вероятностная модель для вычисления энерговыделения в передних адронных калориметрах с учетом их ограниченного акцептанса при попадании в них нуклонов от ЭМД. Метод был применен к:
  - а. калориметру FHCAL эксперимента MPD (NICA, Дубна) для столкновений ядер золота  $^{197}\text{Au}$  при  $\sqrt{s_{NN}}$  от 4 до 11 ТэВ;
  - б. передним нейтронным и протонным калориметрам ZDC эксперимента ALICE для столкновений ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  и 5.02 ТэВ.
5. На основе Монте-Карло моделирования ЭМД в  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ посредством RELDIS в пакете объектно-ориен-

тированных программ и библиотек AliPhysics эксперимента ALICE были вычислены поправочные коэффициенты на эффективность регистрации в ZDC событий с нейтронами и протонами определенной множественности.

6. В результате анализа экспериментальных данных по  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениям, собранных коллаборацией ALICE на LHC в 2018 году, были измерены сечения эмиссии нейтронов и протонов от ЭМД с учетом вычисленных поправок на эффективность регистрации нуклонов. С помощью RELDIS оценены выходы соответствующих вторичных ядер-остатков, образующихся в ЭМД, показано доминирование событий с малыми энергиями возбуждения.

### **Степень достоверности и апробация результатов.**

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

- 59-ая научная конференции МФТИ с международным участием, Долгопрудный, МФТИ, 26.11.2016;
- VII межинститутская молодёжная конференция «Физика элементарных частиц и космология 2018», Москва, ФИАН, 09.04.2018;
- Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2018», Москва, МГУ им. М.В.Ломоносова, 10.04.2018;
- VII международная молодежная научная школа-конференции «Современные проблемы физики и технологий», Москва, НИЯУ МИФИ, 18.04.2018;
- Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2019», Москва, МГУ им. М.В.Ломоносова, 10.04.2019;
- 64-ая Всероссийская научная конференции МФТИ, Долгопрудный, МФТИ, 02.12.2021,

а также на регулярных совещаниях физической рабочей группы коллаборации ALICE по теме ультрапериферических столкновений.

### **Публикации по теме диссертации.**

Материалы диссертации опубликованы в 10 печатных работах, из них 6 статей в рецензируемых журналах [1а, 2а, 4а, 3а, 5а, 6а] и в 3 статьи в сборниках трудов конференций [8а, 9а, 10а].

### **Личный вклад автора.**

Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают личный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором. Автор принимал непосредственное участие в решении следующих задач:

- Моделирование ультрапериферических столкновений ядер с помощью модели RELDIS.
- Теоретическое изучение ядерной резонансной флуоресценции на LHC и FCC-hh, вывод формул и написание кода в программной среде ROOT для визуального представления результатов.
- Разработка комбинаторной модели для описания спектров энерговыделения в передних адронных калориметрах и их эволюции в зависимости от энергии пучка и аксептанса калориметра, которая дает выражения, связывающие числа испущенных и зарегистрированных нуклонов от электромагнитной диссоциации. Написание кода в программной среде ROOT для вычисления поправочных коэффициентов на эффективность регистрации нуклонов и визуального представления результатов.
- Подбор оптимальных входных параметров Монте-Карло моделирования в пакете объектно-ориентированных программ и библиотек AliPhysics, разработка методов вычисления эффективности регистрации нуклонов передними адронными калориметрами ZDC, написание кода для решения

указанных задач.

- Написание кода в программной среде AliPhysics для анализа данных, собранных в эксперименте ALICE посредством калориметров ZDC.

### **Структура и объем диссертации.**

Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения, списка публикаций, списка цитированной литературы и приложения. Работа изложена на 145 страницах, включая 41 рисунок, 32 таблицы и список цитированной литературы, содержащий 78 наименований.

# Моделирование ультрапериферических столкновений ядер

## 1.1. Теория электромагнитных взаимодействий релятивистских ядер и модель RELDIS

### 1.1.1. Метод Вайцзеккера – Вильямса

В ультрапериферических столкновениях (УПС) ускоренных ядер, в которых прицельный параметр  $b$  превосходит сумму радиусов ядер ( $b > R_1 + R_2$ ), взаимодействия ядер могут быть описаны методом эквивалентных фотонов Вайцзеккера – Вильямса, согласно которому лоренц-сжатые кулоновские поля ядер могут быть представлены в виде потока фотонов. Данный метод был предложен Энрико Ферми, а в дальнейшем был применен для расчета взаимодействия протонов и электронов с веществом в работах Вайцзеккера и Вильямса.

Рассмотрим метод Вайцзеккера – Вильямса подробнее. Массовые числа и заряды сталкивающихся ядер обозначим, соответственно, как  $A_1$ ,  $A_2$  и  $Z_1$ ,  $Z_2$ . Для удобства рассмотрения результата взаимодействия фотона с ядром  $A_2$  можно перейти в систему покоя этого ядра и считать его ядром-мишенью. Опираясь на метод Вайцзеккера – Вильямса, влияние лоренц-сжатого кулоновского поля ядра  $A_1$  на ядро  $A_2$  можно свести к поглощению ядром-мишенью  $A_2$  одного или нескольких эквивалентных фотонов, испущенных ядром  $A_1$ , как показано на Рис. 1.1.

Спектр эквивалентных фотонов от ядра-партнера по столкновению  $A_1$  в системе покоя ядра  $A_2$ , в зависимости от энергии налетающего ядра и прицель-

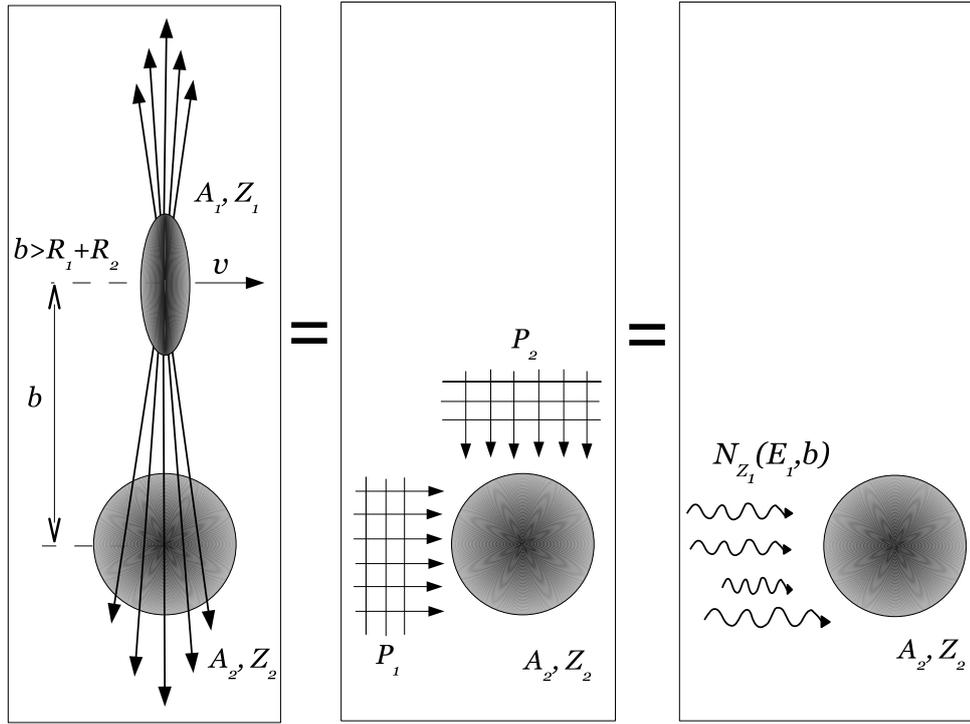


Рис. 1.1. В ультрапериферических столкновениях ядра  $(A_1, Z_1)$  и  $(A_2, Z_2)$  действуют друг на друга своими электромагнитными полями. Следуя методу Вайцзеккера – Вильямса такое воздействие можно рассматривать как поглощение импульсов электромагнитного излучения от ядра-партнера. Импульсы такого излучения представляются спектром эквивалентных фотонов  $N_{Z_1}(E_1, b)$ , зависящим от величины прицельного параметра  $b$ . Рисунок из работы [7].

ного параметра, дается выражением [7]:

$$N_{Z_1}(E_1, b) = \frac{\alpha Z_1^2}{\pi^2} \frac{x^2}{\beta^2 E_1 b^2} \left( K_1^2(x) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(x) \right), \quad (1.1)$$

где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $x = \omega b / \gamma v = E_1 b / \gamma \beta \hbar c$  — аргумент модифицированных функций Бесселя нулевого  $K_0$  и первого  $K_1$  порядков.

Спектр виртуальных фотонов, видимый поглощающим их ядром с зарядом  $Z_2$ , получается интегрированием (1.1) по всем прицельным параметрам  $b > b_{min}$ , соответствующим ультрапериферическим взаимодействиям ядер, со следующим результатом [2]:

$$n(E_1) = \frac{2\alpha Z_1^2}{\pi \beta^2 E_1} \left( x K_0(x) K_1(x) - \frac{x^2 \beta^2}{2} (K_1^2(x) - K_0^2(x)) \right). \quad (1.2)$$

Здесь  $x = \omega b / \gamma v = E_1 b / \gamma \beta \hbar c$ , как и в выражении (1.1), а  $b_{min}$  дает минимальное значение прицельного параметра в УПС, которое соответствует внешней гра-

нице области действия ядерных сил. С учетом незначительного искривления траектории релятивистского налетающего ядра под действием ядерных сил это значение определяется как

$$b_{min} = r_0[A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}} - X(A_1^{-\frac{1}{3}} + A_2^{-\frac{1}{3}})], \quad (1.3)$$

где  $r_0 = 1.34$  фм, а  $X$  — параметр кривизны.

Заметим, что выражение для спектра Вайцзеккера – Вильямса в общем случае зависит от мультипольности эквивалентных фотонов и для  $E1$ ,  $M1$  и  $E2$  фотонов дается следующими выражениями [2]:

$$n_{E1}(E\gamma) = \frac{2\alpha Z_1^2}{\pi\beta^2 E\gamma} \left( xK_0(x)K_1(x) - \frac{x^2\beta^2}{2}(K_1^2(x) - K_0^2(x)) \right),$$

$$n_{M1}(E\gamma) = \frac{2\alpha Z_1^2}{\pi E\gamma} \left( xK_0(x)K_1(x) - \frac{x^2}{2}(K_1^2(x) - K_0^2(x)) \right),$$

$$n_{E2}(E\gamma) = \frac{2\alpha Z_1^2}{\pi\beta^2 E\gamma} \left( 2(1 - \beta^2)K_1^2(x) + x(2 - \beta^2)K_0(x)K_1(x) - \frac{x^2\beta^4}{2}(K_1^2(x) - K_0^2(x)) \right).$$

Однако в случае взаимодействий ультрарелятивистских ядер импульс электромагнитного поля эквивалентен плоской волне, в которой представлены различные мультипольности. Поэтому в случае  $\gamma \gg 1$  ( $\beta \rightarrow 1$ ) для всех мультипольностей спектр задается формулой (1.2). Он представлен на Рис. 1.2.

### 1.1.2. Поглощение фотонов ядрами

Следуя [7], перечислим основные физические процессы, происходящие при поглощении фотонов ядрами. Как было сказано выше, в ультрапериферических столкновениях лоренц-сжатые поля ядер могут быть представлены в виде импульсов виртуальных фотонов с характерным спектром Вайцзеккера – Вильямса. Поглощение эквивалентных фотонов ядром приводит к эмиссии нейтронов, протонов, мезонов и легких ядерных фрагментов. При энергиях фотона ниже

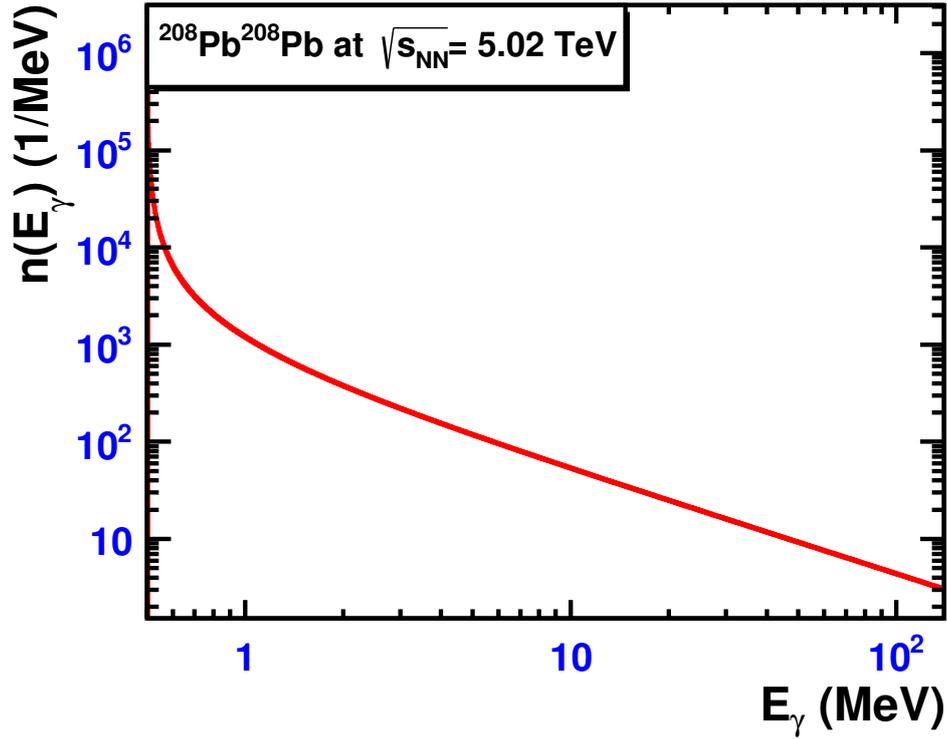


Рис. 1.2. Спектр виртуальных фотонов, вычисленный для УПС ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  на ЛНС при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ.

7–8 МэВ, т.е. ниже порога эмиссии нуклонов, доминирует ядерная резонансная флуоресценция [20]. В этом случае виртуальные фотоны могут возбуждать дискретные резонансные уровни в ядрах [29, 30], а затем ядра переизлучают фотоны, возвращаясь в основное состояние. При энергии фотона  $\leq 40$  МэВ его длина волны сравнима с размером ядра и поле фотона вызывает когерентные колебания всех протонов относительно нейтронов, то есть происходит возбуждение ядра как целого в виде гигантского дипольного резонанса (ГДР). Поглощение фотона квазидейтронными протон-нейтронными парами  $\gamma + (np) \rightarrow n + p$  становится существенным при энергиях  $\geq 40$  МэВ, так как в этом случае длина волны становится сравнима с межнуклонным расстоянием в ядре, что приводит к эмиссии протонов и нейтронов из ядра. Наконец, выше порога рождения пионов (140 МэВ) возможно фотопоглощение на одном нуклоне и последующее рождение адронов.

### 1.1.3. Модель RELDIS

Модель релятивистской электромагнитной диссоциации RELDIS (англ. Relativistic Electromagnetic Dissociation), разработанная И. А. Пшеничным с соавторами в Институте ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН), позволяет моделировать события одиночной и взаимной электромагнитной диссоциации ультрарелятивистских ядер, которые происходят в результате обмена одного или двух фотонов [7]. Модель реализована в виде основанной на методе Монте-Карло общедоступной компьютерной программы. Основой RELDIS является расширенная версия модели внутриядерных каскадов [39], разработанная ранее в ИЯИ РАН. RELDIS рассматривает ЭМД ядер в рамках метода эквивалентных фотонов Вайцзеккера – Вильямса [7]. RELDIS реализует моделирование поглощения эквивалентных фотонов, приводящее к образованию быстрых вторичных частиц (нуклонов и мезонов), возбуждению и последующему распаду ядер-остатков [40]. Для расчета полных сечений ЭМД используются сечения фотопоглощения, измеренные в различных экспериментах или предсказываемые теорией. Хорошее согласие результатов вычислений с помощью RELDIS и экспериментальных данных по ЭМД ядер Au и Pb, полученных на CERN SPS, RHIC и LHC [5, 7, 41, 42] дает уверенность в достоверности предсказаний RELDIS для столкновений тяжелых ядер.

Модель внутриядерных каскадов [39] описывает фотоядерные реакции выше области ГДР. В этой модели процесс взаимодействия фотонов с ядрами представлен двумя стадиями. Начальное  $\gamma N$ -взаимодействие инициируется эквивалентными фотонами. Являющиеся продуктами этого начального взаимодействия адроны вызывают каскад последовательных квазисвободных адрон-нуклонных взаимодействий с другими нуклонами ядра-мишени. Часть энергии поглощенного фотона в ходе развития внутриядерного каскада передается быстрым частицам (нуклонам и мезонам), покидающим ядро. После завершения внутриядерного каскада образуется возбужденное остаточное ядро. Вторая

стадия — распад остаточных ядер — может описываться различными микроскопическими статистическими моделями. В RELDIS для увеличения диапазона энергий фотонов, к которым применима модель внутриядерного каскада, было использовано статистическое моделирование реакций множественного мезообразования на нуклонах [39]. Для моделирования развала возбужденных остаточных ядер используется статистическая модель SMM [40].

В результате электромагнитных взаимодействий ядра могут терять не только отдельные нейтроны, но и отдельные протоны с образованием тяжелого остатка, или же претерпевать распады на два и более фрагментов. В экспериментах, исследующих фрагментацию ядер, часто измеряют только заряды вторичных фрагментов. Сечения фрагментации, измеренные подобным образом, называются сечениями изменения заряда [41]. RELDIS хорошо описывает такие данные с учетом вклада адронных взаимодействий, который вычисляется с помощью модели abrasion-ablation.

## 1.2. Моделирование образования вторичных ядер в УПС ядер $^{208}\text{Pb}$ на LHC

С помощью описанной выше модели RELDIS можно рассчитывать сечения образования  $\sigma_{\text{EMD}}$  определенных вторичных ядер в результате ЭМД. Отдельные ядра являются радиоактивными, имеют ограниченное время жизни, характеризуемое периодом полураспада  $t_{1/2}$ . На Рис. 1.3 представлены сечения образования некоторых изотопов свинца Pb, таллия Tl и ртути Hg в зависимости от соответствующего отношения  $Z/A$  заряда к массе. Наиболее важным является изучение образования в ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  вторичных ядер с наибольшими сечениями образования и отношением заряда к массе близким к  $^{208}\text{Pb}$ . Как видно из Рис. 1.3, таковыми являются изотопы свинца  $^{207}\text{Pb}$  и  $^{206}\text{Pb}$  с наибольшими сечениями образования и изотопы таллия  $^{206}\text{Tl}$  и  $^{205}\text{Tl}$ .

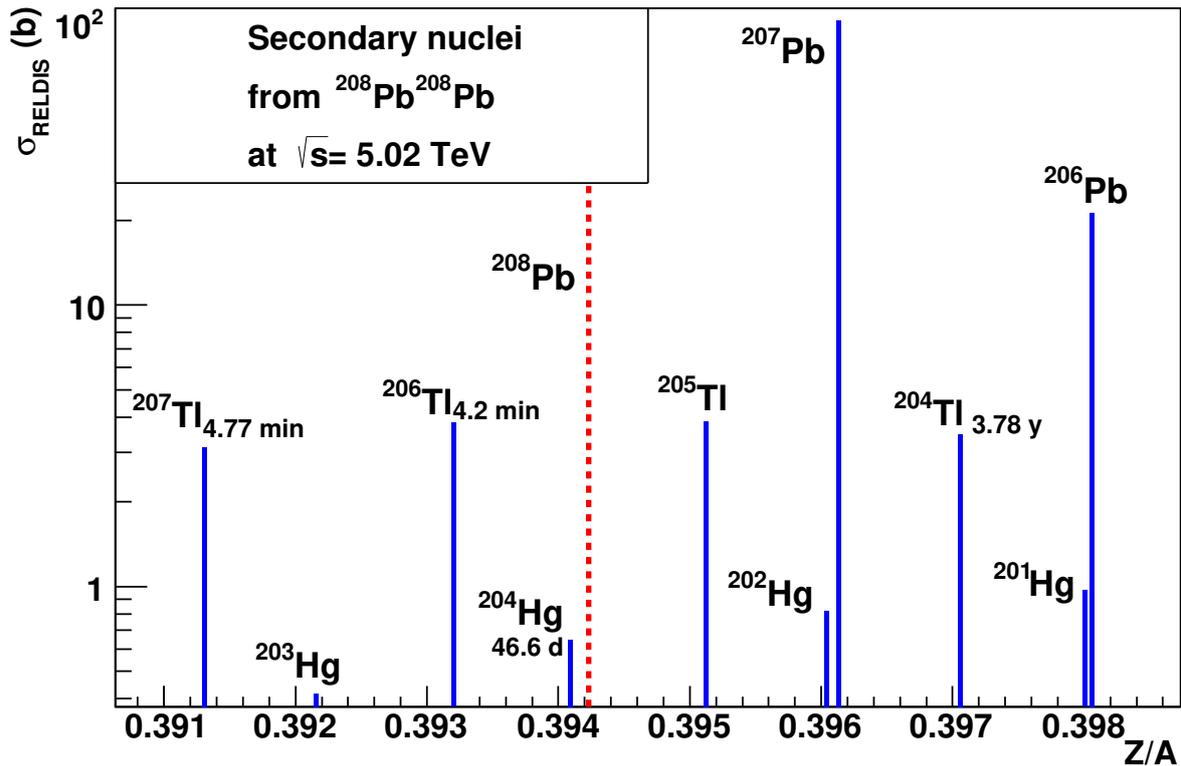


Рис. 1.3. Сечения образования фрагмента в зависимости от его отношения заряда к массе, предсказываемые моделью RELDIS [7] для столкновений ядер  $^{208}\text{Pb}$  на LHC при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ. На рисунке также приведены периоды полураспада  $t_{1/2}$  для нестабильных ядер. Рисунок из работы [9a].

### 1.3. Моделирование эмиссии нуклонов в УПС ядер $^{208}\text{Pb}$ на LHC

RELDIS позволяет вычислять как сечения выходов различных вторичных ядер, так и отдельные сечения выходов нейтронов и протонов, что представлено на Рис. 1.4. Как видно из этого рисунка, доминирующими каналами являются каналы эмиссии одного и двух нейтронов без эмиссии протонов, далее будем называть их каналами  $(1n, 0p)$  и  $(2n, 0p)$ , соответственно. Несмотря на то, что сечения каналов  $(1p, 1n)$  и  $(1p, 2n)$  доминируют среди каналов с протонной эмиссией, преобладающая часть  $2p$ - и  $3p$ -событий характеризуется множественным испусканием нейтронов, от 5 до 15, с широким максимумом этих сечений при

10–12 нейтронах. Доминирование каналов низкой множественности нуклонов объясняется тем, что наибольшее число фотонов в спектре Вайцзеккера – Вильямса относятся к мягким фотонам, что приводит в среднем к умеренным возбуждениям сталкивающихся тяжелых ядер в процессе поглощения фотонов, и, соответственно, к образованию единственного тяжелого ядра-остатка с эмиссией нескольких свободных нуклонов за счет девозбуждения. Например, при распаде гигантского дипольного резонанса в ядре свинца  $^{208}\text{Pb}$ , энергия возбуждения которого составляет 7–14 МэВ, происходит эмиссия одного или двух нейтронов и, соответственно, рождается остаточное ядро  $^{207}\text{Pb}$  или  $^{206}\text{Pb}$ , которые можно определить путем подсчета испущенных нейтронов. определения

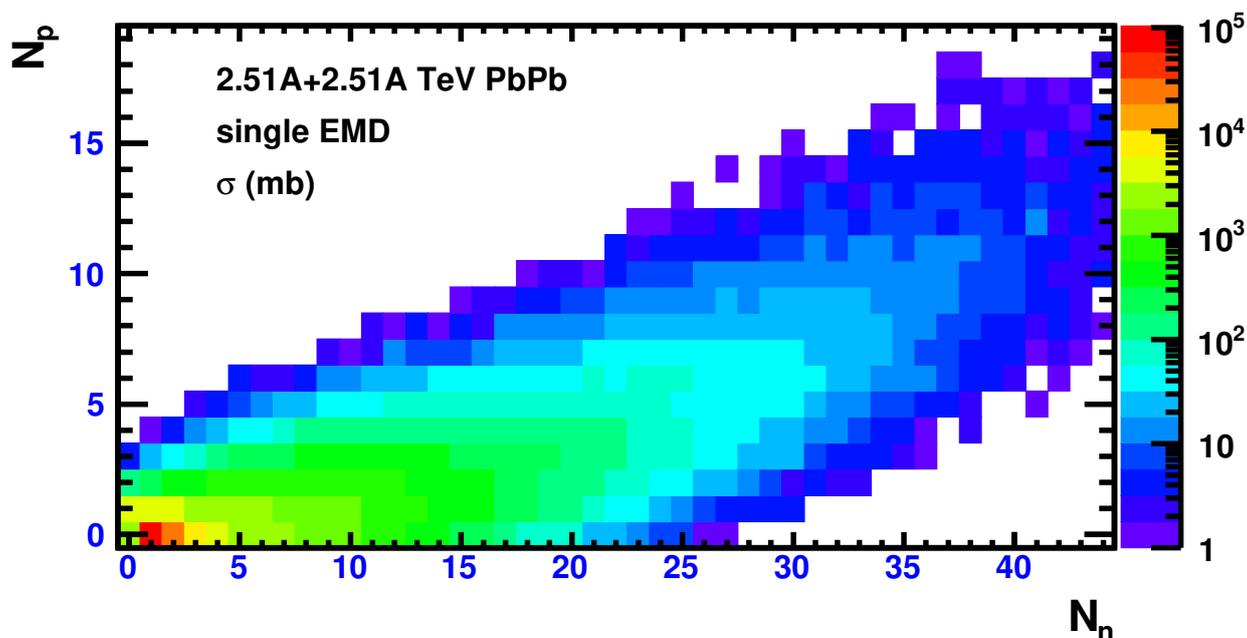


Рис. 1.4. Сечения эмиссии определенного числа нейтронов  $N_n$  и протонов  $N_p$ , предсказываемые моделью RELDIS [7], в результате ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  на LHC при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ.

Однако в результате ЭМД могут рождаться и другие частицы, кроме нейтронов и протонов. Средние множественности частиц, испускаемых в результате ЭМД представлены в Таблице 1.1. Хотя RELDIS предсказывает доминирование каналов эмиссии нескольких нуклонов вместе с образованием тяжелого ядра-остатка, однако по нескольким причинам простой метод определения оста-

точного ядра путем подсчета испущенных нуклонов становится менее точным по мере увеличения энергии фотонов, в связи с испусканием, например, заряженных пионов или дальнейшей фрагментацией ядра-остатка.

Таблица 1.1. Средние множественности частиц, испущенных в результате ЭМД, предсказываемые моделью RELDIS [7] для УПС ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  на LHC при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ.

Канал ЭМД	Множественность
n	3.927
p	0.560
$\pi^+$	0.290
$\pi^-$	0.338
$\pi^0$	0.347

#### 1.4. Оценка образования вторичных ядер путем измерения выходов нуклонов в УПС ядер $^{208}\text{Pb}$ на LHC

Следует отметить, что методы исследования фрагментации ядер средних и высоких энергий существенно отличаются от методов, используемых при низких энергиях. На сегодняшний день образование заряженных спектаторных фрагментов не изучено ни на RHIC, ни на LHC, однако эксперимент ALICE уже имеет уникальную возможность регистрировать нейтроны и протоны, испущенные по направлению вперед, с помощью передних адронных нейтронных и протонных калориметров ZDC (англ. Zero Degree Calorimeters). В связи с этим, вопрос, возможно ли оценить выходы вторичных ядер по выходам соответствующего числа нуклонов, встает более остро.

Чтобы доказать эту связь, с помощью RELDIS было сгенерировано  $2 \times 10^6$

событий ЭМД в столкновениях ядер свинца  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ. В каждом смоделированном событии массовое число  $A_{res}$  и заряд  $Z_{res}$  самого тяжелого остаточного ядра записывались вместе с числами нейтронов  $N_n$  и протонов  $N_p$ , испущенных в данном событии. На Рис. 1.5 представлены значения  $\Delta A = A_{res} + N_n + N_p - 208$  и  $\Delta Z = Z_{res} + N_p - 82$  в зависимости от  $N_n$ . Как видно из этого рисунка, только полпроцента событий,  $\sim 10^4$  из  $2 \times 10^6$ , характеризуются  $\Delta A < 0$  или  $|\Delta Z| > 0$ . В таких редких случаях, например, энергичный фотон возбуждает внутриядерный нейтрон в реакции  $\gamma n \rightarrow \Delta^0 \rightarrow p + \pi^-$  и, таким образом, превращает его в протон. При условии, что вылетающий из ядра заряженный пион  $\pi^-$  остается незарегистрированным, полный заряд системы, включая испущенные нуклоны, становится отличным от 82. В других случаях остаточное ядро подвергается дальнейшей фрагментации, например, испуская  $\alpha$ -частицу в дополнение к испарению внутриядерных нуклонов. Эти два случая дают примеры событий, когда остаточное ядро не может быть однозначно идентифицировано по количеству испущенных нуклонов. Однако, как видно из Рис. 1.5, в большинстве событий ЭМД  $\Delta A = 0$  и  $\Delta Z = 0$ . Это означает, что для оценки  $A_{res}$  и  $Z_{res}$  достаточно измерить  $N_n$  и  $N_p$  в большинстве событий ЭМД.

Преобладание событий  $\Delta A = 0$  и  $\Delta Z = 0$  объясняется довольно умеренной энергией возбуждения в расчете на один нуклон  $E^*/A$ , получаемой ядрами  $^{208}\text{Pb}$  при фотопоглощении фотонов Вайцеккера – Вильямса, что было продемонстрировано в работе [43], где рассчитаны  $\langle E^*/A \rangle$  для фоторасщепления  $^{nat}\text{Pb}$  реальными фотонами с энергиями от 20 МэВ до 4 ГэВ. Обнаружено [43], что  $\langle E^*/A \rangle$  обычно ниже 1 МэВ, что предполагает образование возбужденного одиночного тяжелого ядерного остатка вместе с испусканием свободных нейтронов и протонов во время внутриядерного каскада. Это возбужденное ядро испаряет нуклоны и, возможно, подвергается ядерному делению, но не мультифрагментации, которая становится возможной только при  $E^*/A > 3$  МэВ [40]. Из-за ограниченного  $E^*/A$  наиболее вероятные каналы ЭМД представляются

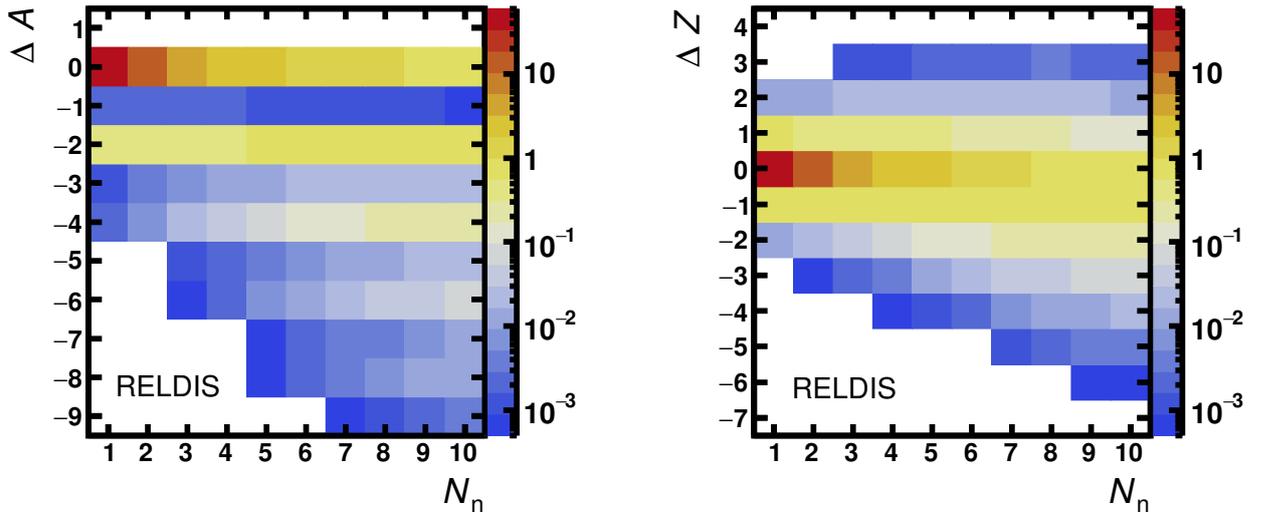


Рис. 1.5. Разность  $\Delta A$  между суммой массового числа самого тяжелого остаточного ядра и числами испущенных нуклонов и  $A$  исходного  $^{208}\text{Pb}$  (слева). Разность  $\Delta Z$  между суммой заряда самого тяжелого остаточного ядра и числа испущенных протонов и  $Z$  исходного ядра  $^{208}\text{Pb}$  (справа) в зависимости от числа испущенных нейтронов  $N_n$  в каждом событии. Рисунок из работы [11a].

эмиссией очень небольшого числа нуклонов. В частности, распад гигантского дипольного резонанса в  $^{208}\text{Pb}$  с энергией возбуждения  $E^* = 7 - 14$  МэВ происходит за счет эмиссии одного или двух нейтронов и, соответственно, образуются изотопы свинца  $^{207}\text{Pb}$  или  $^{206}\text{Pb}$ .

Деление  $^{208}\text{Pb}$  в их УПС под действием эквивалентных фотонов также возможно при малых энергиях возбуждения  $E^*/A$ . Вероятность деления можно оценить с помощью модели RELDIS. Полные сечения ЭМД, сечения электромагнитного деления и вероятность деления в УПС Pb–Pb на SPS и LHC, вычисленные с помощью модели RELDIS, приведены в Таблице 1.2. Вычисленная вероятность деления  $^{208}\text{Pb}$  в УПС очень мала: 0.18% и 0.58% при энергиях SPS и LHC, соответственно. Данные величины можно сравнить с рассчитанными и измеренными вероятностями деления в результате УПС при энергии SPS, приведенными в [44], составляющими 0.75% и  $1.26 \pm 0.16\%$ , соответственно, причем последняя включает деление в периферических адронных взаимодействиях. В

работе [45] сообщалось об измеренном в том же эксперименте сечения деления в результате УПС:  $0.279 \pm 0.018$  б. Все эти величины вероятности деления вместе со значениями из Таблицы 1.2 указывают на то, что вероятность деления в УПС остается на уровне 1% и, таким образом, им можно смело пренебречь в пользу образования одного остаточного ядра и нескольких свободных нуклонов в результате ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$ .

Таблица 1.2. Полные сечения ЭМД и электромагнитно индуцированного деления и вероятность деления для УПС Pb–Pb на SPS и LHC, вычисленные с помощью модели RELDIS.

	$\sigma_{\text{tot}}(\text{EMD})$ (б)	$\sigma_{\text{fiss}}(\text{EMD})$ (б)	вероятность деления(%)
158A ГэВ Pb–Pb	42.	0.075	0.18
Pb–Pb $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ ТэВ	211.1	1.21	0.58

Возможность оценить сечения рождения  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{205}\text{Pb}$ ,  $^{204}\text{Pb}$  и  $^{203}\text{Pb}$  из сечений эмиссии 1n, 2n, 3n, 4n и 5n без протонов подтверждается также сравнением соответствующих сечений, рассчитанных с помощью RELDIS, см. Таблицу 1.3. В Таблице 1.3 приведены три типа сечений ЭМД. Первое инклюзивное сечение соответствует образованию данного нуклида и заданного числа нейтронов и протонов, в то время как другие частицы или ядерные фрагменты отсутствуют. Второе сечение соответствует инклюзивному сечению образования данного нуклида, тогда как другие продукты ЭМД остаются неизвестными, именно это сечение характеризует выходы отдельных изотопов на LHC. Наконец, третье сечение соответствует сечению эмиссии определенного числа нейтронов и протонов, которое может быть измерено с помощью ZDC, в то время как другие продукты реакции, такие как вторичные ядра или мезоны, остаются незарегистрированными. Как следует из сравнения сечений в Таблице 1.3, сечение образования  $^{207}\text{Pb}$  в ЭМД на LHC полностью согласуется с сечением эмиссии одного нейтрона, а сечения образования  $^{206,205}\text{Pb}$  меньше сечений эмис-

сии  $2n$  и  $3n$  менее, чем на 10%. Таким образом, сечения беспротонной эмиссии одного, двух и трех нейтронов, измеренные с помощью ZDC, можно использовать для оценки выходов вторичных ядер  $^{207,206,205}\text{Pb}$  на LHC. Отклонения сечений  $(^{204}\text{Pb} + X)$  и  $(^{203}\text{Pb} + X)$  от сечений  $(4n + 0p + Y)$  и  $(5n + 0p + Y)$  больше, но все же последние могут использоваться в качестве надежных оценок верхних пределов сечений образования  $^{204}\text{Pb}$  и  $^{203}\text{Pb}$ .

Таблица 1.3. Вычисленные с помощью RELDIS сечения различных каналов ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ. X обозначает все возможные частицы, Y обозначает все частицы и ядра за исключением нуклонов.

Эксклюзивные каналы ЭМД		Инклюзивное образование нуклидов		Эмиссия заданного числа нейтронов		Эмиссия заданного числа нейтронов без протонов	
Канал	$\sigma$ (б)	Нуклид	$\sigma$ (б)	Канал	$\sigma$ (б)	Канал	$\sigma$ (б)
$^{207}\text{Pb} + 1n$	101.8	$^{207}\text{Pb} + X$	104.8	$1n + X$	108.0	$1n + 0p + Y$	104.1
$^{206}\text{Pb} + 2n$	20.2	$^{206}\text{Pb} + X$	21.2	$2n + X$	25.9	$2n + 0p + Y$	21.9
$^{205}\text{Pb} + 3n$	6.05	$^{205}\text{Pb} + X$	6.82	$3n + X$	11.4	$3n + 0p + Y$	7.59
$^{204}\text{Pb} + 4n$	2.91	$^{204}\text{Pb} + X$	3.49	$4n + X$	7.8	$4n + 0p + Y$	4.29
$^{203}\text{Pb} + 5n$	1.66	$^{203}\text{Pb} + X$	2.14	$5n + X$	6.3	$5n + 0p + Y$	2.95

Аналогично, можно подтвердить возможность оценки сечений образования различных изотопов таллия Tl и ртути Hg по соответствующим сечениям эмиссии определенного числа протонов и нейтронов, см. Таблицы 1.4 и 1.5.

Согласно Таблице 1.4, вычисленное сечение образования  $^{206}\text{Tl}$  связано с сечением эмиссии соответствующего числа нейтронов и протонов в ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$  на LHC. Действительно, сечение канала  $^{206}\text{Tl} + X$  несколько выше, чем сечение канала  $1n + 1p + Y$ , поскольку в некоторых случаях ядра  $^{208}\text{Pb}$  могут испускать нейтрон и протон в связанном состоянии, в виде дейтрона. Аналогично, из-за испускания дейтронов и других легких ядер сечения образования

Таблица 1.4. Вычисленные с помощью RELDIS сечения различных каналов ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ, связанные с рождением изотопов таллия. X обозначает все возможные частицы, Y обозначает все частицы и ядра за исключением нуклонов.

Эксклюзивные каналы ЭМД		Инклюзивное образование нуклидов		Эмиссия заданного числа нейтронов и протонов	
Канал	$\sigma$ (б)	Нуклид	$\sigma$ (b)	Канал	$\sigma$ (б)
$^{206}\text{Tl} + 1n + 1p$	2.60	$^{206}\text{Tl} + X$	3.84	$1n + 1p + Y$	3.67
$^{205}\text{Tl} + 2n + 1p$	2.59	$^{205}\text{Tl} + X$	3.86	$2n + 1p + Y$	3.53
$^{204}\text{Tl} + 3n + 1p$	2.26	$^{204}\text{Tl} + X$	3.41	$3n + 1p + Y$	3.12
$^{203}\text{Tl} + 4n + 1p$	1.82	$^{203}\text{Tl} + X$	2.88	$4n + 1p + Y$	2.70

изотопов таллия  $^{203,204,205}\text{Tl}$  на 6–10% выше, чем сечения каналов  $1p + kn + Y$ ,  $k = 2, 3, 4$ .

Таблица 1.5. Вычисленные с помощью RELDIS сечения различных каналов ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ, связанные с образованием изотопов ртути. X обозначает все возможные частицы, Y обозначает все частицы и ядра за исключением нуклонов.

Эксклюзивные каналы ЭМД		Инклюзивное образование нуклидов		Эмиссия заданного числа нейтронов и протонов	
Канал	$\sigma$ (б)	Нуклид	$\sigma$ (b)	Канал	$\sigma$ (б)
$^{205}\text{Hg} + 1n + 2p$	0.121	$^{205}\text{Hg} + X$	0.245	$1n + 2p + Y$	0.269
$^{204}\text{Hg} + 2n + 2p$	0.216	$^{204}\text{Hg} + X$	0.435	$2n + 2p + Y$	0.411
$^{203}\text{Hg} + 3n + 2p$	0.307	$^{203}\text{Hg} + X$	0.637	$3n + 2p + Y$	0.562
$^{202}\text{Hg} + 4n + 2p$	0.378	$^{202}\text{Hg} + X$	0.805	$4n + 2p + Y$	0.685

Сечения, связанные с образованием изотопов ртути в ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$  на

ЛНС, представлены в Таблице 1.5. Изотопы ртути  $^{202,203,204,205}\text{Hg}$  рождаются за счет взаимодействия ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  с более энергичными фотонами Вайцзеккера – Вильямса по сравнению с теми, за счет которых происходит рождение изотопов свинца  $\text{Pb}$  и таллия  $\text{Tl}$ , поскольку эмиссия двух протонов и нескольких нейтронов возможна только при энергиях значительно выше кулоновского барьера в  $^{208}\text{Pb}$ , см. также Рис. 1.4. Из-за мезонов и легких ядер, образованных такими энергичными фотонами в дополнение к ядрам  $\text{Hg}$  и свободным нуклонам, эксклюзивные сечения, перечисленные в первом столбце Таблицы 1.5, составляют менее половины соответствующих инклюзивных сечений, перечисленных во второй колонке. В свою очередь, сечение канала  $^{205}\text{Hg} + \text{X}$  на 10% меньше сечения канала  $1n + 2p + \text{Y}$  из-за описанной выше эмиссии пионнов. Сечения каналов  $^{202,203,204}\text{Hg} + \text{X}$  в общем случае больше, чем сечения каналов  $2p + kn$ ,  $k = 2, 3, 4$ , в частности, из-за рождения изотопов ртути без эмиссии нейтронов, т. е. только за счет двухпротонной эмиссии, а также за счет каналов, где в результате процесса коалесценции вместо свободных протона и нейтрона испускается дейтрон.

Как следует из Таблиц 1.4 и 1.5, в которых представлены результаты модели RELDIS, инклюзивное сечение образования определенного остаточного ядра больше, чем эксклюзивное сечение каналов, в которых данный нуклид производится только путем испускания нуклонов из  $^{208}\text{Pb}$  в отсутствие других вторичных частиц. Однако первое сечение может быть хорошо оценено, обычно в пределах 10%-го отклонения, инклюзивными сечениями испускания определенного количества протонов и нейтронов, возможно, вместе с мезонами и легкими ядрами, например, дейтронами. Такое 10%-ое отклонения можно рассматривать как систематическую ошибку при оценке выходов определенных вторичных ядер от ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  на основе измерений только испущенных вперед нейтронов и протонов.

RELDIS позволяет также оценить полные сечения образования отдельных изотопов в ЭМД. На Рис. 1.6 сопоставлены сечения эмиссии определённого чис-

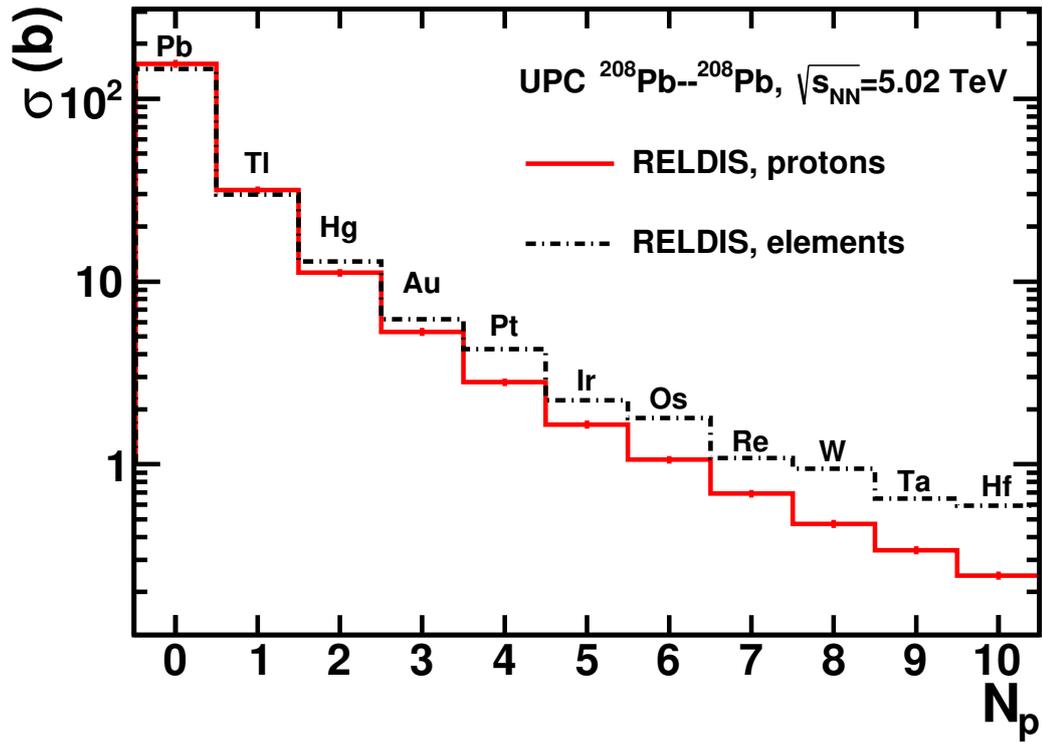


Рис. 1.6. Сечения эмиссии заданного числа протонов (сплошная гистограмма) и сечения образования соответствующих вторичных ядер (пунктир), предсказываемые моделью RELDIS для столкновений  $^{208}\text{Pb}$  на LHC при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ. Рисунок из работы [10a].

Таблица 1.6. Вычисленные с помощью RELDIS сечения различных каналов ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ, связанные с эмиссией 0, 1, 2 и 3 протонов. X обозначает все возможные частицы, Y обозначает все частицы и ядра за исключением протонов.

Инклюзивное образование нуклидов		Эмиссия заданного числа протонов	
Нуклид	$\sigma$ (b)	Канал	$\sigma$ (б)
Pb + X	146.25	0p + Y	155.54
Tl + X	29.87	1p + Y	31.58
Hg + X	12.86	2p + Y	11.16
Au + X	6.22	3p + Y	5.32

ла протонов (от 0 до 10) и соответствующие сечения образования различных вторичных ядер от свинца Pb до тантала Ta и гафния Hf. Как видно из рисунка и из Таблицы 1.6, сечения выходов Pb, Tl, Hg и Au неплохо аппроксимируются соответствующими сечениями выходов 0, 1, 2 и 3 протонов. Такое согласие опять же объясняется довольно низкой средней энергией возбуждения, приходящейся на нуклон остаточного ядра после внутриядерного каскада, вызванного эквивалентными фотонами. Таким образом, измеряя сечения вылета определённого числа протонов, можно оценить сечения образования соответствующих элементов.

## 1.5. Моделирование образования вторичных ядер с помощью RELDIS в УПС ядер $^{197}\text{Au}$ на NICA

На создаваемом коллайдере NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) посредством многоцелевого детектора MPD (Multi-Purpose Detector) планируется изучать ядро-ядерные столкновения при энергии в системе центра масс на нуклон-нуклонную пару  $\sqrt{s_{NN}}$  от 4 до 11 ГэВ. Следует отметить отличия детектора MPD от установки ALICE в отношении возможности регистрации нуклонов от ЭМД ядер  $^{197}\text{Au}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , соответственно. В эксперименте ALICE передние калориметры (ZDC) Zero Degree Calorimeters используются для регистрации вылетающих вперёд нейтронов-спектаторов в адронных взаимодействиях и нейтронов от ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$  [6]. Поперечные импульсы регистрируемых нейтронов находятся в диапазоне от нуля до нескольких сотен МэВ/с. В эксперименте MPD нет возможности разместить ZDC с полным аксептансом для регистрации всех нейтронов от ЭМД, но он также будет оснащен передним адронным калориметром FHCAL (Forward Hadron Calorimeter) [46], предназначенным для регистрации части фрагментов-спектаторов и других продуктов взаимодействия, имеющих быстроты, близкие к скорости пучка  $^{197}\text{Au}$ . Однако в отличие от эксперимента ALICE, калориметр FHCAL эксперимента MPD имеет нижнюю границу диапа-

зона поперечных импульсов поскольку имеет центральное отверстие, через которое проходят встречные пучки. Поэтому можно ожидать, что заметная часть продуктов ЭМД  $^{197}\text{Au}$  (их доля зависит от энергии столкновений) минует FHCAL и будет взаимодействовать с элементами конструкции NICA. В работе [3a] с помощью модели RELDIS вычислены полные сечения электромагнитной диссоциации (ЭМД), множественности вторичных частиц и сечения образования вторичных ядер в результате ЭМД ядер золота  $^{197}\text{Au}$  в ультрапериферических столкновениях на NICA при энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 4, 6, 9, 11$  ГэВ. Полученные результаты могут быть использованы для оценки воздействия вторичных частиц и ядер на компоненты NICA.

Как отмечено выше, спектр виртуальных фотонов Вайцеккера – Вильямса имеет характерную зависимость  $1/E_\gamma$ , что для столкновений на NICA приводит к доминированию поглощения фотонов с энергиями до нескольких десятков МэВ и к возбуждению гигантского дипольного резонанса в  $^{197}\text{Au}$ , который распадается преимущественно с эмиссией нейтронов и образованием единственного тяжелого ядра-остатка, представленного различными изотопами золота. Таблица 1.7, где представлены предсказываемые RELDIS средние множественности испущенных в ЭМД частиц, демонстрирует доминирование эмиссии нейтронов в ЭМД ядер  $^{197}\text{Au}$  на NICA.

Средняя множественность нейтронов в событии при увеличении энергии столкновений растет от 1.31 до 1.67, а протонов — только от 0.02 до 0.09. Заметим, что множественность пионов, образующихся в результате ЭМД ядер  $^{197}\text{Au}$  на коллайдере NICA, крайне мала и фоторождением пионов можно пренебречь. Это означает, что регистрации всех нейтронов и протонов в каждом событии ЭМД было бы достаточно для однозначного определения ядра остатка, однако в настоящее время возможностей FHCAL для этого недостаточно.

В Таблице 1.8 представлены полное и парциальные сечения одиночной ЭМД в зависимости от энергии столкновений. Полное сечение составляет от 11.0 до 27.8 барн, что в 2–4 раза превышает сечение адронного взаимодействия

Таблица 1.7. Средние множественности частиц, испущенных в результате ЭМД, предсказываемые моделью RELDIS [7] для ультрапериферических столкновений ядер золота  $^{197}\text{Au}$  на нуклотроне NICA при  $\sqrt{s_{NN}}$  от 4 до 11 ГэВ. Таблица из работы [3a].

Канал ЭМД	Множественность			
	4 ГэВ	6 ГэВ	9 ГэВ	11 ГэВ
n	1.31	1.39	1.57	1.67
p	0.02	0.04	0.07	0.09
$\pi^+$	0.	$2 \cdot 10^{-4}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$4.8 \cdot 10^{-3}$
$\pi^-$	0.	$3 \cdot 10^{-4}$	$4.9 \cdot 10^{-3}$	$8.2 \cdot 10^{-3}$
$\pi^0$	0.	$3 \cdot 10^{-4}$	$6.7 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$

Таблица 1.8. Полное и парциальные сечения ЭМД, предсказываемые моделью RELDIS [7] для ультрапериферических столкновений ядер золота  $^{197}\text{Au}$  на нуклотроне NICA при  $\sqrt{s_{NN}}$  от 4 до 11 ГэВ. Таблица из работы [3a].

Канал ЭМД	Сечение ЭМД (барн)			
	4 ГэВ	6 ГэВ	9 ГэВ	11 ГэВ
Полное сечение	11.	17.2	24.1	27.8
$^{196}\text{Au} + \text{n}$	8.3	12.4	16.6	18.7
$^{195}\text{Au} + 2\text{n}$	1.8	2.9	4.	4.6
$^{194}\text{Au} + 3\text{n}$	0.5	0.7	0.9	1.1
$^{193}\text{Au} + 4\text{n}$	0.1	0.2	0.3	0.4

ядер  $^{197}\text{Au}$  ( $\sim 7.3$  б). Как было сказано выше, в ЭМД ядер  $^{197}\text{Au}$  доминируют каналы с эмиссией одного или двух нейтронов, суммарное сечение данных каналов падает от 92% до 84% от полного сечения с ростом энергии столкновений. Таким образом, наиболее вероятным результатом ЭМД ядер  $^{197}\text{Au}$  на NICA будет образование изотопов  $^{196}\text{Au}$  и  $^{195}\text{Au}$ . Согласно вычислениям из работы [5a]

в процессе ЭМД ядер золота  $^{197}\text{Au}$  наблюдается также образование ядер платины, однако полное сечение данного процесса относительно невелико ( $\sim 1.5$  б при  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ), и этот элемент в основном представлен  $^{193}\text{Pt}$ ,  $^{194}\text{Pt}$  и  $^{195}\text{Pt}$ . Интересно отметить, что образование иридия из  $^{197}\text{Au}$  в ЭМД на NICA также возможно, но с довольно ограниченным сечением, равным 240 мб при  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ [5a].

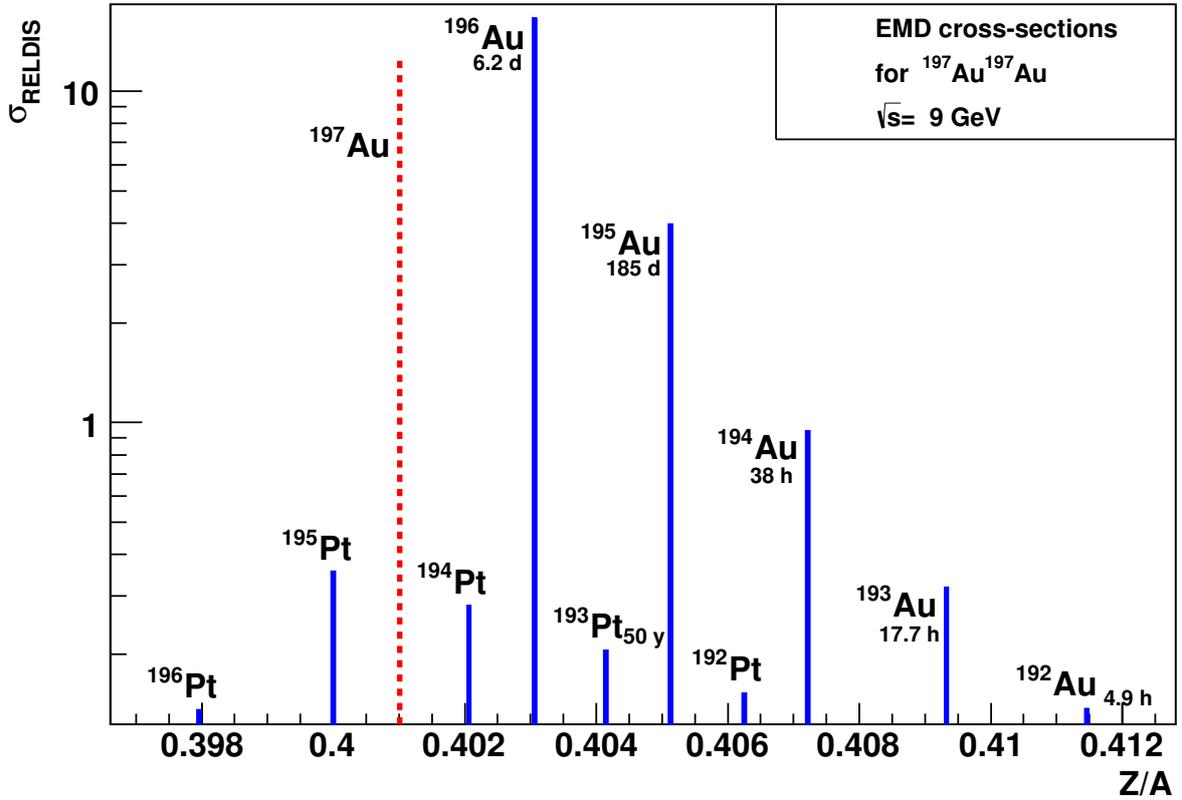


Рис. 1.7. Сечения образования фрагмента в зависимости от его отношения заряда к массе, предсказываемые моделью RELDIS [7] для столкновений ядер золота  $^{197}\text{Au}$  на нуклотроне NICA при  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ. На рисунке также приведены периоды полураспада  $t_{1/2}$  для нестабильных ядер. Рисунок из работы [3a].

На Рис. 1.7 представлены сечения образования в ЭМД изотопов золота Au и платины Pt вместе с периодами полураспада  $t_{1/2}$  для нестабильных изотопов в УПС ядер золота  $^{197}\text{Au}$  на нуклотроне NICA при  $\sqrt{s_{NN}} = 9$  ГэВ.

## 1.6. Выводы

С помощью модели RELDIS были изучены процессы электромагнитной диссоциации ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  с энергией  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ на ЛНС. Проведено сравнение сечений рождения определенных вторичных ядер с сечениями эмиссии соответствующего числа нейтронов и протонов. Показано, что в общем случае измеримые на ALICE сечения беспротонной эмиссии нейтронов можно связать с сечениями образования соответствующих изотопов свинца. Сечения рождения изотопов таллия и ртути могут быть оценены обычно в пределах 10%-го отклонения сечениями эмиссии определенного количества протонов и нейтронов, и такое 10%-ое отклонение можно рассматривать как систематическую ошибку при оценке выходов определенных вторичных ядер от ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  на основе измерений только испущенных вперед нейтронов и протонов. Данные результаты были представлены на ряде конференций и опубликованы в 5 сборниках тезисов и трудов этих конференций, включая [9a, 10a], а также в работе [5a].

Кроме того, с помощью модели RELDIS были изучены процессы электромагнитной диссоциации ядер золота  $^{197}\text{Au}$  в УПС на строящемся в Дубне коллайдере NICA, а именно, были вычислены множественности нейтронов, протонов и пионов, рождающихся в ЭМД. Доминирующими каналами распада являются каналы с эмиссией одного и двух нейтронов, в то время как эмиссия протонов значительно подавлена. Сечение ЭМД в несколько раз превышает сечение адронного взаимодействия, в связи с чем требуется тщательное изучение влияния данного процесса на работу коллайдера. Данные результаты представлены в работах [3a] и [5a].

## Глава 2

# Электромагнитная диссоциация ядер на проектируемом коллайдере FCC-hh

## 2.1. Введение

Тяжелые ионы для экспериментальной программы ЦЕРН производятся с помощью ионного источника (GTS-LHC 14.5 GHz Electron Cyclotron Resonance ion source [47]), который должен быть заполнен веществом с подходящими физическими и химическими свойствами для обеспечения стабильной и безопасной работы источника. После прохождения через линейный ускоритель (LINAC 3) ионы можно либо использовать на синхротроне SPS (англ. Super Proton Synchrotron) для экспериментов с фиксированной мишенью [48], либо инжектировать в низкоэнергетичное ионное кольцо (англ. Low Energy Ion Ring) [49] для подготовки к дальнейшей инжекции в кольцо LHC. Поскольку программа эксперимента NA61/SHINE на SPS включает систематическое сканирование размеров сталкивающихся ядер [50], для этой цели использовались пучки протонов и ядер Ar, Xe и Pb. Для других экспериментов, см. [51], также использовались и пучки ядер O, S и In.

Напротив, список ионов, ускоренных к настоящему моменту на LHC, довольно короток. Столкновения протонов pp, ядер свинца Pb-Pb и протон-свинцовые p-Pb-столкновения изучались в 2010-2018 гг., причем приоритет отдавался pp-столкновениям. Выбор ионов для столкновений на LHC зависит не только от наличия соответствующих источников ионов, но и мотивирован необходимостью сравнения данных p-Pb и Pb-Pb, полученных в разных сеансах столкновений, иногда в разные годы. Инжекция новых ионов также требует тщательной настройки систем LHC для перехода на новый режим столкновений ионов [52], как, например, для однодневного эксперимента столкновений

ядер Xe–Xe 12 октября 2017 года. При этом, сравнительный анализ столкновений Xe–Xe и Pb–Pb позволяет охарактеризовать зависимость наблюдаемых явлений в кварк-глюонной плазме от размера системы сталкивающихся ядер.

Можно ожидать, что проектируемый коллайдер FCC (англ. Future Circular Collider) в ЦЕРН [36, 37] будет способствовать прогрессу в физике высоких энергий в последующие десятилетия [38]. Протон-протонный коллайдер (FCC-hh) с энергией столкновений в системе центра масс  $\sqrt{s_{pp}} = 100$  ТэВ является одним из вариантов проекта FCC. Обсуждается также возможность проведения сеансов столкновений  $^{208}\text{Pb}$  при энергии в системе центра масс на нуклон-нуклонную пару  $\sqrt{s_{NN}} = 39.4$  ТэВ, что в восемь раз больше, чем сейчас на LHC [53]. Однако, как это известно для LHC [3], в электромагнитной диссоциации (ЭМД) ядер свинца  $^{208}\text{Pb}^{82+}$  рождаются специфические вторичные ядра (например,  $^{206,207}\text{Pb}$ ), а рождение электрон-позитронных пар  $e^+e^-$  в кулоновском поле ядра с захватом ядром электрона на различные атомные орбиты приводит к образованию ионов  $^{208}\text{Pb}^{81+}$ . Оба этих процесса являются источниками потерь пучка LHC, и становятся угрозой для компонентов коллайдера, в случае, если вторичные ядра пройдут через систему коллиматоров. При более высоких энергиях FCC влияние вторичных ядер на компоненты коллайдера может стать критическим ввиду увеличения их энергии. В то же время более легкие ядра, такие как индий  $^{115}\text{In}$ , могут иметь преимущество на FCC-hh по причине меньшей частоты электромагнитных событий по сравнению с  $^{208}\text{Pb}$ . Далее на основе результатов моделирования с помощью RELDIS проведено сравнение столкновений ядер индия In–In и свинца Pb–Pb на LHC и FCC-hh по соотношению электромагнитных и адронных событий в точках пересечения пучков. Обсуждаются также сечения рождения специфических вторичных ядер с отношением  $Z/A$ , близким к таковому у ядер пучка.

## 2.2. Полные адронные и электромагнитные сечения столкновений In–In и Pb–Pb на LHC и FCC-hh

Как было сказано ранее, основное внимание в экспериментах по столкновению тяжелых ионов на коллайдерах уделяется адронным взаимодействиям ядер. Однако нельзя забывать и об электромагнитных взаимодействиях ядер в ультрапериферических столкновениях (УПС), которые вносят существенный вклад в потери пучков. Электромагнитные взаимодействия представлены ЭМД ядер [7] и рождением электрон-позитронных пар (англ. Bound Free Pair Production) [54] с последующим захватом электрона ядром. Соотношения между событиями каждого вида в коллайдерах определяются соответствующими сечениями:  $\sigma_{\text{had}}$ ,  $\sigma_{\text{EMD}}$  и  $\sigma_{\text{BFPP}}$ . В работе [4a] вычислены полные адронные сечения  $\sigma_{\text{had}}$  для столкновений индия In–In и свинца Pb–Pb, соответственно, с помощью модифицированной модели abrasion-ablation [41] и модели Глаубер Монте-Карло 3.0 [55], а сечения электромагнитной диссоциации  $\sigma_{\text{EMD}}$  рассчитаны с помощью модели RELDIS [7]. Различные состояния атомов для электронов, захваченных  $^{208}\text{Pb}$ , учитывались при расчете  $\sigma_{\text{BFPP}}$  на основе приближения  $\sigma_{\text{BFPP}} = A \ln \gamma_c + B$  [54], затем данные сечения для Pb–Pb были уменьшены на фактор  $Z^7$ , чтобы получить  $\sigma_{\text{BFPP}}$  для In–In. Все эти сечения представлены в Таблице 2.1 для столкновений  $^{115}\text{In}$ – $^{115}\text{In}$  и  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  на LHC и FCC-hh вместе с их суммами  $\sigma_{\text{tot}}$  в каждом случае.

Как видно из Таблицы 2.1, сечения  $\sigma_{\text{EMD}}$  и  $\sigma_{\text{BFPP}}$  для столкновений ядер свинца Pb–Pb существенно выше, чем для для столкновений ядер индия In–In. В результате отношение адронного сечения к полному сечению всех трех процессов  $\sigma_{\text{had}}/\sigma_{\text{tot}}$  оказывается примерно в десять раз меньше для Pb–Pb столкновений. Другими словами, только одно из  $\sim 60$  ядер свинца Pb, потерянных в пучках LHC, используется для получения адронных событий, представляющих основной интерес для экспериментов на LHC. На FCC-hh этот коэффициент снижается до одного на  $\sim 80$  событий. Однако, для пучков индия In, одно из

Таблица 2.1. Сечения адронного и электромагнитных взаимодействий ядер индия  $^{115}\text{In}$  и свинца  $^{208}\text{Pb}$  на коллайдерах LHC и FCC-hh. Таблица из работы [4a].

Сечение (б)	LHC		FCC-hh	
	$^{115}\text{In}-^{115}\text{In}$ $\sqrt{s_{\text{NN}}} =$ 5.54 ТэВ	$^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ $\sqrt{s_{\text{NN}}} =$ 5.02 ТэВ	$^{115}\text{In}-^{115}\text{In}$ $\sqrt{s_{\text{NN}}} =$ 42.6 ТэВ	$^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ $\sqrt{s_{\text{NN}}} =$ 39.4 ТэВ
$\sigma_{\text{had}}$	5.34	7.66	5.47	7.9
$\sigma_{\text{EMD}}$	40.4	211.4	53.8	284.2
$\sigma_{\text{BFPP}}$	$\sim 7.4$	271.8	$\sim 9.4$	344.
$\sigma_{\text{tot}}$	53.	491.	68.7	636.
$\sigma_{\text{had}}/\sigma_{\text{tot}}$ (%)	10	1.6	8	1.2

$\sim 10$ – $12$  столкновений будет относиться к адронным взаимодействиям, которые и будут изучаться на коллайдерах.

### 2.3. Рождение вторичных ядер в ЭМД ядер индия $^{115}\text{In}$ и свинца $^{208}\text{Pb}$ на FCC-hh

Доминирующими каналами рождения электрон-позитронных пар является образование вторичных ядер  $^{115}\text{In}^{48+}$  и  $^{208}\text{Pb}^{81+}$ , поскольку одновременный захват ядром двух электронов гораздо менее вероятен [54]. В то же время в ЭМД ядра могут испускать различное число нейтронов, что приводит к образованию большого набора вторичных ядер. Как известно [7], в  $\sim 50\%$  событий ЭМД из-за поглощения мягких виртуальных фотонов ядро  $^{208}\text{Pb}$  испускает

только один нейтрон, что приводит к образованию  $^{207}\text{Pb}$ . Однако множественная эмиссия нейтронов и протонов с образованием различных вторичных ядер имеет место в событиях, связанных с поглощением более энергетических фотонов.

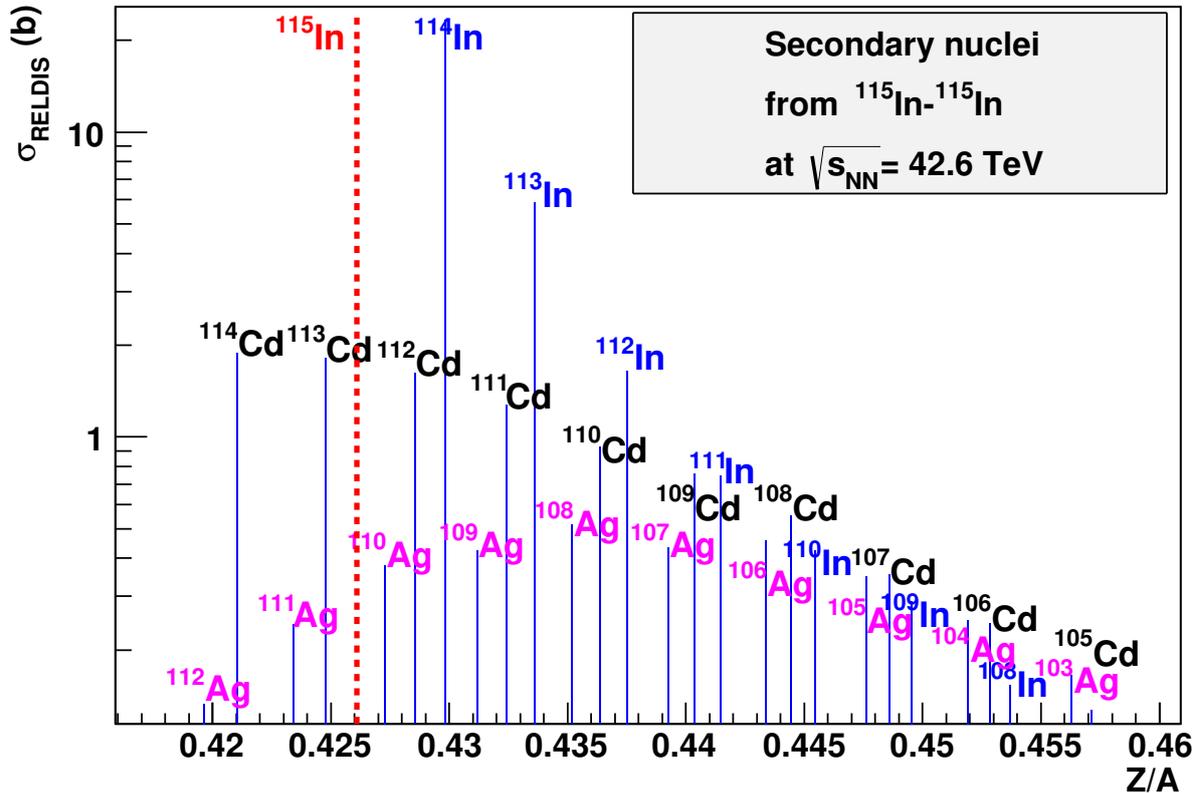


Рис. 2.1. Вычисленные с помощью модели RELDIS сечения рождения вторичных ядер в ЭМД индия  $^{115}\text{In}$  на FCC-hh при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 42.6 \text{ ТэВ}$ . Отношение  $Z/A$  начального ядра  $^{115}\text{In}$  представлено пунктирной линией. Рисунок из работы [4a].

Как уже обсуждалось ранее, с точки зрения работы коллайдера основной интерес представляют ядра с отношением заряда к массе  $Z/A$ , близким к таковому для ядер пучка, поскольку такие ядра могут проходить через коллиматорные системы коллайдера и воздействовать на его компоненты, включая сверхпроводящие магниты. Согласно [53], из-за очень высокой энергии пучка и тока вторичные ионы на FCC-hh в УПС могут оказывать сильное локальное тепловое воздействие на компоненты коллайдера.

Вычисленные с помощью модели RELDIS сечения образования вторичных

ядер в ЭМД ядер индия  $^{115}\text{In}$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 42.6$  ТэВ и в ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 39.4$  ТэВ на FCC-hh, представлены на Рис. 2.1 и 2.2, где вторичные ядра расположены в соответствии с их отношением  $Z/A$ .

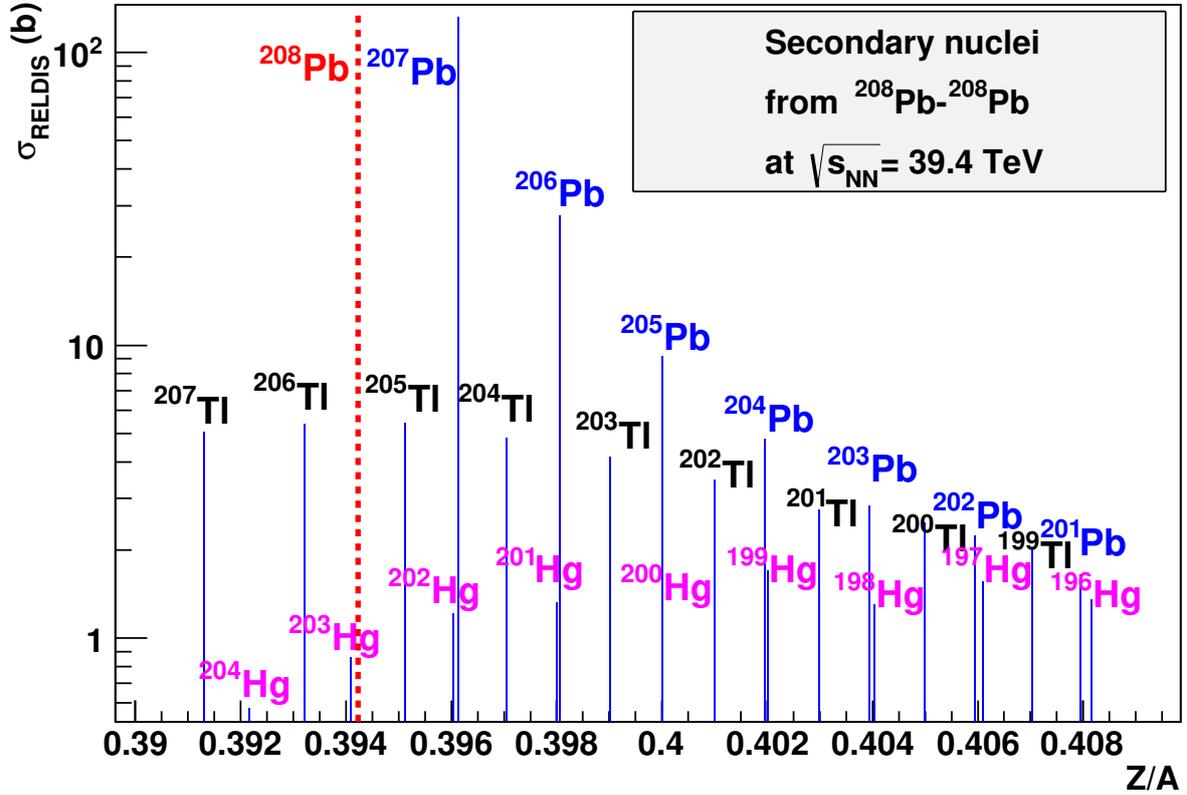


Рис. 2.2. Вычисленные с помощью модели RELDIS сечения рождения вторичных ядер в ЭМД индия свинца  $^{208}\text{Pb}$  на FCC-hh при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 39.3$  ТэВ. Отношение  $Z/A$  начального ядра  $^{208}\text{Pb}$  представлено пунктирной линией. Рисунок из работы [4a].

Как видно из Рис. 2.1 и 2.2, наибольшие выходы предсказываются для ядер, образовавшихся после эмиссии одного, двух и трех нейтронов ( $^{112,113,114}\text{In}$  и  $^{205,206,207}\text{Pb}$ ). Хотя образование ядер Cd и Tl в результате эмиссии одиночного протона с несколькими нейтронами достаточно частый процесс, но всё же менее частый, чем эмиссия двух нейтронов из  $^{115}\text{In}$  и эмиссия трех нейтронов из  $^{208}\text{Pb}$ , соответственно. Можно заметить, что ядра, достаточно удаленные по  $Z/A$  от ядер пучка, имеют сравнимые выходы независимо от числа испускаемых протонов. Например, величины сечений образования  $^{201}\text{Pb}$ ,  $^{199}\text{Tl}$  и  $^{196}\text{Hg}$  схожи. Таким образом, следующие вторичные ядра могут быть потенциально

опасными для FCC-hh в столкновениях ядер индия  $^{115}\text{In}$ – $^{115}\text{In}$ : изотопы индия  $^{112,113,114}\text{In}$  и кадмия  $^{110,111,112,113,114}\text{Cd}$ . Аналогично, в столкновениях ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  основную проблему представляет образование изотопов свинца  $^{205,206,207}\text{Pb}$  и таллия  $^{203,204,205,206,207}\text{Tl}$ .

## 2.4. Выводы

В работе [4a] было предсказано, что пучки ядер промежуточной массы, такие как  $^{115}\text{In}$ , имеют ряд преимуществ в экспериментах по ядро-ядерным столкновениям на коллайдерах LHC и FCC-hh. По сравнению с  $^{208}\text{Pb}$ , используемым в настоящее время на LHC, RELDIS предсказывает более благоприятное соотношение между адронными и электромагнитными событиями в столкновениях In–In. Использование ядер индия приведет к более высокой эффективной нуклон-нуклонной светимости в столкновениях In–In, поскольку  $\sim 10\%$  событий столкновения являются адронными, в то время как в Pb–Pb столкновениях менее  $2\%$  столкновений являются адронными, а число нуклон-нуклонных столкновений лишь примерно в два раза выше, чем в столкновениях In–In.

## Глава 3

# Моделирование ядерной резонансной флуоресценции в столкновениях ядер на LHC и FCC-hh

## 3.1. Введение

В ультрапериферических столкновениях ядер (УПС) влияние лоренц-сжатых электромагнитных полей партнеров по столкновению приводит к их возбуждению. В случае тяжелых ядер эмиссия нейтронов является основным каналом девозбуждения, однако в УПС также возможно возбуждение низколежащих дискретных уровней ядра ниже порога эмиссии нейтронов. Возбуждение ядер в результате поглощения ими эквивалентных фотонов в ультрапериферических взаимодействиях и их последующее девозбуждение путем эмиссии фотонов естественно сравнить с ядерной резонансной флуоресценцией (ЯРФ), которая широко известна в ядерной физике низких энергий. ЯРФ — это процесс возбуждения ядра фотоном  $\gamma$  с последующим распадом возбужденного (резонансного) состояния с эмиссией другого фотона  $\gamma'$  и образованием конечного ядра в более низколежащем, в том числе и основном, состоянии (см. Рис. 3.1). В работе [6a] с помощью метода Вайцзеккера – Вильямса и данных по ядерной резонансной флуоресценции (ЯРФ), индуцированной реальными фотонами в ядрах свинца  $^{208}\text{Pb}$ , моделируются возбуждения дискретных уровней в сталкивающихся ядрах.

Как известно, сечение фотопоглощения, приводящего к переходу из основного состояния ядра со спином  $J_0$  в изолированное резонансное ядерное состояние с энергией  $E_r$ , полной шириной  $\Gamma_r$  и спином  $J_r$  описывается формулой

Брейта – Вигнера:

$$\sigma(E_\gamma) = \frac{\pi}{2} \left( \frac{\hbar c}{E_r} \right)^2 g \frac{\Gamma_0^2}{(E_\gamma - E_r)^2 + \Gamma_r^2/4} . \quad (3.1)$$

Здесь  $E_\gamma$  — энергия фотона,  $g = (2J_r + 1)/(2J_0 + 1)$  — статистический фактор,  $\Gamma_0$  — парциальная ширина девозбуждения в основное состояние. Ширина  $\Gamma$  составляет порядка несколько эВ. В нашем рассмотрении предполагается, что процесс прямой ЯРФ доминирует,  $\Gamma_0/\Gamma_r \sim 1$ . Это означает, что возбужденное состояние в основном распадается за счет эмиссии фотона с прямым переходом в основное состояние, то есть  $\gamma = \gamma'$ , и любыми переходами в промежуточные состояния  $J_i$  можно пренебречь, см. Рис. 3.1.

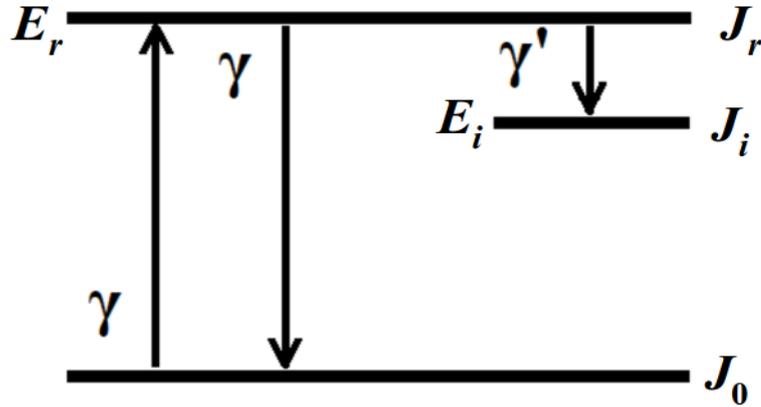


Рис. 3.1. Ядерная резонансная флуоресценция с переходом в возбуждённое состояние с энергией  $E_r$  и спином  $J_r$  и последующий распад такого возбужденного ядра с образованием конечного ядра в более низколежащем ( $J_i$ ), в том числе и основном ( $J_0$ ), состоянии. Рисунок из работы [6a].

Интегральное сечение образования рассматриваемого возбужденного состояния с энергией  $E_r$  вычисляется как:

$$I(E_r) = \int dE_\gamma \sigma(E_\gamma) = \pi^2 \left( \frac{\hbar c}{E_r} \right)^2 g \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma_r} = \frac{\pi}{2} \Gamma_r \sigma_{\max}(E_r) , \quad (3.2)$$

где максимальное сечение достигается при энергии  $E_r$ :

$$\sigma_{\max}(E_r) = 2\pi \left( \frac{\hbar c}{E_r} \right)^2 g \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma_r^2} . \quad (3.3)$$

Сечение ЯРФ  $\sigma_{\text{NRF}}(E_r)$  в УПС ядер высоких энергий для данного резонансного состояния  $E_r$  вычисляется относительно просто. В отличие от вычислений с помощью метода Вайцеккера – Вильямса при более низких энергиях столкновений, где вклад в спектр каждой мультипольности рассматривается отдельно:  $n_{\text{WW}}^{E2}(E_\gamma) \gg n_{\text{WW}}^{E1}(E_\gamma) \gg n_{\text{WW}}^{M1}(E_\gamma)$ , см., например, [56], сумма по разным мультипольностям может быть легко получена при ультррелятивистских энергиях. Как обсуждается в [2],  $n_{\text{WW}}^{E2}(E_\gamma) \approx n_{\text{WW}}^{E1}(E_\gamma) \approx n_{\text{WW}}^{M1}(E_\gamma) = n_{\text{WW}}(E_\gamma)$ , где  $\gamma \gg 10, \beta \rightarrow 1$ . Таким образом, мультипольное разложение можно заменить суммой соответствующих парциальных сечений  $\sigma(E_\gamma) = \sum_{\pi l} \sigma^{\pi l}(E_\gamma)$ , умноженных на  $n_{\text{WW}}(E_\gamma)$ . Кроме того, вариациями спектра Вайцеккера – Вильямса  $n_{\text{WW}}(E_\gamma)$  [57] в пределах очень малой ширины резонанса  $\Gamma_r$  можно пренебречь. В результате,  $n_{\text{WW}}(E_\gamma)$  может быть представлен своим значением в  $E_r$  для вычисления соответствующего интеграла:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{NRF}}(E_r) &= \int dE_\gamma \sigma(E_\gamma) n_{\text{WW}}(E_\gamma) = n_{\text{WW}}(E_r) I(E_r) \\ &= \frac{\pi}{2} n_{\text{WW}}(E_r) \Gamma_r \sigma_{\text{max}}(E_r) . \end{aligned} \quad (3.4)$$

### 3.2. Дискретные возбужденные состояния ядра ниже порога эмиссии нейтрона

В Таблице 3.1 представлены значения энергии уровня  $E_r$ , ширины уровня  $\Gamma_r$  и сечения фотопоглощения  $\sigma_{\text{max}}$  для дискретных уровней в ядре свинца  $^{208}\text{Pb}$  ниже порога эмиссии нейтрона в диапазоне энергий от 4 до 8 МэВ [58] — всего рассматривается 14 уровней. Данные параметры были использованы для вычисления сечений ЯРФ для каждого уровня в УПС ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  согласно формуле (3.4). Вычисленные сечения для столкновений на ЛНС и FCC-hh при энергиях в системе центра масс на нуклон-нуклонную пару  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  и 39.4 ТэВ, соответственно, представлены в Таблице 3.1.

Вычисленные сечения ЯРФ также представлены на Рис. 3.2. Как видно из этого рисунка, вклад низколежащих уровней значителен, поскольку спектр

Таблица 3.1. Характеристики возбужденных состояний в  $^{208}\text{Pb}$  ниже порога нейтронной эмиссии и соответствующие сечения ЯРФ для УПС  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  на LHC и FCC-hh при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  и 39.4 ТэВ, соответственно. Таблица из работы [6a].

Номер уровня	$E_r$ (МэВ)	$\Gamma_r$ (эВ)	$J_r^\pi$	$\sigma_{\text{max}}(E_r)$ (б)	$\sigma_{\text{NRF}}(E_r)$ (б)	
					$\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV	$\sqrt{s_{\text{NN}}} = 39.4$ TeV
1	4.085	0.783	2+	730.6	0.118	0.147
2	4.8422	9.972	1-	312.0	0.538	0.668
3	5.2926	13.16	1-	261.2	0.541	0.672
4	5.5122	32.91	1-	240.8	1.194	1.485
5	5.8461	1.154	1+	214.1	0.035	0.044
6	5.9480	1.012	1-	206.8	0.029	0.036
7	6.2640	1.012	1-	186.5	0.025	0.031
8	6.3117	3.656	1-	183.6	0.088	0.109
9	6.3628	1.044	1-	180.7	0.024	0.030
10	6.7205	10.97	1-	162.0	0.217	0.270
11	7.0635	28.61	1-	146.6	0.486	0.606
12	7.0834	14.62	1-	145.8	0.246	0.307
13	7.2789	1.4	1+	138.1	0.022	0.027
14	7.3325	38.71	1-	136.1	0.587	0.732
Полное сечение					4.15	5.16

Вайцеккера – Вильямса  $n_{\text{WW}}(E_\gamma)$  изменяется с энергией эквивалентных фотонов  $E_\gamma$  примерно как  $1/E_\gamma$ . В результате, вклад первых четырех уровней ( $\sim 58\%$ ) доминирует при обеих энергиях столкновения. Сумма сечений ЯРФ для всех рассмотренных уровней составляет 4.15 б и 5.16 б, соответственно, при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  и 39.4 ТэВ, см. Таблицу 3.1.

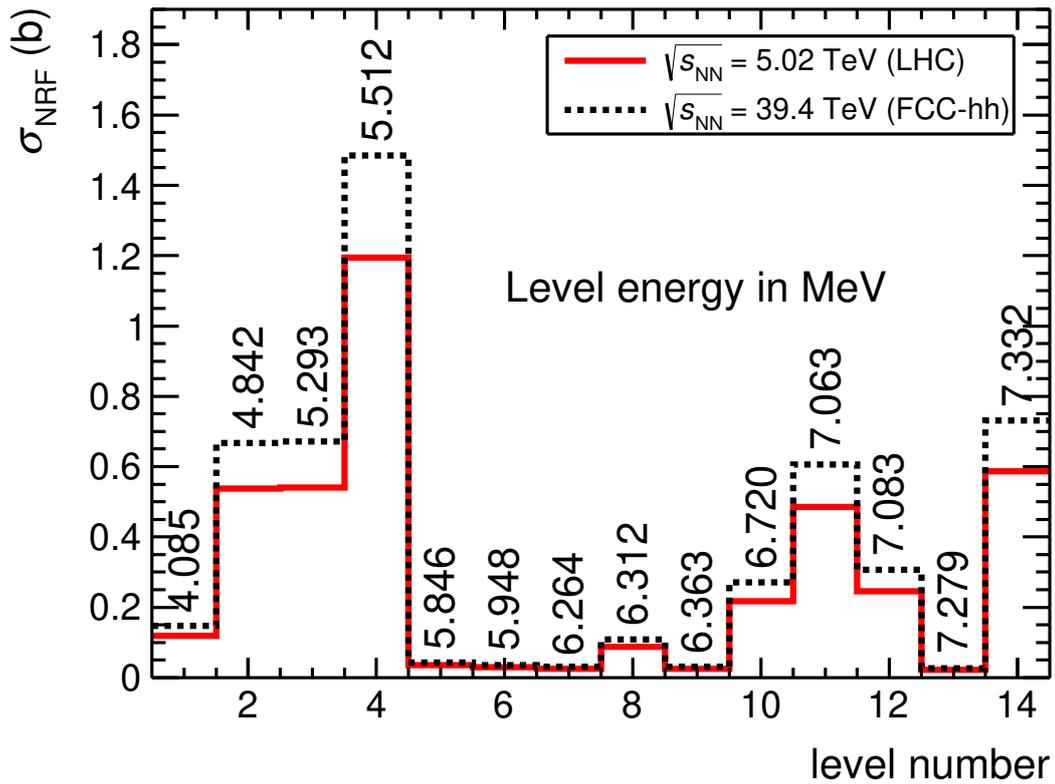


Рис. 3.2. Сечения ЯРФ для УПС  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  на LHC и FCC-hh, соответственно, при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ (сплошная гистограмма) и при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 39.4$  ТэВ (пунктирная гистограмма). Рисунок из работы [6а].

### 3.3. Распределения фотонов по углу, энергии и быстроте в лабораторной системе отсчета

УПС ультрарелятивистских ядер имеют две особенности, которые упрощают расчет углового распределения фотонов, излучаемых этими ядрами. Во-первых, из-за различной ориентации плоскости реакции спиновые состояния возбужденных ядер не упорядочены, и можно предположить, что фотоны при девозбуждении ядер излучаются изотропно в системе покоя ядра-излучателя. Во-вторых, из-за незначительных изменений полной энергии ядра  $E_A = \gamma M_A$  из-за поглощения эквивалентного фотона можно с уверенностью предположить, что это ядро движется дальше по направлению пучка с начальной скоростью.

Это связано с тем, что энергия эквивалентных фотонов ограничена параметром  $E_{max} \sim \gamma/R$ , что составляет лишь незначительную часть полной энергии ядра. Например, для тяжелых ядер  $r = E_{max}/E_A \approx 1/RM_A \sim 10^{-4}$ , и это значение составляет лишь незначительную часть полной энергии ядра. В этих вычислениях и далее используются натуральные единицы:  $\hbar = c = 1$ .

Рассмотрим возбужденное ядро с лоренц-фактором  $\gamma$ , которое излучает фотон с энергией  $E_r$  и импульсом  $p_r = E_r$  в системе покоя этого ядра. В этой системе отсчета угол между импульсом фотона и направлением пучка обозначим как  $\theta_r$ . В лабораторной системе отсчета энергия фотона  $E$ , продольная  $p_L$  и поперечная  $p_T$  составляющие импульса по отношению к направлению пучка задаются соответствующим преобразованием Лоренца:

$$\begin{cases} E = \gamma(E_r + \beta p_r \cos \theta_r) \\ p_L = \gamma(\beta E_r + p_r \cos \theta_r) \\ p_T = p_r \sin \theta_r \end{cases} \quad (3.5)$$

Таким образом, угол эмиссии фотона  $\theta$  в лабораторной системе отсчета можно вычислить из соотношения:

$$\tan \theta = \frac{p_T}{p_L} = \frac{\sin \theta_r}{\gamma(\beta + \cos \theta_r)}, \quad (3.6)$$

так как  $\gamma \gg 1$ ,  $\beta \approx 1$ , это сводится к

$$\tan \theta = \frac{1}{\gamma} \tan \frac{\theta_r}{2}. \quad (3.7)$$

Это указывает на то, что угловое распределение фотонов, излучаемых в системе покоя ядра, имеет резко анизотропный характер: наблюдается так называемый прожекторный эффект — в лабораторной системе отсчета в случае ультррелятивистских ядер практически все фотоны излучаются в узкий конус с раствором  $\delta\theta \sim 1/\gamma$ , ось которого направлена вдоль начального импульса ядра. Данный эффект сводит к минимуму различия в угловых распределениях излучаемых фотонов для отдельных уровней с различными  $J_r^\pi$ . Другими

словами, все эти фотоны могут быть зарегистрированы довольно компактным передним детектором.

Энергия фотона  $E$  в лабораторной системе отсчета зависит от угла вылета  $\theta_r$  в системе покоя ядра. При условии  $\gamma \gg 1$ ,  $\beta \approx 1$  зависимость  $E$  от угла вылета  $\theta$  в лабораторной системе отсчета можно упростить:

$$\begin{aligned} E &= \gamma(E_r + \beta p_r \cos \theta_r) \approx \gamma E_r (1 + \cos \theta_r) = 2\gamma E_r \cos^2 \frac{\theta_r}{2} \\ &= \frac{2\gamma E_r}{1 + \tan^2 \frac{\theta_r}{2}} = \frac{2\gamma E_r}{1 + \gamma^2 \tan^2 \theta} \end{aligned} \quad (3.8)$$

где  $E_r$  — энергия фотона в системе покоя ядра. Отношение  $E/E_r$  удобно выразить как функцию  $\theta$ , как показано на Рис. 3.3 для пучков  $^{208}\text{Pb}$  на ЛНС, потому что эта зависимость справедлива для ЯРФ с любого возбужденного уровня в  $^{208}\text{Pb}$  при заданном  $\gamma$ .

В случае излучения фотона по направлению вперед,  $\theta = 0$ , энергия фотона равна её максимальному значению  $E_{max} = 2\gamma E_r$ . Это означает, что энергия фотонов от ЯРФ в лабораторной системе отсчета достигает  $\sim 40$  ГэВ и  $\sim 300$  ГэВ для УПС  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  при энергии  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ и 39.4 ТэВ на ЛНС и FCC-hh, соответственно.

Как объяснялось выше, можно с уверенностью предположить, что фотоны излучаются изотропно в системе покоя  $^{208}\text{Pb}$ :  $dN/d\Omega_r = 1/4\pi$ , или, после интегрирования по азимутальному углу,  $dN/d\theta_r = -\sin \theta_r/2$ . Из условия, что количество фотонов, излучаемых в пределах заданного углового элемента в обеих системах отсчета, является инвариантом, можно получить угловое распределение в лабораторной системе отсчета:

$$\frac{dN}{d\theta} = -\frac{\sin \theta_r}{2} \frac{d\theta_r}{d\theta} \quad (3.9)$$

Затем, вычисляя

$$\sin \theta_r = \frac{2 \tan \theta_r/2}{1 + \tan^2 \theta_r/2} = \frac{2\gamma \tan \theta}{1 + \gamma^2 \tan^2 \theta} = \frac{2\gamma \sin \theta}{(1 + \gamma^2 \tan^2 \theta) \cos \theta} \quad (3.10)$$

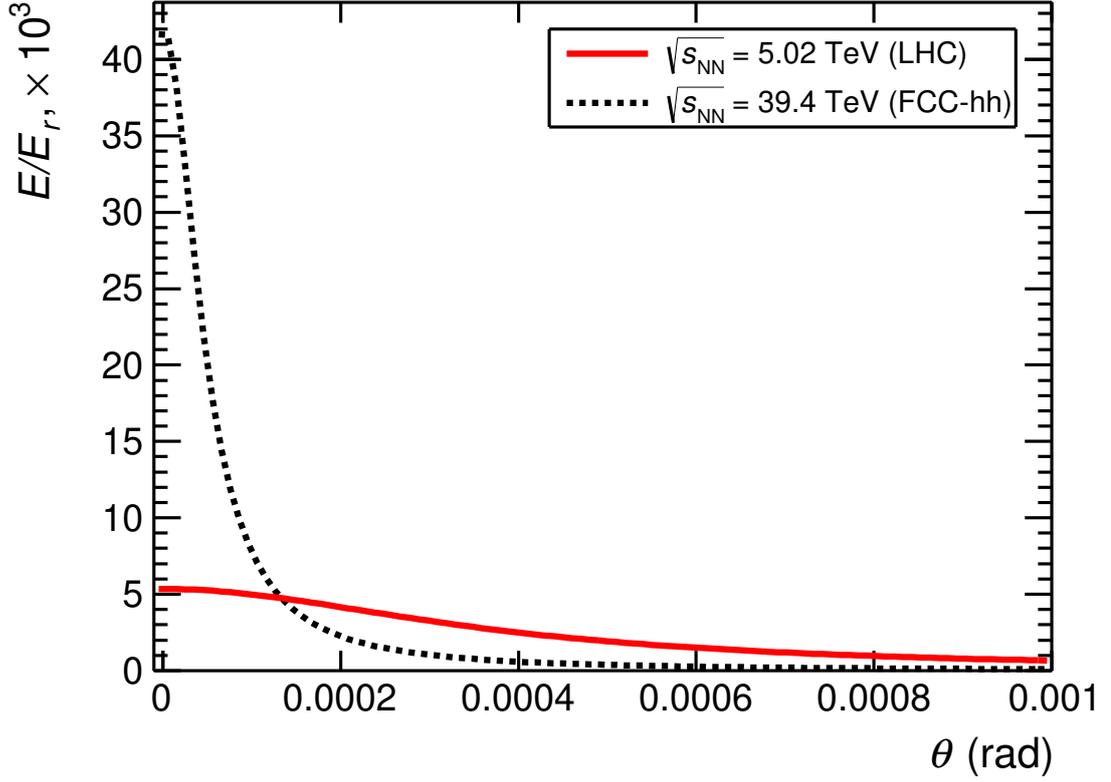


Рис. 3.3. Отношение  $E/E_r$  как функция угла вылета фотона  $\theta$  в лабораторной системе отсчета для пучков  $^{208}\text{Pb}$ , сталкивающихся на LHC при энергии  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ. Рисунок из работы [6a].

и

$$\frac{d\theta_r}{d\theta} = 2 \frac{d(\arctan(\gamma \tan \theta))}{d\theta} = \frac{2\gamma}{(1 + \gamma^2 \tan^2 \theta) \cos^2 \theta}, \quad (3.11)$$

наконец, получаем для интервала  $\theta$  от 0 до  $\pi/2$ :

$$\frac{dN}{d\theta} = -\frac{2\gamma^2 \sin \theta}{(1 + \gamma^2 \tan^2 \theta)^2 \cos^3 \theta} = -\frac{2\gamma^2 \sin \theta \cos \theta}{(1 + (\gamma^2 - 1) \sin^2 \theta)^2}. \quad (3.12)$$

Или, для того же интервала  $\theta$ , угловое распределение можно выразить только через  $\tan \theta$ :

$$\frac{dN}{d\theta} = -\frac{2\gamma^2 \tan \theta (1 + \tan^2 \theta)}{(1 + \gamma^2 \tan^2 \theta)^2}. \quad (3.13)$$

Распределение излучаемых фотонов можно выразить через псевдобыстроту  $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$  вместо угла  $\theta$ . Используя

$$\frac{d\theta}{d\eta} = -\frac{2e^\eta}{e^{2\eta} + 1} = -\frac{1}{\cosh \eta}, \quad (3.14)$$

и

$$\tan \theta = \frac{2 \tan \theta/2}{1 - \tan^2 \theta/2} = \frac{2e^{-\eta}}{1 - e^{-2\eta}} = \frac{1}{\sinh \eta}, \quad (3.15)$$

вместе с выражением (3.13), получаем распределение по псевдобыстроте:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d\eta} &= 2\gamma^2 \frac{1 + \sinh^{-2} \eta}{(1 + \gamma^2 \sinh^{-2} \eta)^2 \sinh \eta \cosh \eta} \\ &= \frac{2\gamma^2 \sinh \eta \cosh \eta}{(\gamma^2 + \sinh^2 \eta)^2}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Полученное распределение по псевдобыстроте показано на Рис. 3.4 для УПС  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  на ЛНС при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ. Поскольку оно вычислено для безмассовых фотонов, то справедливо тождество  $dN/d\eta \equiv dN/dy$ . Как и ожидалось, распределение имеет выраженный максимум в направлении вперед, которое соответствует быстроте пучка  $y_{\text{beam}} = 8.6$ . Хотя это распределение довольно широкое и занимает шесть единиц по псевдобыстроте, от  $\eta = 6$  до  $\eta = 12$ , такие фотоны могут взаимодействовать только с передними детекторами. В частности, в эксперименте ALICE фотоны от ЯРФ могут попадать только в ZDC [59, 60] ( $|\eta| > 8.8$ ) или на одну сторону С,  $-7 < \eta < -4.9$  дифракционного детектора (AD) [61]. В последнем случае фотоны, попадающие в ADC довольно мягкие ( $E < 1$  GeV), как это следует из зависимости их энергии от псевдобыстроты:

$$E = \frac{2\gamma E_r}{1 + \gamma^2 \sinh^{-2} \eta}, \quad (3.17)$$

полученной из выражений (3.8) и (3.15).  $E/E_r$  как функция  $\eta$  представлена на Рис. 3.5.

### 3.4. Влияние времени жизни уровня

Поскольку рассматриваемые низколежащие уровни в ядрах свинца  $^{208}\text{Pb}$  характеризуются конечными временами жизни, их девозбуждение происходит не точно в точке взаимодействия, а вдали от нее. Типичное расстояние между точкой взаимодействия  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  и местом эмиссии фотона можно оце-

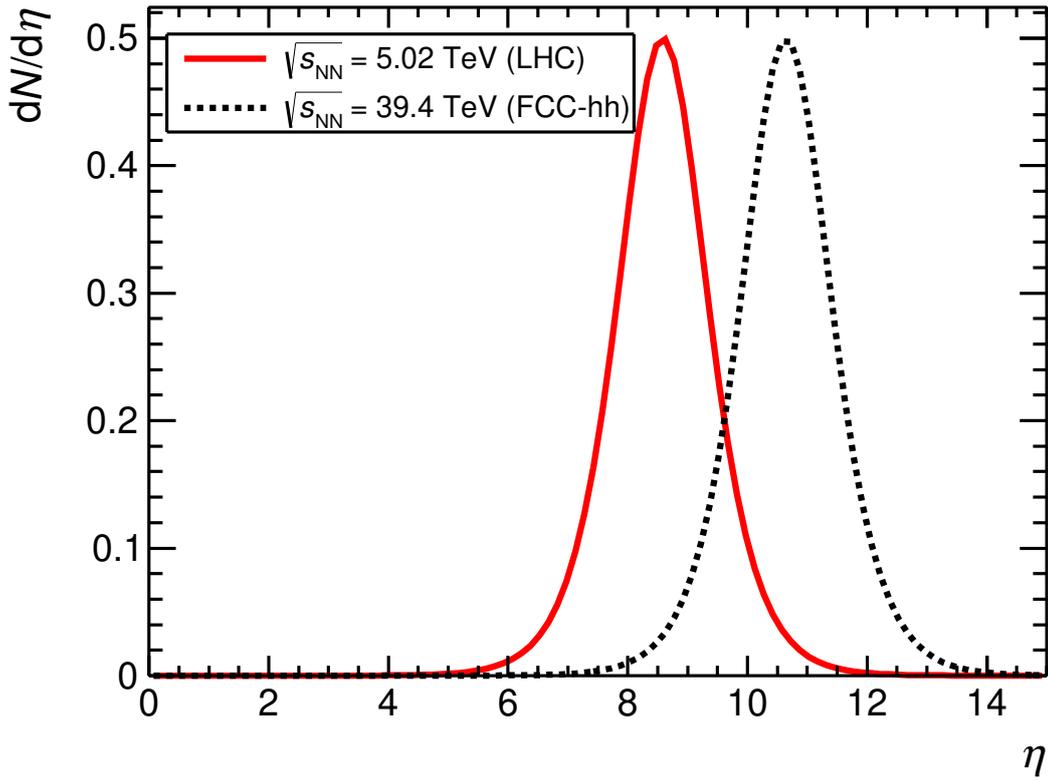


Рис. 3.4. Распределение по псевдобыстроте фотонов от ЯРФ, вычисленное для УПС  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  на LHC при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ. Рисунок из работы [6a].

нить для уровня с наибольшим сечением ЯРФ, энергия данного уровня  $E_r = 5.5122$  МэВ и ширина  $\Gamma_r = 32.91$  эВ. Следовательно, время жизни возбужденного состояния в системе покоя ядра равно  $\tau = \hbar/\Gamma_r \approx 2 \cdot 10^{-17}$  с, в то время как в лабораторной системе отсчета —  $t = \gamma \cdot \tau \approx 3 \cdot 10^{-14}$  с. За это время  $t$  ультррелятивистское ядро  $^{208}\text{Pb}$  перемещается только на небольшое расстояние  $l = c \cdot t \approx 9$  мкм. Для сравнения можно отметить, что это расстояние меньше характерного диаметра ( $\sim 16$  мкм) пучка LHC в точке взаимодействия [62]. Для самого узкого уровня с  $E_r = 4.085$  МэВ и  $\Gamma_r = 0.783$  эВ, данное расстояние в 42 раза больше,  $l \approx 0.4$  мм, но всё еще микроскопическое. Таким образом, фотоны от ЯРФ излучаются в самом центре детектора ALICE на LHC. Вычисленное расстояние  $l$  меньше ошибки определения продольного положения вершины первичного взаимодействия [63]. Следовательно, в случае их детекти-

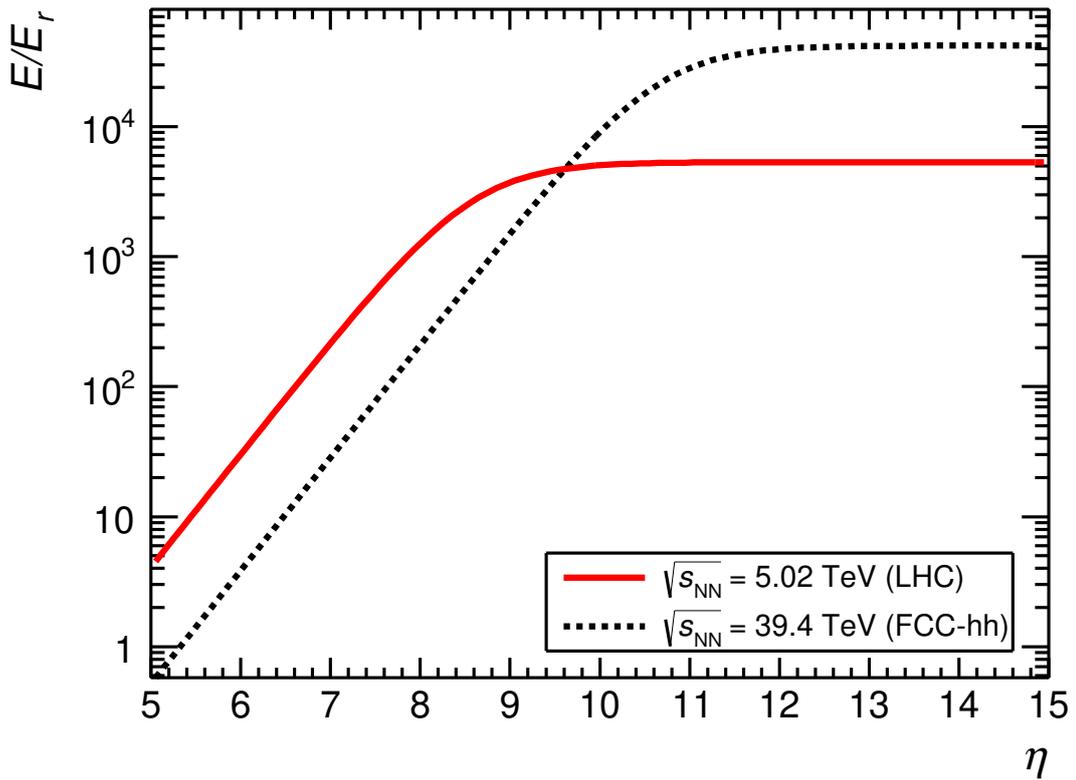


Рис. 3.5. Отношение  $E/E_r$  как функция псевдобыстроты  $\eta$  для пучков  $^{208}\text{Pb}$ , сталкивающихся на ЛНС при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ. Рисунок из работы [6a].

рования фотоны от ЯРФ могут быть использованы для улучшения определения положения вершины.

### 3.5. Выводы

В работе [6a] рассмотрен процесс ЯРФ, индуцированной фотонами Вайцзеккера – Вильямса, в УПС ультрарелятивистских ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  на ЛНС и FCC-hh. Такое явление представляет междисциплинарный интерес, поскольку ядерная структура  $^{208}\text{Pb}$ , обычно изучаемая в физике низких энергий, может быть исследована в экспериментах по физике высоких энергий. Более сложный подход к исследованию уровней возбуждения в  $^{208}\text{Pb}$  путем облучения ядер пучка на ЛНС лазером на свободных электронах был предложен в работе [58] для

создания интенсивного источника фотонов с энергией  $1 \text{ МэВ} < E_\gamma < 400 \text{ МэВ}$ . На данный момент статус фотонно-ядерного коллайдера, предложенного в работе [58], неизвестен, но, безусловно, такая установка потребует высоких затрат на её создание и эксплуатацию. Напротив, регистрация фотонов от ЯРФ, рассматриваемой в настоящей работе, требует лишь создания традиционных электромагнитных калориметров, возможно, с продвинутой поперечной сегментацией, пригодных для измерения узкого углового распределения этих фотонов.

Как показано в работе [6a], фотоны с энергией до 40 ГэВ часто излучаются по направлению вперед из-за девозбуждения дискретных уровней в  $^{208}\text{Pb}$  после их УПС на ЛНС, что также можно рассматривать как источник монохроматических фотонов более высоких по сравнению с [58] энергий. Подобная эмиссия фотонов ожидается и на проектируемом коллайдере FCC-hh с энергиями фотонов до 300 ГэВ. Полное сечение эмиссии фотонов оценивается как 4.15 б и 5.16 б на ЛНС и FCC-hh, соответственно. Получены удобные аналитические выражения для распределений фотонов от ЯРФ по энергии, углу и псевдобыстроте. Аналогично исследованиям [29, 30] других процессов эмиссии фотонов за счет девозбуждения дискретных уровней в УПС, такие распределения можно использовать для оценки влияния на различные детекторные системы или для мониторинга светимости коллайдеров.

Наконец, можно отметить, что эксперимент LHCf [34] на ЛНС позволяет детектировать вылетающие вперёд фотоны, начиная с 50 ГэВ. В случае, если этот порог может быть снижен до 10–40 ГэВ, фотоны от ЯРФ могут быть зарегистрированы на установке LHCf. Поскольку энергия фотона пропорциональна энергии пучка, дальнейшее увеличение энергии пучка ЛНС делает возможным регистрацию фотонов от ЯРФ с помощью уже существующего оборудования LHCf.

## Глава 4

# Комбинаторная модель расчета ограниченного акцептанса передних адронных калориметров

### 4.1. Введение

Как было отмечено выше в предыдущих главах диссертационной работы, детектирование вылетающих вперед нуклонов представляет большой интерес для изучения УПС на коллайдерах ядро-ядро. В настоящей главе описывается разработанная автором диссертации в работе [1a] простая комбинаторная модель для вычисления энерговыделения в передних адронных калориметрах с учетом эффективности регистрации таких нуклонов в многонуклонных событиях. Модель применена, в частности, к калориметрам ZDC (англ. Zero Degree Calorimeters) эксперимента ALICE на LHC и позволяет учесть ограничения по акцептасу и эффективности ZDC. Далее для краткости термин ZDC будет использоваться как общее название всех калориметров такого типа. Ранее поправки на акцептанс и эффективность ZDC для выходов одно-, двух- и трехнейтронных событий, измеренных в ЭМД ядер индия с энергией 158А ГэВ в столкновениях с мишенями Al, Cu, Sn и Pb, были введены в работе [64]. Здесь же предлагается более общая комбинаторная модель для учета ограниченного акцептанса ZDC и изучения его влияния на измеренные энергетические распределения в ZDC.

### 4.2. Основные положения модели

Распределение энергии, поглощенной в ZDC – энергетические спектры, обычно вычисляют с помощью моделирования методом Монте-Карло отдельно для каждой конструкции калориметра. В моделировании учитывается факти-

ческая энергию пучка, геометрические размеры и положение ZDC и эффективность регистрации нуклонов, которые варьируются от одной установки к другой. Таким образом, энергетические спектры ZDC, вычисленные для разных установок, отличаются друг от друга, но, тем не менее, можно попытаться выделить общие характеристики спектров и изучить их зависимость от энергии пучка и акцептанса ZDC. Данная вероятностная модель приводит к удобным формулам для связи числа вылетевших и зарегистрированных нуклонов с учетом ограниченной эффективности ZDC.

Как правило, размеры ZDC достаточны для поглощения первичного нуклона, а также большинства вторичных частиц, образующихся в электромагнитных процессах и ядерных реакциях внутри ZDC [65]. Таким образом, средняя энергия, выделяемая в ZDC одним нуклоном-спектатором, после калибровки калориметра соответствует энергии нуклона, которая, в свою очередь, равна энергии пучка в случае ЭМД. Энергия, выделяемая в ZDC, меняется от одного многонуклонного события к другому, но в среднем она пропорциональна количеству поглощенных нуклонов. Таким образом, распределение энергии в ZDC для однонуклонных событий принято характеризовать распределением Гаусса со средним  $\mu_1$ , равным энергии пучка  $E_0$ , и дисперсией  $\sigma_1$ , также зависящей от  $E_0$ . Обычно рассматриваются две функции для аппроксимации зависимости энергетического разрешения  $\sigma_1/\mu_1$  от  $E_0$ . Например, в работах [66, 67] энергетическое разрешение оценивается как:

$$\frac{\sigma_1}{\mu_1} = \sqrt{\frac{a^2}{E_0} + b^2}, \quad (4.1)$$

в то время как в работах [65, 68] было принято несколько иное приближение:

$$\frac{\sigma_1}{\mu_1} = \frac{c}{\sqrt{E_0}} + d. \quad (4.2)$$

Естественно, функции (4.1) и (4.2) почти эквивалентны друг другу в случае  $a \approx c$  и малости вторых членов по сравнению с первыми при низких энер-

гиях пучка. Чем выше энергия пучка, тем выше разрешение ZDC. Например,  $\sigma_1/\mu_1$ , рассчитанное при  $E_0 = 2510$  ГэВ по формуле (4.1) для нейтронного ZDC ALICE с параметрами  $a = 256.6\%$   $\text{GeV}^{1/2}$  и  $b = 10.3\%$  составляет 11.5% [67].

В эксперименте ALICE [6, 65] выходы событий с определённой множественностью извлекаются из спектров ZDC с помощью их фитирования суммой гауссианов:

$$F(E) = \sum_{i=1}^4 f_i(E) = \sum_{i=1}^4 N_i e^{-\frac{(E-\mu_i)^2}{2\sigma_i^2}}. \quad (4.3)$$

Каждый гауссиан  $f_i(E)$ , соответствующий  $i = 1, 2, \dots, 4$  нуклонов, испущенных в ЭМД [6], характеризуется средним значением  $\mu_i = i\mu_1$ , дисперсией  $\sigma_i = \sqrt{i}\sigma_1$  и нормировочным коэффициентом  $N_i$ , который пропорционален количеству событий с  $i$  нуклонами. Далее для описания спектров будем следовать данной формуле.

В случае ограниченного аксептанса ZDC, часть нуклонов либо вообще не попадает в калориметр, либо в ZDC поглощается только часть их энергии благодаря периферическому расположению ливня вторичных частиц. В данной модели количества  $n_i$  зарегистрированных событий с  $i$  нуклонами связываются с количеством исходных событий  $N_i$  с данной множественностью. Здесь модель применена к спектрам от ЭМД, в которой одно- и двухнуклонные события доминируют [5]. Благодаря этому доминированию достаточно рассмотреть эмиссию от одного до четырех нуклонов, чтобы найти связь между  $n_1, n_2, n_3, n_4$  и  $N_1, N_2, N_3, N_4$  с помощью верхнетреугольной матрицы преобразований  $P$ :

$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} \\ 0 & p_{22} & p_{23} & p_{24} \\ 0 & 0 & p_{33} & p_{34} \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ N_4 \end{pmatrix} = P \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ N_4 \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

Диагональные элементы  $P$  представляют собой вероятности  $p_{11}, \dots, p_{44}$  зарегистрировать то же число нуклонов, что и было испущено. Внедиагональные элементы  $p_{kn}$ ,  $k < n$  представляют вероятность зарегистрировать  $k$  нуклонов

вместо  $n$  испущенных. В энергетическом спектре ZDC пики с малой множественностью заполняются событиями с большей множественностью, так как некоторые нуклоны теряются.

С наибольшей надежностью  $p_{kn}$  получаются посредством моделирования методом Монте-Карло соответствующей экспериментальной установки. Однако можно предположить, что вероятность  $p$  зарегистрировать нуклон остается одинаковой как в событиях с малой, так и с большой множественностью. Это условие выполняется, когда распределение поперечных импульсов нуклонов слабо зависит от множественности события и приводит к биномиальному распределению вероятностей с параметром  $p$ :

$$p_{kn} = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k}, \quad (4.5)$$

где  $\binom{n}{k} = n!/(n-k)!k!$ . Следуя этому предположению, матрица преобразования записывается как:

$$P = \begin{pmatrix} p & 2p(1-p) & 3p(1-p)^2 & 4p(1-p)^3 \\ 0 & p^2 & 3p^2(1-p) & 6p^2(1-p)^2 \\ 0 & 0 & p^3 & 4p^3(1-p) \\ 0 & 0 & 0 & p^4 \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Чтобы получить вектор *исходного* количества  $N$  событий соответствующих множественностей, следует применить обратное преобразование к вектору  $n$  *зарегистрированных* событий:

$$\begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ N_4 \end{pmatrix} = P^{-1} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix}, \quad (4.7)$$

со следующим результатом:

$$\left\{ \begin{array}{l} N_1 = \frac{1}{p} \left( n_1 - \frac{2(1-p)}{p} n_2 + \frac{3(1-p)^2}{p^2} n_3 - \frac{4(1-p)^3}{p^3} n_4 \right) \\ N_2 = \frac{1}{p^2} \left( n_2 - \frac{3(1-p)}{p} n_3 + \frac{6(1-p)^2}{p^2} n_4 \right) \\ N_3 = \frac{1}{p^3} \left( n_3 - \frac{4(1-p)}{p} n_4 \right) \\ N_4 = \frac{1}{p^4} n_4 \end{array} \right. \quad (4.8)$$

Обратная матрица  $P^{-1}$  размерностью  $4 \times 4$  получается аналитически и обобщается на общий случай, когда максимальное число испущенных нуклонов составляет  $m$ :

$$N_i = \frac{1}{p^i} \sum_{j=i}^m (-1)^{j-i} \binom{j}{i} \frac{(1-p)^{j-i}}{p^{j-i}} n_j. \quad (4.9)$$

Другими словами, элементы обратной матрицы  $P^{-1} = R$  вычисляются как:

$$r_{kn} = (-1)^{n-k} \binom{n}{k} \frac{(1-p)^{n-k}}{p^n}. \quad (4.10)$$

Выражение (4.9) может быть использовано для оценки количества спектаторных нейтронов и протонов, испущенных в адронных взаимодействиях ядер с большим  $m$ , близким к общему числу нейтронов и протонов в каждом из сталкивающихся ядер.

### 4.3. Спектры энерговыделения для событий ЭМД ядер свинца $^{208}\text{Pb}$ на LHC

Используя формулы (4.4) и (4.6), можно изучить влияние эффективности регистрации нуклонов в ZDC на измеряемые  $n_i$ . Спектры в протонных и ней-

тронных ZDC были смоделированы для событий ЭМД в УПС  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  на LHC при  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2.76$  ТэВ ( $E_0 = 1380$  ГэВ) [2a] и при  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5.02$  ТэВ ( $E_0 = 2510$  ГэВ) [1a]. Начальные выходы определённого числа нейтронов и протонов  $N_i$  вычислены с помощью модели RELDIS [5, 7]. Как показано в работах [6] и [69], результаты RELDIS для эмиссии 1-3 нейтронов в ЭМД ядер свинца в столкновениях на LHC и CERN SPS, соответственно, хорошо согласуются с измеренными сечениями, что дает уверенность в используемых здесь результатах модели RELDIS.

#### 4.3.1. УПС $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ при $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2.76$ ТэВ

Энергетическое разрешение  $\sigma_1/\mu_1$  нейтронного ZDC составляет 20% для энергии  $E_0 = 1380$  GeV [6]. Эксперимент ALICE — единственный эксперимент на LHC, который оснащен как нейтронными, так и протонными ZDC. Энергетический спектр нейтронов и протонов в ZDC, вычисленный с разрешением 20%, представлен на Рис. 4.1. Вышеупомянутый эффект относительного усиления однонуклонных пиков по отношению к многонуклонным пикам в измеренных спектрах хорошо виден на Рис. 4.1.

Таким образом, выходы одно-, двух-, трех- и четырехнуклонных событий ЭМД, как нейтронных, так и протонных, могут быть достоверно измерены на LHC с помощью ZDC, имеющего полный акцептанс ( $\mathbf{p} = 1$ ). При  $\mathbf{p} = 0.7$  четырехнуклонные пики в энергетическом спектре ZDC исчезают, но трехнуклонные пики остаются видимыми. Трехпротонный пик заметно размывается при  $\mathbf{p} = 0.4$ , что затрудняет регистрацию таких событий при низком акцептансе. Во всех случаях  $\mathbf{p} < 1$  следует использовать выражения (4.9), полученные в настоящей работе, для извлечения истинных выходов нуклонов из измеренных спектров.

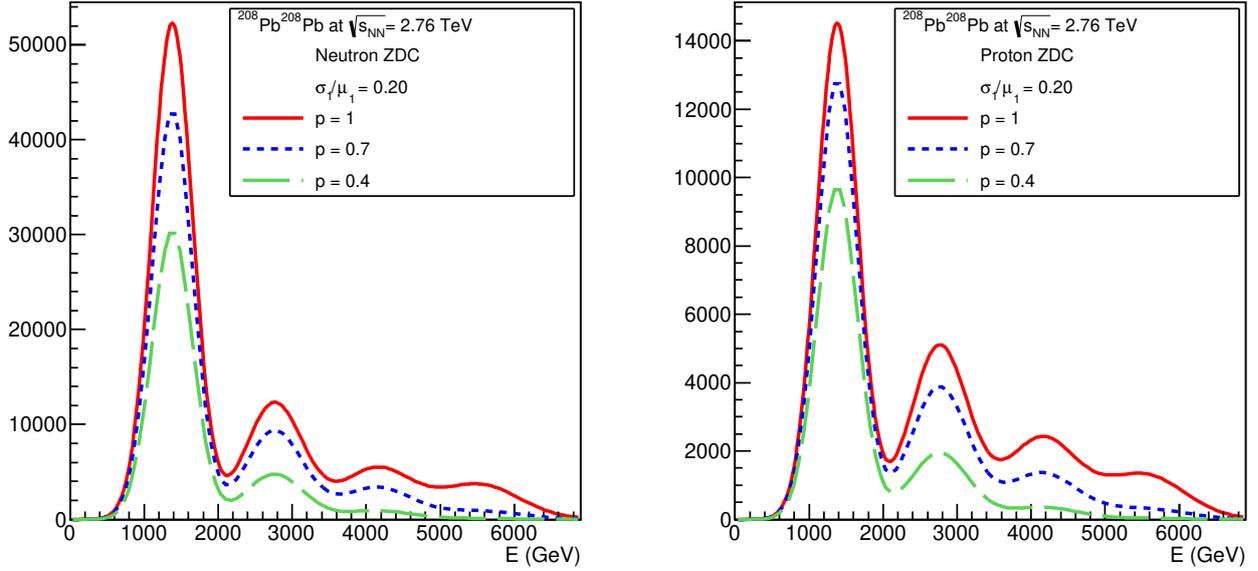


Рис. 4.1. Спектры энерговыведения в нейтронном ZDC (слева) и протонном ZDC (справа) в УПС ядер свинца Pb на LHC при  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  ТэВ. Рисунок из работы [1a].

#### 4.3.2. УПС $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ при $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ ТэВ

Следуя экстраполяции результатов, полученных с помощью тестового пучка из работы [65], для энергии пучка  $E_0 = 2510$  ГэВ на LHC,  $\sigma_1/\mu_1$  можно оценить как 15% и 17% для нейтронного и протонного ZDC, соответственно. Энергетические спектры в ALICE ZDC для нейтронов и протонов, испущенных по направлению вперед, для УПС  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  представлены на Рис. 4.2.

На Рис. 4.2 также хорошо виден эффект относительного усиления однонуклонных пиков благодаря миграции многонуклонных событий к однонуклонным в результате потери нуклонов. Действительно, высоты пиков 1n и 1p, смоделированные для  $p = 0.5$ , заметно превышают половину высот тех же пиков, но рассчитанных для полного акцептанса  $p = 1$ . Параметры  $p = 0.5$  и  $0.7$  делают пики 4n и 4p в энергетических спектрах ZDC неразличимыми, но пики 3n и 3p все же могут быть измерены. Однако пик 3p исчезает при  $p = 0.5$ .

Хорошее энергетическое разрешение ZDC имеет решающее значение для надежных измерений эмиссии определённого числа нуклонов, испущенных по направлению вперёд. Это иллюстрируется энергетическими спектрами ZDC,

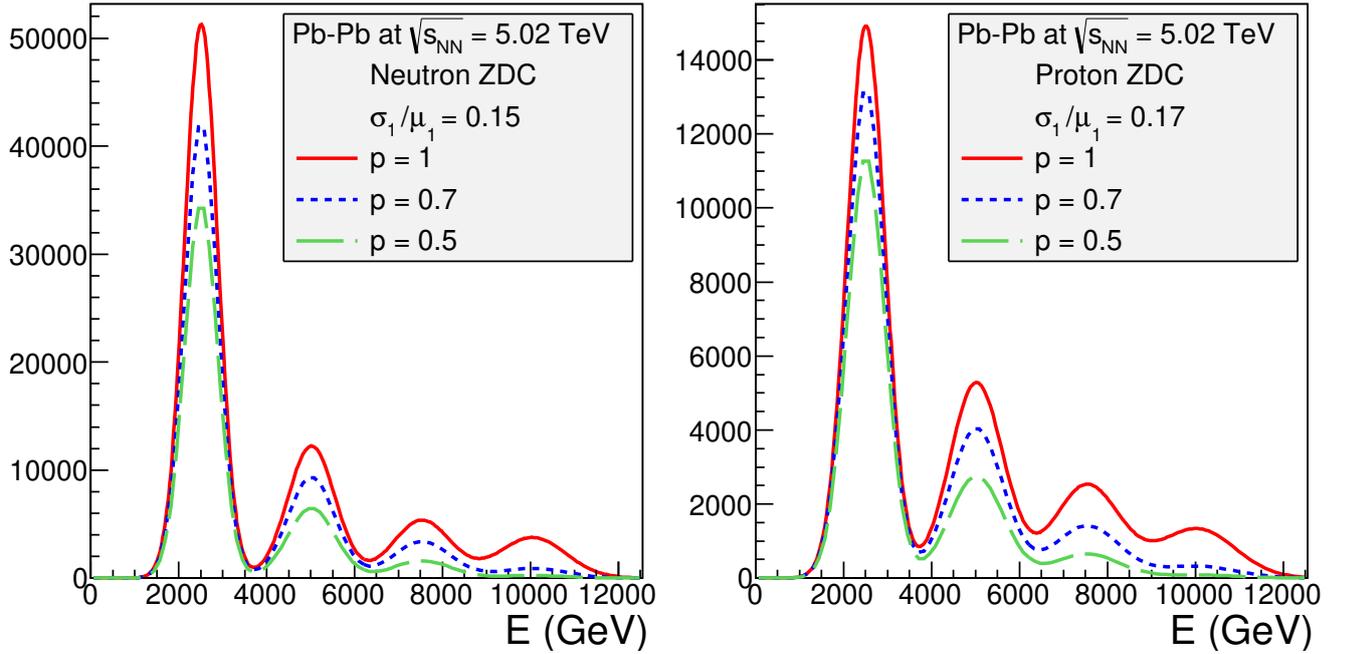


Рис. 4.2. Энергетические спектры в нейтронном (слева) и протонном (справа) ZDC для УПС  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  на LHC при  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5.02$  ТэВ. Рисунок из работы [1a].

показанными на Рис. 4.3, которые были смоделированы для более низкого разрешения по сравнению со спектрами, показанными на Рис. 4.2. Для вероятности регистрации одиночного нейтрона и энергетического разрешения ZDC были использованы значения  $p = 0.97$  и  $\sigma_1/\mu_1 = 0.2$  для нейтронного ZDC, согласно [6, 65]. Для протонного ZDC было использовано более низкое разрешение  $\sigma_1/\mu_1 = 0.3$  и вероятность регистрации  $p = 0.66$  в соответствии с [70].

Как видно из Рис. 4.3, низкое разрешение протонного ZDC затрудняет идентификацию 2р и 3р каналов EMD даже при измерениях со 100%-ой эффективностью регистрации. Более того, пик 2р заметно плавится при снижении эффективности регистрации до  $p = 0,66$ , а вклады 3р- и 4р-каналов ЭМД становятся неотличимы от возможного плавного фонового вклада в протонные энергетические спектры ZDC. Это еще раз демонстрирует эффект ошибочной идентификации многонуклонных событий в качестве однонуклонных в измерениях с низкой эффективностью регистрации нуклонов.

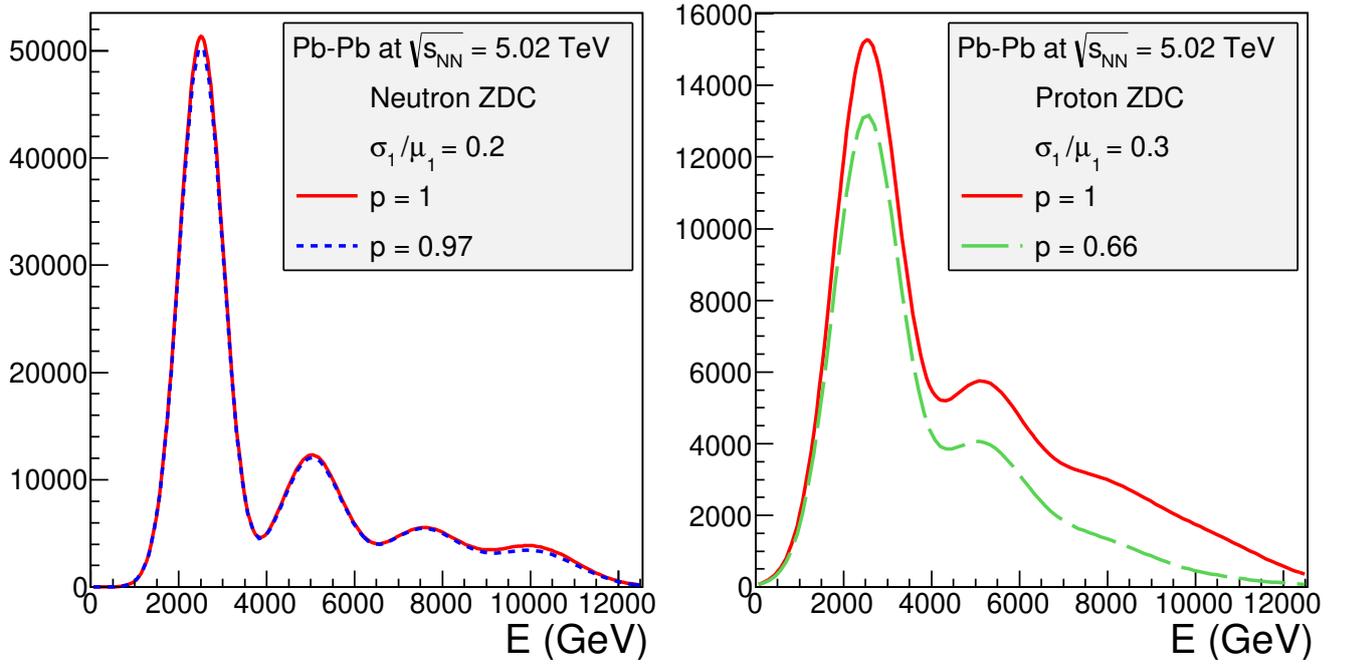


Рис. 4.3. Спектры энерговыделения в нейтронном (слева) and протонном (справа) ZDC для УПС  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  на LHC при  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5.02$  TeV в эксперименте ALICE. Рисунок из работы [1a].

#### 4.4. Спектры энерговыделения для событий ЭМД ядер золота $^{197}\text{Au}$ на NICA

Аналогично вычислениям для LHC, с помощью формул (4.4) и (4.6), можно изучить влияние эффективности регистрации нуклонов в калориметре FNCal (англ. The Forward Hadron Calorimeter) на измеряемые  $n_i$ .

Передний адронный калориметр FNCal, разработанный для эксперимента MPD (англ. Multi Purpose Detector) на NICA, имеет энергетическое разрешение  $\sigma_1/\mu_1$  лучше, чем  $60\%/\sqrt{E_0}$  [71]. Ширина первого нуклонного пика была оценена как  $\sigma_1 = 0.6/\sqrt{E_0}$  ГэВ, что дает  $\sigma_1/\mu_1 = 0.28$  при  $E_0 = 4.5$  ГэВ. Энергетические спектры в FNCal для нейтронов и протонов, испускаемых по направлению вперед, рассчитанные с этими параметрами для УПС ядер золота  $^{197}\text{Au}$ – $^{197}\text{Au}$ , представлены на Рис. 4.4.

Столкновения на NICA будут иметь значительно меньшую энергию по сравнению с LHC, для которой характерно меньшее число каналов ЭМД: доминируют каналы 1n (69%) и 2n (18%), и только 5% событий относятся к 3n-кана-

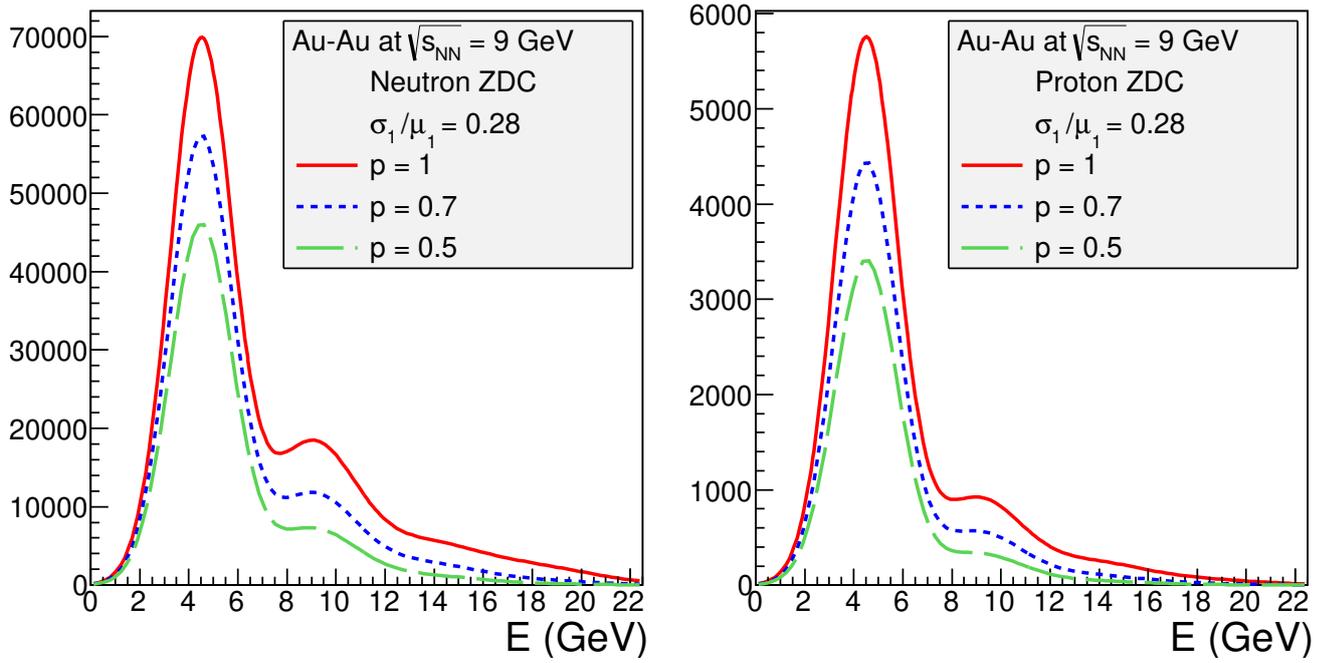


Рис. 4.4. Спектры энерговыделения для нейтронов (слева) and протонов(справа) в FHCAL для УПС  $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$  на NICA/MPD при  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=9$  ГэВ. Рисунок из работы [1a].

лу. Для энергий NICA протонные 1p, 2p и 3p каналы ЭМД составляют всего 5.7%, 0.9% и 0.2% событий, соответственно, а 93% событий ЭМД соответствуют беспротонной эмиссии. Как видно из Рис. 4.4, в энергетических спектрах FHCAL трудно различить пики 3n и 3p даже при полном акцептансе детектора  $p = 1$ . Более того, пики 2n и 2p практически исчезают при наименьшем рассматриваемом акцептансе  $p = 0.5$ . В связи с этим, важно обеспечить высокую эффективность регистрации нуклонов, испущенных по направлению вперед, для изучения ЭМД ядер золота на NICA или мониторинга светимости NICA на основе регистрации суммы 1n- и 2n-каналов ЭМД аналогично методу, предложенному ранее для LHC [7].

#### 4.5. Работа ZDC в условиях малого акцептанса

При условии, что в событии испускается  $i$  нуклонов, вероятность того, что ни один нуклон не будет зарегистрирован, равна  $(1 - p)^i$ . Следовательно, вероятность регистрации хотя бы одного из  $i$  нуклонов вычисляется как  $1 - (1 - p)^i$ .

Поскольку возможны события различной множественности  $i = 1, \dots, m$ , общее количество *зарегистрированных* событий любой множественности вычисляется из количества *исходных* событий  $N_i$ :

$$\sum_{i=1}^m n_i = \sum_{i=1}^m (1 - (1 - p)^i) N_i . \quad (4.11)$$

Аналогичное выражение может быть записано для видимого сечения  $\tilde{\sigma}$  регистрации хотя бы одного нейтрона в ZDC с акцептансом  $p$ :

$$\tilde{\sigma} = p\sigma(1NX) + p(2 - p)\sigma(2NX) + p(3 - 3p + p^2)\sigma(3NX) + \dots . \quad (4.12)$$

Здесь  $\sigma(1NX)$ ,  $\sigma(2NX)$ ,  $\sigma(3NX)$  и т.д. обозначают сечения эмиссии одного, двух, трех и т.д. нейтронов.

Интересно рассмотреть отдельный случай ZDC с низким акцептансом, когда большое количество нуклонов из испущенных вперед не будут зарегистрированы калориметром.

В пределе  $p \rightarrow 0$  выражение (4.12) сводится к:

$$\tilde{\sigma} = p(\sigma(1NX) + 2\sigma(2NX) + 3\sigma(3NX)) + \dots = p\sigma_{inc} , \quad (4.13)$$

где  $\sigma_{inc}$  — инклюзивное сечение эмиссии нуклонов. Это означает, что  $\sigma_{inc}$  может быть оценено из видимого сечения как  $\sigma_{inc} = \tilde{\sigma}/p$ , в случае когда вероятность  $p$  достаточно мала. С другой стороны, при условии, что  $\sigma_{inc}$  известно из других измерений или предсказывается теорией, а значение  $p$  получено из Монте-Карло моделирования, мониторинг светимости коллайдера может производиться на основе измерений видимого сечения  $\tilde{\sigma}$ .

## 4.6. Выводы

Представленные в работе [1a] результаты простой вероятностной модели могут быть менее точными, чем результаты Монте-Карло моделирования конкретного калориметра, но при этом демонстрируют общие закономерности де-

тектирования событий с эмиссией нуклонов в ЭМД в эксперименте ALICE на LHC и в эксперименте MPD на NICA.

Таким образом, автором диссертации была предложена простая вероятностная модель, приводящая к удобным формулам для связи числа вылетающих вперед испущенных и зарегистрированных нуклонов, с учетом ограниченного аксептанса ZDC. Характерные энергетические спектры ZDC от ЭМД с эмиссией одного, двух, трех, четырех и пяти нейтронов или протонов были вычислены для столкновения ядер на LHC и NICA. Исследован случай предельно малого аксептанса ZDC и показана возможность измерения инклюзивного сечения эмиссии нуклонов в этом случае.

## Глава 5

# Эффективность регистрации нуклонов от электромагнитной диссоциации в эксперименте ALICE

## 5.1. Введение

Эксперименте ALICE на LHC оснащен передними адронными калориметрами, Zero Degree Calorimeters [65, 67, 72] (ZDC), для регистрации спектаторных нуклонов, вылетающих по направлению вперед относительно оси пучка. Среднее значение энергии в ZDC в результате поглощения нескольких нуклонов и её дисперсия зависят как от количества нуклонов, так и от их энергии. При регистрации нуклонов-спектаторов или нуклонов от ЭМД, энергия нуклона в среднем равна энергии пучка. Однако эффективность ZDC снижается, когда некоторые из нуклонов многонуклонного события не попадают в ZDC. ZDC располагаются в непосредственной близости от вакуумной трубы ускорителя и поэтому могут частично перекрываться различными компонентами коллайдера [67, 70]. Например, вылетающие вперёд протоны могут попадать на стенки вакуумной трубы ускорителя на пути к протонному ZDC и рассеиваться на большие углы. Все эти эффекты изменяют распределение энергии, выделяемой в ZDC, в частности, в событиях с большой множественностью нуклонов. Например, один или два нуклона могут быть потеряны в трехнуклонном событии. В результате это трехнуклонное событие может быть ошибочно идентифицировано, соответственно, как двух- или однонуклонное событие. Таким образом, необходимо вычислить эффективность регистрации нуклонов ZDC отдельно для каждого класса множественности. Вычисленная эффективность регистрации нуклонов представляет собой произведение геометрическо-

го акцептанса ZDC и эффективности восстановления в ZDC множественности нуклонов, вылетающих по направлению вперед относительно оси пучка, однако в дальнейшем для краткости это произведение будет обобщённо именоваться эффективностью, а его обратное значение — поправочным коэффициентом на эффективность регистрации нуклонов в ZDC. Ниже представлены три независимых метода расчета поправочных коэффициентов для данных, собранных с помощью ZDC в 2018 году в ультрапериферических  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях (УПС) при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ.

## 5.2. Р-метод определения эффективности ALICE ZDC в отношении многонуклонных событий

Простая комбинаторная модель для вычисления энерговыделения в ZDC с учетом эффективности калориметра, разработанная автором [1a], в общем случае была описана в Главе 4. Рассмотрим её применение для УПС  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ. Данный метод вычисления эффективности ZDC далее будем называть Р-метод (от англ. probabilistic — вероятностный).

Обобщая формулу (4.4) для анализа событий от 0 до 5 нуклонов включительно, количества *зарегистрированных*  $n_i$  и *исходных* событий  $N_i$  с нуклонами соответствующей множественности  $i = 0, 1, 2, \dots, 5$ , испущенными в процессе ЭМД, будут связаны между собой посредством верхнетреугольной матрицы преобразований  $P$ :

$$\begin{pmatrix} n_0 \\ n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \\ n_5 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_{00} & p_{01} & p_{02} & p_{03} & p_{04} & p_{05} \\ 0 & p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & p_{15} \\ 0 & 0 & p_{22} & p_{23} & p_{24} & p_{25} \\ 0 & 0 & 0 & p_{33} & p_{34} & p_{35} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{45} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{55} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_0 \\ N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ N_4 \\ N_5 \end{pmatrix} = P \begin{pmatrix} N_0 \\ N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ N_4 \\ N_5 \end{pmatrix}. \quad (5.1)$$

Напомним, что в данной модели предполагается, что вероятность  $p$  зарегистрировать отдельный нуклон, вылетевший по направлению вперед, одинакова для событий малой и большой множественности, а элементы  $p_{kn}$  матрицы преобразований  $P$  вычисляются с помощью биномиального распределения с параметром  $p$ :

$$p_{kn} = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k}, \quad (5.2)$$

где  $\binom{n}{k} = n!/(n-k)!k!$ . В результате [1a], матрица преобразований выражается в явном виде:

$$P = \begin{pmatrix} 1 & 1-p & (1-p)^2 & (1-p)^3 & (1-p)^4 & (1-p)^5 \\ 0 & p & 2p(1-p) & 3p(1-p)^2 & 4p(1-p)^3 & 5p(1-p)^4 \\ 0 & 0 & p^2 & 3p^2(1-p) & 6p^2(1-p)^2 & 10p^2(1-p)^3 \\ 0 & 0 & 0 & p^3 & 4p^3(1-p) & 10p^3(1-p)^2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p^4 & 5p^4(1-p) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p^5 \end{pmatrix}. \quad (5.3)$$

Таким образом, из-за ограниченной эффективности ZDC при регистрации выходы многонуклонных событий подавляются, в то время как относительный вклад безнейтронных и однонуклонных событий увеличивается.

Для нейтронных калориметров ZN и протонных калориметров ZP были использованы значения  $p = 0.9$  и  $p = 0.55$ , соответственно, для аппроксимации с помощью формул (5.1) и (5.3) результатов Монте-Карло моделирования, представленных в следующих разделах диссертации. В Таблицах 5.1 и 5.2 представлены поправочные коэффициенты  $f_i^P = N_i^R/n_i^P$ ,  $i = 0, 1, 2, \dots, 5$ , для ZN и ZP, соответственно, полученные с помощью Р-метода. Здесь и ниже количества событий каждой множественности  $i$ , вычисленные с помощью RELDIS, обозначаются как  $N_i^R$ . Кроме того, для удобства вычислений вектора событий заданной множественности,  $N_i$  и  $n_i$ , нормированы на полное число событий. Это позволяет приравнять сумму компонент вектора к единице. Таким образом, компоненты нормированных векторов представляют собой доли исходных

Таблица 5.1. Доли исходных событий с заданной множественностью нейтронов, вычисленные с помощью RELDIS, количества зарегистрированных событий, вычисленные с помощью Р-метода с  $p = 0.9$ , вместе с соответствующими поправочными коэффициентами на эффективность калориметров ZN.

$i$	испущено $N_i^R$	зарегистри- ровано $n_i^P$	поправочный коэффициент $f_i^P$
0n	0.0324	0.0848	0.3824
1n	0.5107	0.4833	1.0567
2n	0.1225	0.1144	1.0713
3n	0.0538	0.0500	1.0755
4n	0.0371	0.0341	1.0882
5n	0.0297	0.0175	1.6935

и зарегистрированных событий с заданной множественностью  $i$ . Как и в предыдущих главах, события с нулем, одним, двумя, ..., пятью нейтронами для краткости обозначаются как 0n, 1n, 2n, ..., 5n, а события с произвольным числом нейтронов — Xn.

Из Таблицы 5.1 для ZN видно, что наиболее значительная поправка должна быть введена в 0n-канале. Чтобы согласно Р-методу получить исходное количество безнейтронных событий, вклад зарегистрированных безнейтронных событий необходимо умножить на  $f_0^P = 0.3824$ . Это означает, что доля зарегистрированных событий Xn снижена за счет потерь нейтронов. Действительно, как видно из Таблицы 5.1, оцененные поправочные коэффициенты для каналов 1n–5n больше единицы. События с нулем, одним, двумя, ..., пятью протонами для краткости обозначаются как 0p, 1p, 2p, ..., 5p.

В случае оценки эффективности регистрации протонов протонными калориметрами ZP предполагается, что около половины вылетевших протонов ими не детектируется,  $p = 0.55$ . Поэтому поправочные коэффициенты, которые сле-

Таблица 5.2. Доли исходных событий с заданной множественностью протонов, вычисленные с помощью RELDIS, количества зарегистрированных событий, вычисленные с помощью Р-метода с  $p = 0.55$ , вместе с соответствующими поправочными коэффициентами на эффективность калориметров ZP.

$i$	испущено $N_i^R$	зарегистри- ровано $n_i^P$	поправочный коэффициент $f_i^P$
0p	0.7354	0.8162	0.9009
1p	0.1493	0.1202	1.2424
2p	0.0527	0.0333	1.5856
3p	0.0251	0.0082	3.0801
4p	0.0133	0.0028	4.7032
5p	0.0078	0.0004	19.8695

дует применять, в частности, к каналам 2p–5p, довольно велики. В отличие от случая ZN, согласно модели RELDIS доля истинных событий 0p оказывается наибольшей. При этом, как видно из Таблицы 5.2, канал 0p следует уменьшить только на  $\sim 10\%$ , чтобы учесть существенно меньшие вклады от тех редких событий 1p–5p, в которых все испущенные протоны были потеряны.

### 5.3. N-метод определения эффективности ALICE ZDC в отношении многонуклонных событий

Для Монте-Карло моделирования отклика передних адронных калориметров используется пакет объектно-ориентированных программ и библиотек AliPhysics программной среды эксперимента ALICE. В N-методе и S-методе, описываемых ниже, полученные результаты моделирования используются для оценки эффективности регистрации нуклонов передними адронными калориметрами ZDC.

### 5.3.1. Метод подсчета количества хитов в ZDC

Н-метод основывается на подсчете числа нуклонов, испущенных по направлению вперед, попавших на поверхность передних адронных калориметров ZDC, далее называемых далее *хитами* (от англ. hit). Зарегистрированные события сортируются по количеству  $i = 0, 1, 2, \dots$  хитов в каждом событии. Предполагается, что каждый нуклон, попадающий в калориметр ZN или ZP, создает сигнал, достаточный для его обнаружения.

Для подсчета хитов автоматически создаваемые в процессе Монте-Карло моделирования технические файлы `ZDC.Hits.root`, содержащие всю информацию о хитах, вместе с файлами `galice.root` по окончании моделирования не удаляются, как это происходит в стандартном режиме расчетов, а анализируются с помощью специальных разработанных автором диссертации скриптов [7a]. В частности, информация о хитах извлекается из файлов `galice.root` с помощью метода `Run_loader` класса `AliRunLoader`. Метод `Run_loader` использует метод `ZDC_loader` для чтения хитов в ZDC:

```
Run_loader->LoadgAlice();
gAlice = Run_loader->GetAliRun();
AliZDC* fZDC = (AliZDC*)gAlice->GetDetector("ZDC");
AliLoader* ZDC_loader = Run_loader->GetLoader("ZDCLoader");
ZDC_loader->LoadHits("read");
```

Посредством `Run_loader` можно обратиться к каждому событию по его номеру  $i$ :

```
Run_loader->GetEvent(i);
```

Метод `ZDC_loader` предоставляет доступ к дереву `TreeH()`, содержащему ветку ZDC `Branch` со всеми необходимыми характеристиками хитов в ZDC:

```
TClonesArray *fZDC_hits = fZDC->Hits();
```

```
TTree *ZDCHitsTree = ZDC_loader ->TreeH();
TBranch *ZDCHitsBranch = ZDCHitsTree->GetBranch("ZDC");
```

Для каждого события вычисляется количество треков в `ZDCHitsTree` и организуется циклический обход по всем трекам в событии. Для каждого трека первый хит в ZDC загружается следующим образом:

```
startHit_zdc = (AliZDCHit*) fZDC->FirstHit(-1);
```

Таким образом, если хит в ZDC существует, то из `ZDCHitsTree` можно получить PDG код частицы, который соответствует определенной частице в стандартной схеме нумерации частиц, составленной международной коллаборацией Particle Data Group (PDG). Оттуда же можно извлечь тип ZDC, в который попал хит, координаты хита на его передней поверхности и энергию хита. Тип ZDC определяется как:

```
sector[0] = startHit_zdc->GetVolume(0);
```

А именно, `sector[0] = 1` соответствует ZNC, `sector[0]=2` — ZPC, `sector[0]=4` — ZNA и `sector[0]=5` — ZPA. Хит соответствует нейтрону, когда PDG-код частицы равен 2112 и протону, когда тот равен 2212. При этом, в Монте-Карло моделировании наблюдается так называемый эффект кросстока (от англ. cross-talk), когда некоторые нейтроны попадают в протонные ZDC, а некоторые протоны — в нейтронные. Поскольку нейтроны, попадающие в ZP, неотличимы от протонов по энергии, оставляемой в ZDC, и наоборот, то оба вида кросстока учитываются при вычислении поправочных коэффициентов к данным, получаемым от ZN и ZP в H-методе.

На Рис. 5.1 и 5.2 представлены пространственные распределения хитов на передней поверхности каждого калориметра. Для этих рисунков и дальнейшего вычисления эффективности ZDC посредством H-метода была использована часть полученных моделированием событий из их общего числа, составившего 455600 для стороны A и из 484700 событий для стороны C. Как видно из

Рис. 5.1 и 5.2, подавляющее большинство нейтронов успешно регистрируется нейтронными калориметрами ZNA и ZNC, так как распределения нейтронов идеально центрированы на передней поверхности, что обеспечивает высокую эффективность калориметров ZN. Это полностью согласуется с опубликованными результатами [59], где аналогичное распределение нейтронов на передней поверхности ZN ( $\sigma_X \sim \sigma_Y \sim 5$  мм) было получено с помощью моделирования транспорта нейтронов в программной среде ALIROOT на основе моделирования событий ЭМД с помощью модели RELDIS.

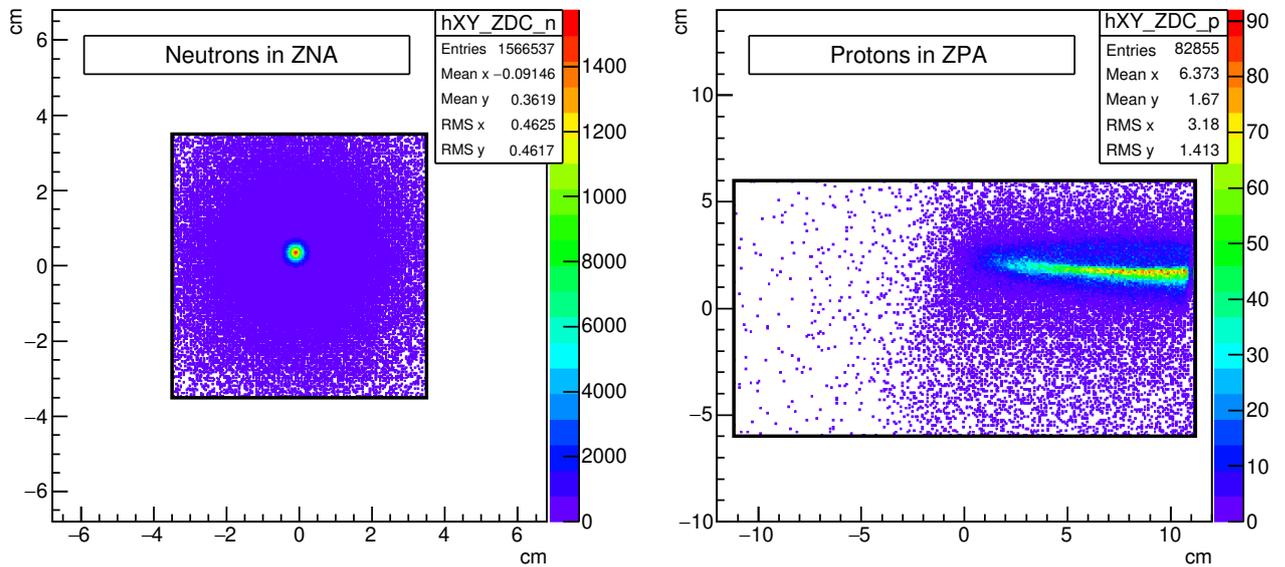


Рис. 5.1. Пространственные распределения нейтронных хитов на передней поверхности калориметра ZNA (слева) и протонных хитов на передней поверхности калориметра ZPA (справа). Границы калориметров обозначены сплошными черными линиями. Рисунок из работы [7a].

Напротив, ожидается, что эффективность ZP довольно ограничена, поскольку области, в которые попадают протоны на передних поверхностях ZPA и ZPC, значительно вытянуты и смещены, см. Рис. 5.1 и 5.2, в силу ограниченности пространства, доступного для установки протонных калориметров ZP. Как можно видеть, пространственные распределения протонов, показанные на Рис. 5.1 и 5.2, похожи на смоделированные ранее [59] распределения протонов, испущенных ядрами свинца  $^{208}\text{Pb}$  в протон-свинцовых столкновениях.

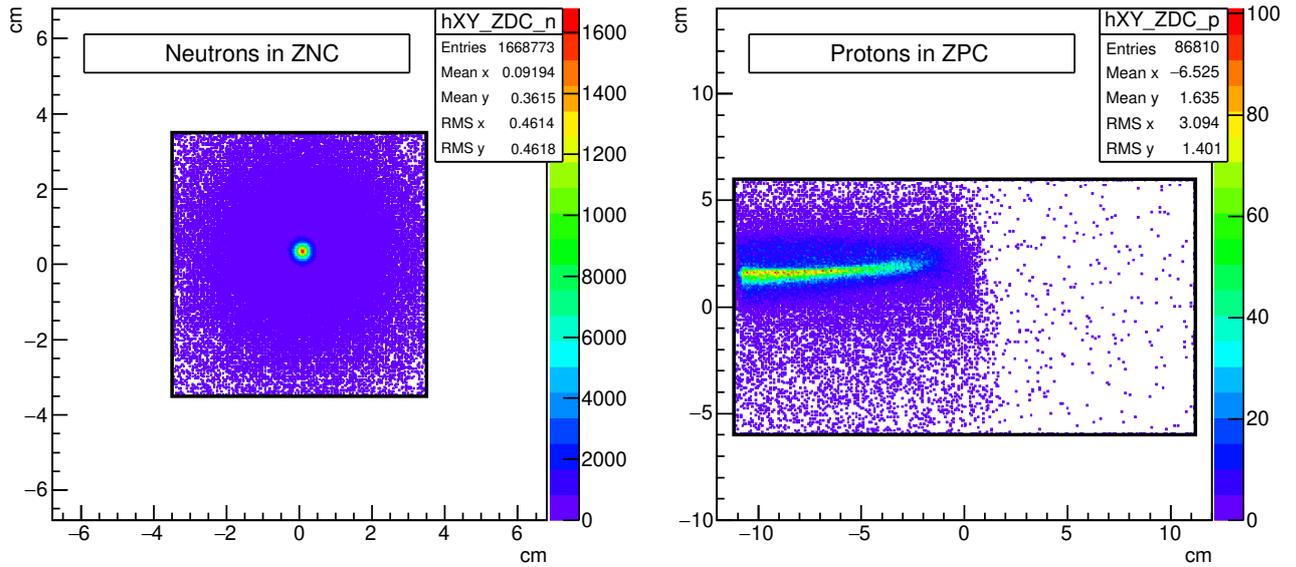


Рис. 5.2. То же, что и на Рис. 5.1, но для ZNC (слева) и ZPC (справа). Рисунок из работы [7a].

Как упоминается выше, при Монте-Карло моделировании наблюдается эффект кросстока: около 0.5% протонов попадают в ZN и около 3% нейтронов попадают в ZP. Попавшие в ZDC вследствие кросстока хиты были отобраны и представлены на Рис. 5.3 и 5.4 для сторон А и С, соответственно. По-видимому, положение и форма протонных пятен на передней поверхности нейтронных калориметров обусловлены двумя видами процессов. Большое пятно в центре каждого ZN можно отнести к вторичным протонам, рожденных нейтронами, испущенными по направлению вперед, при их взаимодействии с материалами труб, в которых проходят пучки коллайдера. Также имеется удлиненное периферийное пятно, которое находится рядом со стороной ZN, примыкающей к ZP, — продолжение вытянутого пятна первичных протонов от ЭМД, видимого на правых панелях Рис. 5.1 и 5.2, что происходит из-за протонов, не попадающих в ZP. В отличие от протонов, испускаемых в ЭМД, вторичные нейтроны не отклоняются магнитным полем ЛНС и, таким образом, попадают в широкую область передней поверхности ZP.

Относительный вклад кросстока в соответствующие классы множественности нейтронов и протонов представлен в Таблицах 5.3 и 5.4 для сторон А и

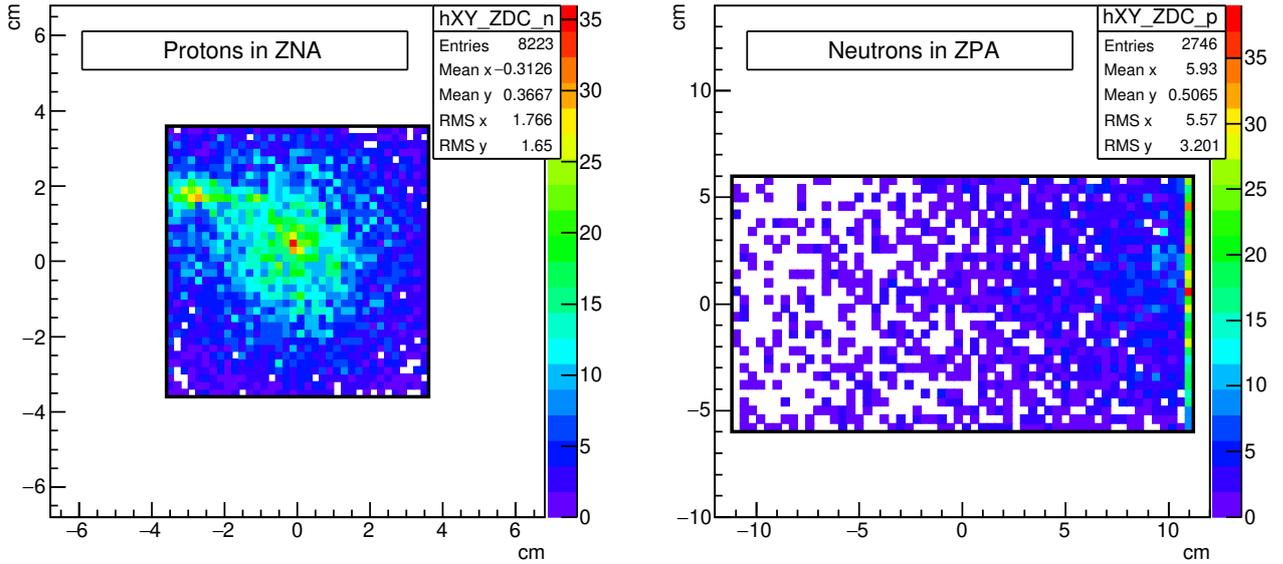


Рис. 5.3. Пространственные распределения протонных хитов на передней поверхности калориметра ZNA (слева) и нейтронных хитов на передней поверхности калориметра ZPA (справа) за счёт кросстока. Границы калориметров обозначены сплошными черными линиями. Рисунок из работы [7a].

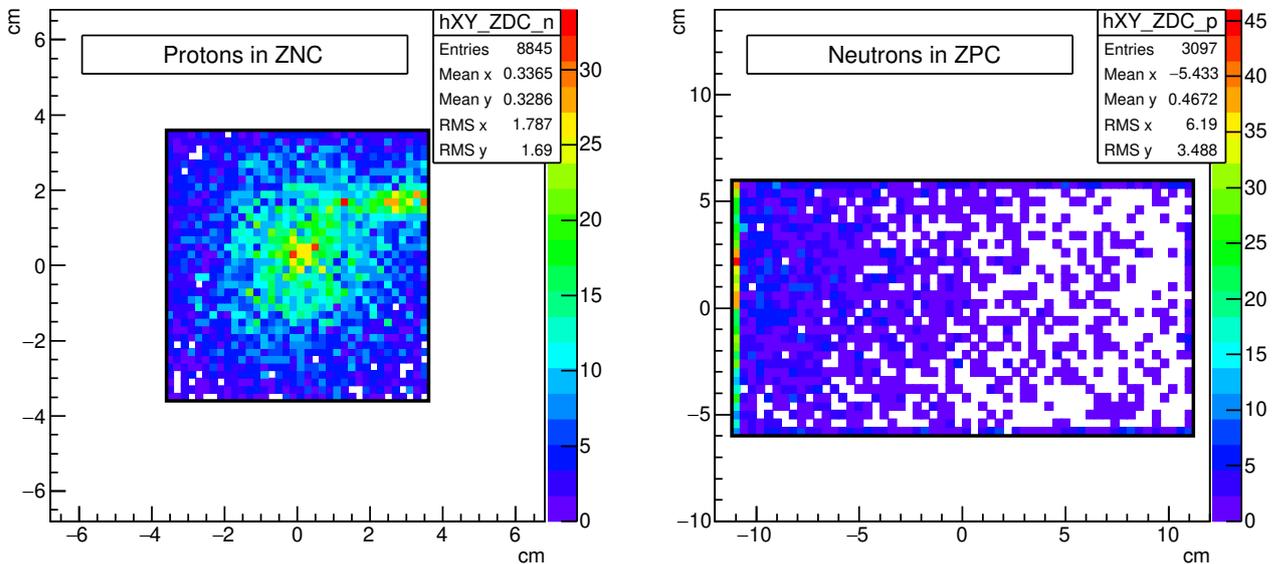


Рис. 5.4. То же, что и на Рис. 5.1, но для ZNC (слева) и ZPC (справа). Рисунок из работы [7a].

С, соответственно. Эти значения были рассчитаны как относительная разница между количествами хитов в каждом классе множественности, полученными с учетом кросстока и без него. Согласно модели RELDIS, в среднем в ЭМД ядер

Таблица 5.3. Вклад (в %) кросстока в отдельные классы множественности и их статистические ошибки, вычисленные с помощью Н-метода для ZNA и ZPA. Таблица из работы [7a].

ZNA		ZPA	
множественность нейтронов	протоны от кросстока	множественность протонов	нейтроны от кросстока
0n	$-(2.5 \pm 0.7)$	0p	$-(0.34 \pm 0.22)$
1n	$0.24 \pm 0.3$	1p	$1.8 \pm 0.7$
2n	$0.23 \pm 0.6$	2p	$2.8 \pm 1.4$
3n	$0.05 \pm 0.9$	3p	$4.5 \pm 2.3$
4n	$-(0.33 \pm 1.1)$	4p	$5.9 \pm 3.6$
5n	$-(0.03 \pm 1.2)$	5p	$5.3 \pm 5.3$

Таблица 5.4. Вклад (в %) кросстока в отдельные классы множественности и их статистические ошибки, вычисленные с помощью Н-метода для ZNC и ZPC. Таблица из работы [7a].

ZNC		ZPC	
множественность нейтронов	протоны от кросстока	множественность протонов	нейтроны от кросстока
0n	$-(2.5 \pm 0.7)$	0p	$-(0.37 \pm 0.2)$
1n	$0.2 \pm 0.3$	1p	$2.0 \pm 0.7$
2n	$0.25 \pm 0.6$	2p	$3.3 \pm 1.3$
3n	$0.24 \pm 0.9$	3p	$4.6 \pm 2.3$
4n	$-(0.08 \pm 1.1)$	4p	$5.5 \pm 3.5$
5n	$-(0.25 \pm 1.2)$	5p	$6.6 \pm 5.1$

свинца  $^{208}\text{Pb}$  испускается 3.9 нейтрона и только 0.56 протона. Нейтроны гораздо чаще, чем протоны, испускаются в результате ЭМД тяжелых ядер. Кроме того,

в 73.5% событий ЭМД наблюдается только эмиссия нейтронов без протонов. В результате, вклад в хиты в ZNA и ZNC от вторичных частиц, образованные протонами от ЭМД, пренебрежимо мал для каналов  $1n-5n$ . Такие вторичные частицы влияют только на редкий канал  $0n$  (3.24% от всех событий ЭМД). Число истинно безнейтронных событий уменьшается на 2.5% из-за рассеянных протонов или других частиц, испускаемых по направлению вперед. Однако влияние кросстока нейтронов на ZP в каналах  $0p, 1p, \dots, 5p$  заметнее, до 6.6% в сумме. По данным RELDIS, эмиссия нейтронов происходит в 96.76% событий ЭМД. Следовательно, весьма вероятно, что рассеянные нейтроны или вторичные частицы, образованные нейтронами, попадают в ZPA или ZPC. Таким образом, небольшие вклады ( $< 7\%$ ) кросстока нейтронов от ЭМД в протонные каналы учитываются при расчете эффективности протонных калориметров ZP.

### 5.3.2. Вычисление поправочных коэффициентов

Доли зарегистрированных событий  $n_i^H$  с определенной множественностью  $i$  нуклонов в ZDC были рассчитаны на каждой стороне путем деления числа событий каждой множественности на общее число событий. Распределения множественности нуклонов в ZNA и ZPA показаны на Рис. 5.5 для стороны А, а аналогичные распределения множественности нуклонов в ZNC и в ZPC показаны на Рис. 5.6 для стороны С. Соотношения между каналами различной нуклонной множественности меняются из-за их рассеяния и поглощения на каждой стороне при транспорте до калориметров. Однако, как видно из Рис. 5.5 и 5.6,  $1n$  и  $0p$  каналы остаются наиболее частыми, как и исходные  $1n$  и  $0p$  доли событий, генерируемых RELDIS.

Поскольку доли исходных событий ЭМД  $N_i^R$  каждой множественности заданы RELDIS, поправочные коэффициенты, которые должны быть применены к реальным данным, сразу вычисляются Н-методом как  $f_i^H = N_i^R/n_i^H$ . Как описано выше в разделе 5.3,  $f_i^H$  были получены с учетом эффекта кросстока. Поправочные коэффициенты приведены для эмиссии нейтронов и протонов, со-

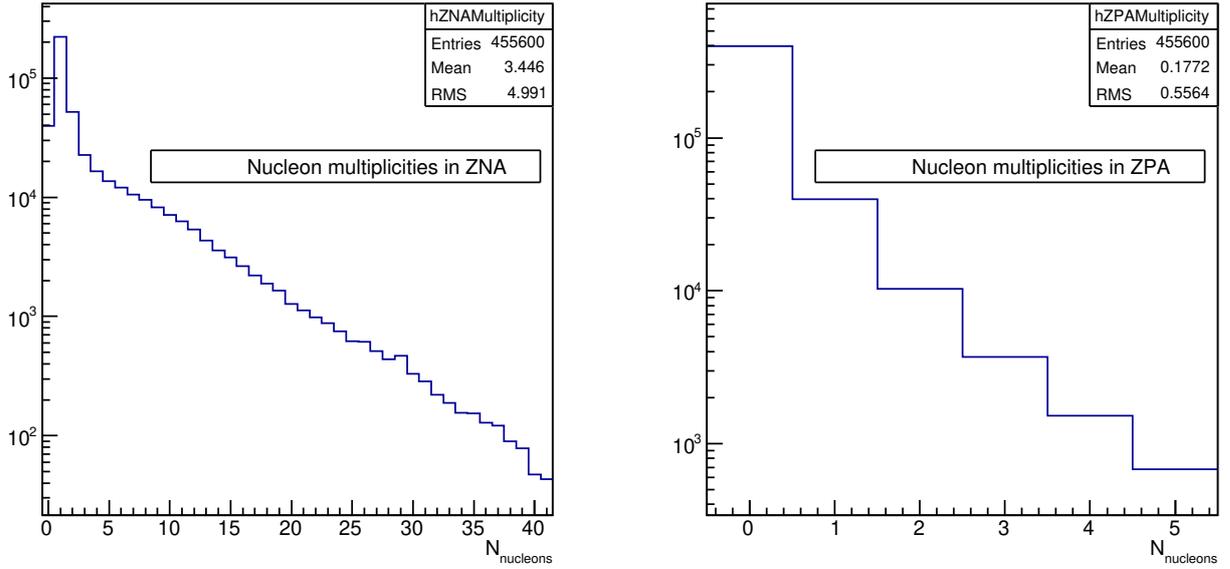


Рис. 5.5. Распределения по множественности нуклонов, попавших в ZN (слева) и ZP (справа) на стороне А. Рисунок из работы [7a].

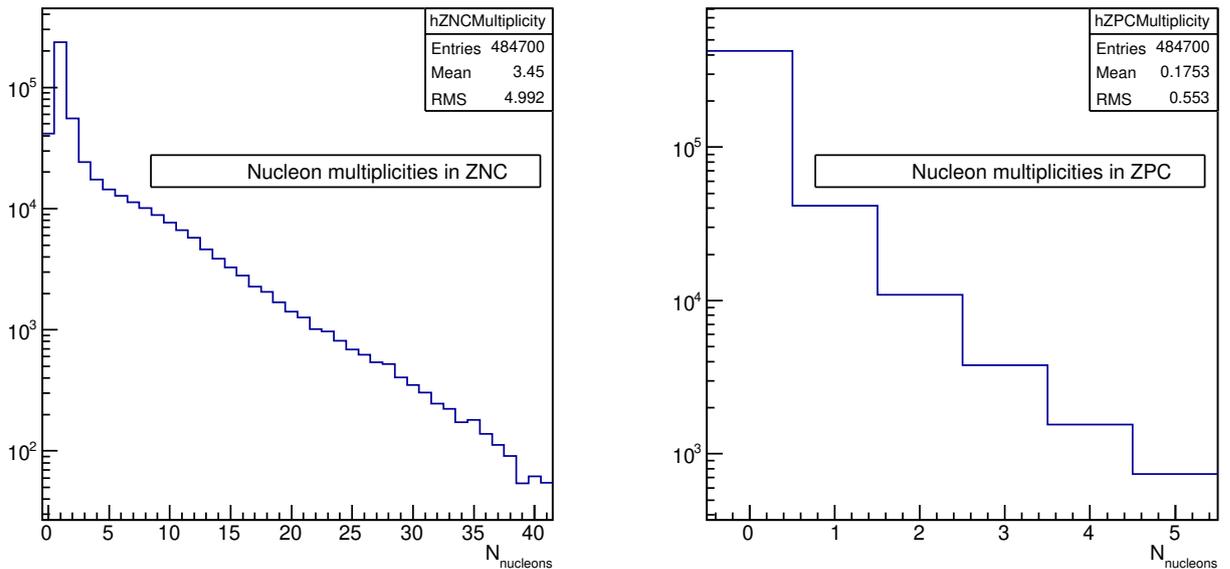


Рис. 5.6. Распределения по множественности нуклонов, попавших в ZN (слева) и ZP (справа) на стороне С. Рисунок из работы [7a].

ответственно, в Таблицах 5.5 и 5.6 для сторон А и С. В таблицах приведены только статистические ошибки вычислений, которые достаточно малы.

Как видно из Таблицы 5.5, в 3.24% событий, смоделированных RELDIS, нейтроны вообще не испускаются. Однако, доля зарегистрированных  $0n$  собы-

Таблица 5.5. Доли исходных событий с заданной множественностью нейтронов, вычисленные с помощью RELDIS, количества зарегистрированных событий, вычисленные с помощью Н-метода, вместе с соответствующими поправочными коэффициентами на эффективность калориметров ZNA и ZNC. Таблица из работы [7a].

RELDIS		ZNA		ZNC	
$i$	испущено $N_i^R$	зарегистри- ровано $n_i^H$	поправочный коэффициент $f_i^H$	зарегистри- ровано $n_i^H$	поправочный коэффициент $f_i^H$
0n	0.0324	0.0873	$0.371 \pm 0.002$	0.0863	$0.375 \pm 0.002$
1n	0.5107	0.4898	$1.043 \pm 0.004$	0.4903	$1.042 \pm 0.004$
2n	0.1225	0.1137	$1.077 \pm 0.006$	0.1140	$1.075 \pm 0.006$
3n	0.0538	0.0499	$1.078 \pm 0.009$	0.0499	$1.078 \pm 0.008$
4n	0.0371	0.0361	$1.028 \pm 0.009$	0.0359	$1.033 \pm 0.010$
5n	0.0297	0.0299	$0.99 \pm 0.01$	0.0298	$1.00 \pm 0.01$

тий оказывается равной  $\sim 8.6 - 8.7\%$ , что существенно больше, чем исходная доля 0n, поскольку некоторые нейтроны теряются на пути к ZNA и ZNC, и такие события приписываются каналу 0n. Это означает, что исходные данные для этого канала должны быть умножены на  $f_0^H = 0.371$  и  $0.375$ , чтобы учесть этот эффект для сторон А и С, соответственно. При этом, зарегистрированные доли событий для других каналов с множественностью 1n–5n должны быть умножены на 0.99–1.078 для учета потери нейтронов. Можно отметить отличное согласие между поправочными коэффициентами  $f_i^H$ , рассчитанными для ZNA и ZNC, в основном благодаря равенству расстояний этих калориметров от точки взаимодействия на сторонах А и С и одинаковой геометрии ZNA и ZNC.

Наблюдается хорошее согласие между  $f_i^H$ , полученными для ZPA и ZPC, как видно из Таблицы 5.6. Однако, в отличие от результатов для ZNA и ZNC, довольно большие  $f_i^H$  были получены для 2p–5p каналов благодаря заметной потере протонов, что объясняется широким пространственным распределением

Таблица 5.6. Доли исходных событий с заданной множественностью протонов, вычисленные с помощью RELDIS, количества зарегистрированных событий, вычисленные с помощью Н-метода, вместе с соответствующими поправочными коэффициентами на эффективность калориметров ZPA и ZPC. Таблица из работы [7a].

RELDIS		ZPA		ZPC	
$i$	испущено $N_i^R$	зарегистри- ровано $n_i^H$	поправочный коэффициент $f_i^H$	зарегистри- ровано $n_i^H$	поправочный коэффициент $f_i^H$
0p	0.7354	0.8761	$0.839 \pm 0.003$	0.8773	$0.838 \pm 0.002$
1p	0.1493	0.0868	$1.72 \pm 0.01$	0.0860	$1.74 \pm 0.01$
2p	0.0527	0.0225	$2.34 \pm 0.03$	0.0226	$2.33 \pm 0.03$
3p	0.0251	0.0081	$3.10 \pm 0.06$	0.0078	$3.22 \pm 0.06$
4p	0.0133	0.0033	$4.0 \pm 0.1$	0.0032	$4.2 \pm 0.1$
5p	0.00782	0.00149	$5.2 \pm 0.2$	0.00153	$5.1 \pm 0.2$

протонов и неполным их попаданием на переднюю поверхность калориметров, что хорошо видно на правых панелях Рис. 5.1 и 5.2.

#### 5.4. S-метод определения эффективности ALICE ZDC в отношении многонуклонных событий

В дополнение к реализованному в Н-методе транспорту нейтронов и протонов, испущенных вперед в ЭМД, S-метод включает в себя Монте-Карло моделирование энерговыделения в передних адронных калориметрах ZN и ZP. Полученные в результате моделирования спектры энерговыделения в ZDC были отфитированы суммой гауссианов, чтобы извлечь количества зарегистрированных событий  $n_i^S$ , соответствующих каждой множественности нуклонов  $i$ . Метод фитирования аналогичен методу, применяемому к фитированию реальных данных. Поправочные коэффициенты  $f_i^S = N_i^R/n_i^S$  были вычислены в рам-

ках S-метода с использованием долей исходных событий  $N_i^R$ , предсказанных RELDIS. Спектры энерговыведения были получены из деревьев ZDC Tree, записанных в результате Монте-Карло моделирования в файлы AliESDs.root стандартного для программной среды ALICE формата. Всего в моделировании было разыграно  $\sim 3.6 \cdot 10^6$  событий ЭМД.

#### 5.4.1. Калибровка спектров энерговыведения в ZDC

Следуя S-методу, два различных распределения энергии, выделяемой нейтронами в ZNA, могут быть извлечены из двух различных переменных класса AliESDZDC, а именно из fZDCN2Energy и fZN2TowerEnergy[0]. Первая переменная представляет восстановленную энергию в ZNA со всех пяти PMT (англ. photomultiplier — фотоэлектронный умножитель): PMT1, PMT2, PMT3 и PMT4, в то время как последняя представляет ту же энергию, но восстановленную из сигнала, полученного от PMC (common PMT — общий ФЭУ). Аналогично, распределения энергии, выделяемой нейтронами в ZNC, извлекаются из переменных fZDCN1Energy и fZN1TowerEnergy[0], распределения энергии, выделяемой протонами в ZPA,— из fZDCP2Energy и fZP2TowerEnergy[0], и распределения энергии, выделяемой протонами в ZPC,— из fZDCP1Energy и fZP1TowerEnergy[0], соответственно.

Поскольку метод калибровки спектров энерговыведения одинаков для всех ZDC, он будет описан только в применении к ZNA. Спектры, показанные на Рис. 5.7, должны быть откалиброваны так, чтобы максимально удовлетворять следующим условиям:

- Пьедестал располагается в нуле.
- Расстояние между соседними пика равняется энергии пучка  $E_0 = 2510$  ГэВ.

Калибровка выполняется в два этапа. Сначала спектры сдвигаются по энергии, чтобы положение пьедестала оказалось в  $E = 0$ ; затем, шкала энергии

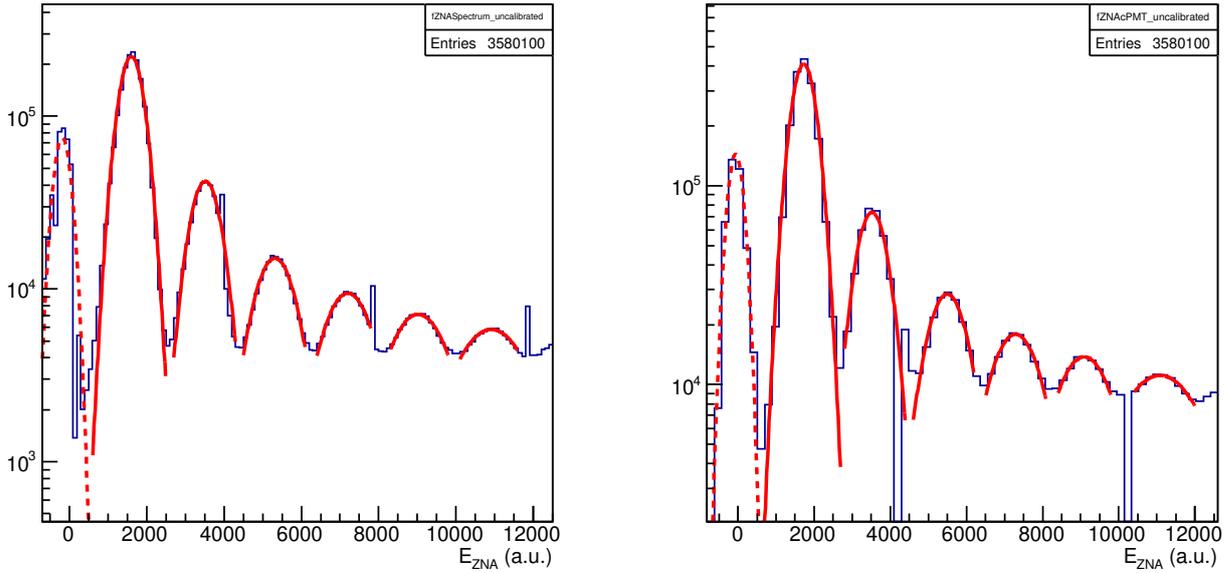


Рис. 5.7. Некалиброванные спектры энерговыделения в ZNA, полученные из переменных `fZDCN2Energy` (слева) и `fZN2TowerEnergy[0]` (справа). Гауссианы, фитирующие пик пьедестала и пики, описывающие события с одним, двумя, ... и шестью нейтронами показаны пунктирной и сплошными линиями, соответственно. Рисунок из работы [7a].

умножается на константу, чтобы гарантировать, что среднее расстояние между центрами последовательных пиков, от пьедестала до пяти- или шестинуклонного пика, составляло  $E_0 = 2510$  ГэВ с наибольшей точностью.

#### 5.4.2. Метод фитирования спектров энерговыделения в калориметрах ZNA, ZNC, ZPA и ZPC

Откалиброванные распределения энергии, выделяемой в ZNA испущенными по направлению вперед нейтронами, представлены на Рис. 5.8. Переменные `fZDCN2Energy` и `fZN2TowerEnergy[0]`, использованные в качестве двух различных опций, чтобы извлечь спектры энерговыделения, представлены, соответственно, на левой и правой панелях Рис. 5.8. Как видно из этого рисунка, пьедесталы обоих распределений оказываются расположены вблизи  $E = 0$  в результате калибровки. Количества нейтронов, испущенных по направлению вперед, в событиях каждой множественности могут быть измерены путем фитирова-

ния распределений энергии  $E$ , выделившейся в нейтронных ZDC. Фитирующие функции  $F(E)$  представляют собой сумму пяти гауссианов, каждый из которых соответствует  $i = 1, 2, \dots, 5$  нуклонам:

$$F(E) = \sum_{i=1}^5 f_i(E) = \sum_{i=1}^5 \frac{n_i^S}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} e^{-\frac{(E-\mu_i)^2}{2\sigma_i^2}} \quad (5.4)$$

Каждый гауссиан  $f_i(E)$  представляет  $i$ -тый пик и характеризуется средним значением  $\mu_i$ , дисперсией  $\sigma_i$  и нормировочной константой  $n_i^S$ , которая определяет количество зарегистрированных событий с  $i$  нуклонами. Значения  $\mu_1$ ,  $\sigma_1$  и  $n_1$  для пика  $1n$  рассматриваются как свободные параметры. Тем не менее, несмотря на ожидаемое равенство значений  $\mu_1$  и  $E_0$ , в процедуре фитирования допускаются некоторые отклонения  $\mu_1$  от  $E_0$ , не более 10%. Кроме того, для улучшения качества фитирования величина  $\sigma_1$  ограничивается диапазоном между  $0.1 \cdot E_0$  и  $0.5 \cdot E_0$ . Такие ограничения позволяют учесть погрешности калибровки отклика ZDC, включая возможные отклонения реальных положений пиков от прогнозируемых  $1 \cdot E_0$ . Процедура фитирования также ограничивает параметры остальных гауссианов, описывающих двух-, трех-, четырех- и пяти-нуклонные пики:  $\mu_i$  варьируется в пределах  $\pm 10\%$  от  $i \cdot E_0$ ,  $\sigma_i$  варьируется от  $\sigma_1$  до  $\sqrt{i} \times \sigma_1$ . Количество событий  $n_i$  зарегистрированных в каждом пике остается свободным параметром фитирования. Как описано выше, после поправок на эффективность ZDC, исходные количества событий  $N_i$  окончательно получаются из  $n_i$ .

Результаты фитирования для ZNA представлены на Рис. 5.8. Спектры энерговыделения в ZNA, заполненные с использованием обеих переменных `fZDCN2Energy` и `fZN2TowerEnergy[0]`, одинаково успешно фитируются. Результаты фитирования для ZNC представлены на Рис 5.9. Спектры энерговыделения в ZNC, заполненные с использованием `fZDCN1Energy` и `fZN1TowerEnergy[0]`, также успешно фитируются.

Описанная выше процедура фитирования также применена к спектрам энерговыделения в ZPA и ZPC, см. Рис. 5.10 и 5.11 соответственно. Как видно,

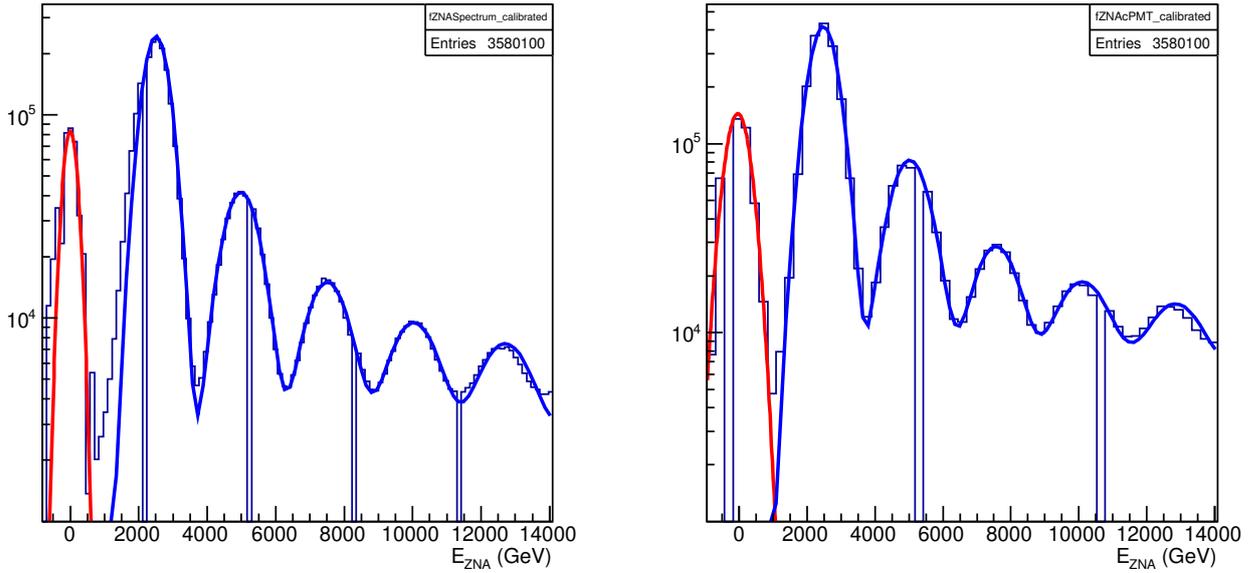


Рис. 5.8. Откалиброванные распределения энергии в ZNA, полученные из переменных `fZDCN2Energy` (слева) и `fZN2TowerEnergy[0]` (справа). Первый гауссиан (сплошная красная кривая) с положением центра в  $E = 0$  соответствует пьедесталу. Функции, фитирующие пики  $i = 1, 2, \dots, 5$  нейтронов, показаны синими сплошными кривыми. Рисунок из работы [7a].

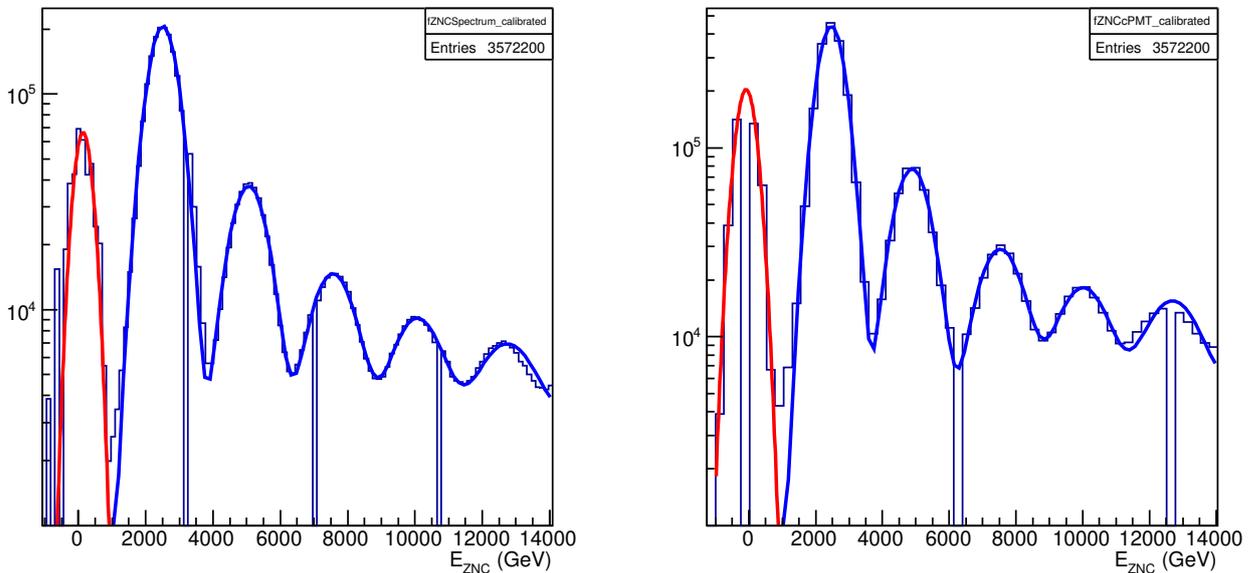


Рис. 5.9. То же, что и на Рис. 5.8, но для распределений энергии в ZNC, полученных из переменных `fZDCN1Energy` (слева) и `fZN1TowerEnergy[0]` (справа). Рисунок из работы [7a].

пики в спектрах энерговыведения в протонных калориметрах намного шире, чем в нейтронных. Относительные ширины  $\sigma_1/E_0^{fit}$  пиков, соответствующих

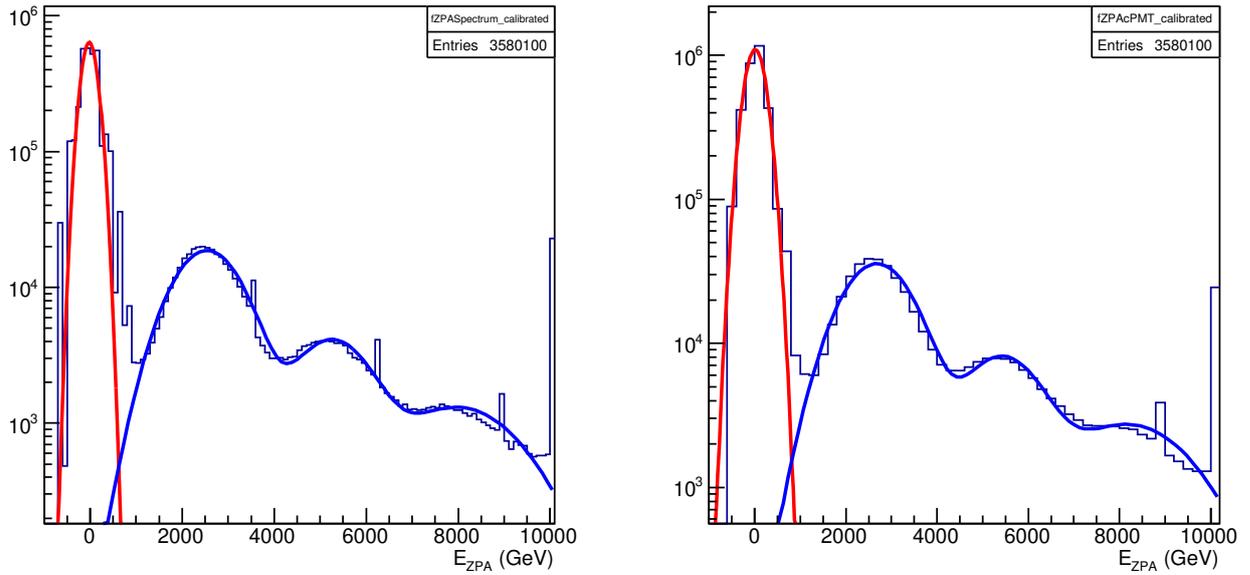


Рис. 5.10. Откалиброванные распределения энергии в ZPA, полученные из переменных `fZDCP2Energy` (слева) и `fZP2TowerEnergy[0]` (справа). Первый гауссиан (сплошная красная кривая) с положением центра в  $E = 0$  соответствует пьедесталу. Функции, фитирующие пики  $i = 1, 2, \dots, 5$  протонов показаны синими сплошными кривыми. Рисунок из работы [7a].

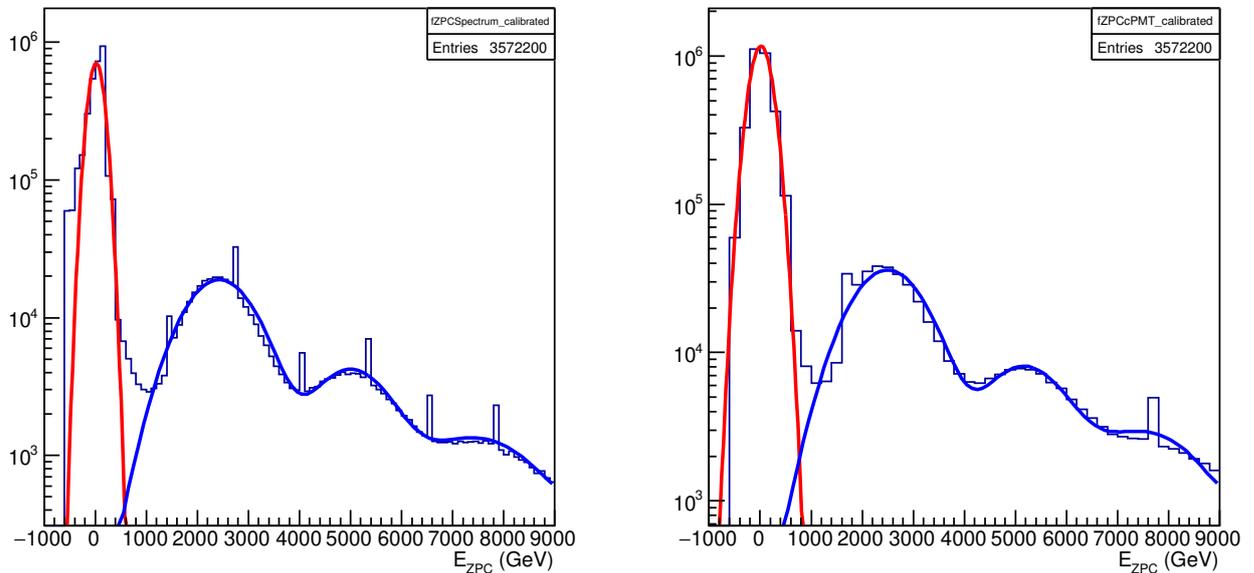


Рис. 5.11. То же, что и на Рис. 5.10, но для распределений энергии в ZPC, полученных из переменных `fZDCP1Energy` (слева) и `fZP1TowerEnergy[0]` (справа). Рисунок из работы [7a].

одному нейтрону и протону, представлены в Таблице 5.7 для всех четырех калориметров ZDC. Объяснить тот факт, что протонные пики в ZP шире, чем

Таблица 5.7. Относительные ширины первых нейтронных и протонных пиков в ZN и ZP, экстраполированные из измерений на тестовом пучке [67, 70], полученные из измерений в эксперименте ALICE [6] при  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  ТэВ и из фитирования смоделированных в настоящей работе спектров. Таблица из работы [7a].

$\sigma_1/E_0^{fit}$	ZNA	ZNC	ZPA	ZPC
Экстраполяция измерений на тестовом пучке [67, 70]	0.114		0.13	
Эксперимент [6]	0.21	0.20	–	–
S-метод, fZDC*Energy	0.147	0.170	0.263	0.264
S-метод, fZ*TowerEnergy [0]	0.161	0.154	0.273	0.270

нейтронные пики нейтронов в ZN, можно следующими причинами. Во-первых, согласно модели RELDIS, распределение начальной энергии вылетающих вперед протонов намного шире по сравнению с распределением нейтронов, как видно из Рис. 5.12. Это объясняется преобладающим вкладом мягких нейтронов, испаряемых из умеренно возбужденного  $^{208}\text{Pb}$ . Напротив, большая часть протонов испускается в фотоядерных реакциях, вызванных более энергичными фотонами, которые передают свою энергию непосредственно протонам. Другими словами, происходит частичное торможение протонов фотонами. Во-вторых, энергетическое разрешение ZN в целом лучше, чем у ZP, как следует из Таблицы 5.7, где представлены результаты экстраполяции экспериментальных данных, полученных на тестовом пучке [67, 70], и результаты предыдущих измерений ALICE [6] ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  ТэВ. Можно сделать вывод, что разница между ширинами пиков в ZNA и ZNC составляет менее 15%, а разница между ширинами пиков в ZPA и ZPC еще меньше ( $\sim 1\%$ ). Значения  $\sigma_1/E_0^{fit}$ , построенные с использованием двух типов переменных класса AliESDZDC, также хорошо согласуются друг с другом в пределах  $\sim 10\%$ .

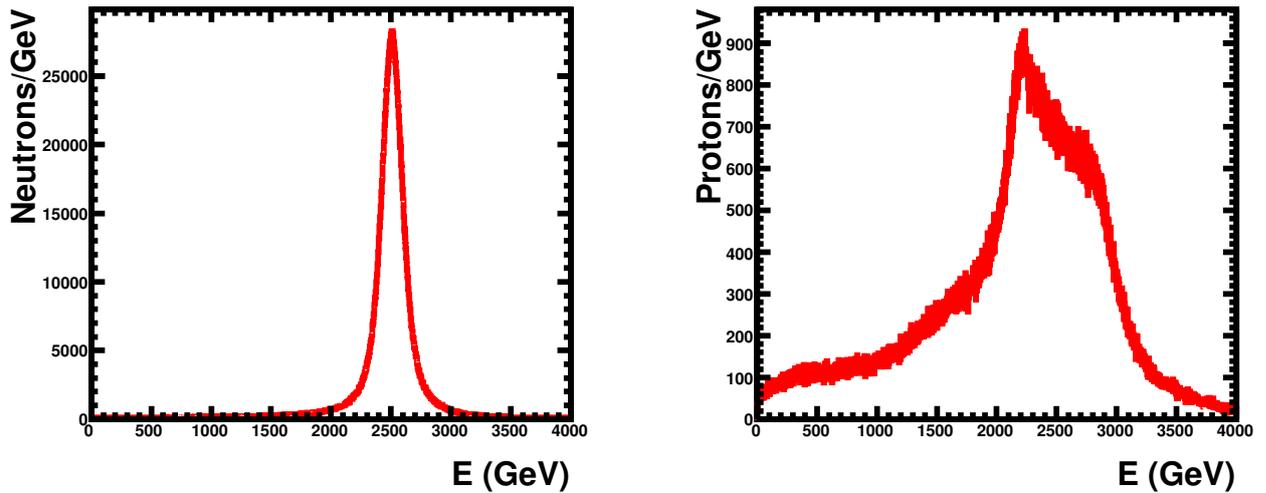


Рис. 5.12. Распределения энергии испускаемых в процессе ЭМД нейтронов (слева) и протонов (справа), вычисленные с помощью REDIS, в УПС  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ.

### 5.4.3. Вычисление поправочных коэффициентов для ZNA и ZNC

В Таблице 5.8 представлены результаты S-метода, полученные при заполнении спектров энерговыделения в ZNA с помощью переменных `fZDCN2Energy` и `ZN2TowerEnergy[0]`. В данной таблице даны исходные доли  $N_i^R$  и доли зарегистрированных  $n_i^S$  событий с данной множественностью нейтронов вместе с соответствующими поправочными коэффициентами  $f_i^S = N_i^R/n_i^S$ . Поправочные коэффициенты, полученные из S-метода с помощью заполненных двумя типами переменных спектров, хорошо согласуются для каналов 1n, 3n и 5n, в то время как большие различия обнаруживаются для каналов 0n, 2n и 4n.

Разница в результатах, полученных с помощью двух опций `fZDCN2Energy` и `ZN2TowerEnergy[0]`, отражает ошибки результатов процедур калибровки и фитирования, а также ошибки извлечения  $n_i^S$  как свободного параметра в процедуре фитирования.

Аналогично, в Таблице 5.9 представлены результаты S-метода, полученные от заполнения спектров энерговыделения в ZNC с помощью переменных `fZDCN1Energy` и `ZN1TowerEnergy[0]`. В данном случае для всех множественностей нейтронов, за исключением канала 0n, наблюдается хорошее согласие между  $f_i^S$ ,

Таблица 5.8. Доли событий с данной множественностью нейтронов, вычисленные с помощью из RELDIS, и из спектров энерговыделения в ZNA, заполненных переменными fZDCN2Energy и fZN2TowerEnergy [0], вместе с соответствующими поправочными коэффициентами эффективности, рассчитанными в рамках S-метода для этих двух опций. Таблица из работы [7a].

RELDIS		fZDCN2Energy		fZN2TowerEnergy [0]	
Канал	$N_i^R$	$n_i^S$	$f_i^S$	$n_i^S$	$f_i^S$
0n	0.0324	0.0925	$0.3503 \pm 0.0002$	0.1389	$0.2333 \pm 0.0001$
1n	0.5107	0.4958	$1.030 \pm 0.001$	0.4707	$1.085 \pm 0.001$
2n	0.1225	0.1198	$1.023 \pm 0.002$	0.1299	$0.943 \pm 0.002$
3n	0.0538	0.0526	$1.023 \pm 0.003$	0.0511	$1.053 \pm 0.003$
4n	0.0371	0.0384	$0.966 \pm 0.003$	0.0414	$0.896 \pm 0.003$
5n	0.0297	0.0337	$0.881 \pm 0.003$	0.0352	$0.844 \pm 0.003$

Таблица 5.9. Доли событий с данной множественностью нейтронов, вычисленные с помощью из RELDIS, и из спектров энерговыделения в ZNC, заполненных переменными fZDCN1Energy и ZN1TowerEnergy [0], вместе с соответствующими поправочными коэффициентами эффективности, рассчитанными в рамках S-метода для этих двух опций. Таблица из работы [7a].

RELDIS		fZDCN1Energy		fZN1TowerEnergy [0]	
Канал	$N_i^R$	$n_i^S$	$f_i^S$	$n_i^S$	$f_i^S$
0n	0.0324	0.0969	$0.3344 \pm 0.0002$	0.1643	$0.1972 \pm 0.0001$
1n	0.5107	0.4834	$1.056 \pm 0.001$	0.4706	$1.085 \pm 0.001$
2n	0.1225	0.1107	$1.107 \pm 0.002$	0.1106	$1.108 \pm 0.002$
3n	0.0538	0.0537	$1.002 \pm 0.003$	0.520	$1.035 \pm 0.003$
4n	0.0371	0.0378	$0.981 \pm 0.003$	0.0383	$0.969 \pm 0.003$
5n	0.0297	0.0361	$0.823 \pm 0.003$	0.0365	$0.814 \pm 0.003$

вычисленными с помощью двух используемых опций заполнения спектров.

Таблица 5.10. Доли событий с данной множественностью протонов, вычисленные с помощью из RELDIS, и из спектров энерговыделения в ZPA, заполненных переменными `fZDCP2Energy` и `fZP2TowerEnergy` [0], вместе с соответствующими поправочными коэффициентами эффективности, рассчитанными в рамках S-метода для этих двух опций. Таблица из работы [7a].

RELDIS		fZDCP2Energy		fZP2TowerEnergy [0]	
Канал	$N_i^R$	$n_i^S$	$f_i^S$	$n_i^S$	$f_i^S$
0p	0.7354	0.7446	$0.9876 \pm 0.0006$	0.8506	$0.8646 \pm 0.0005$
1p	0.1493	0.0926	$1.612 \pm 0.004$	0.0927	$1.611 \pm 0.004$
2p	0.0527	0.0213	$2.47 \pm 0.01$	0.0213	$2.47 \pm 0.01$
3p	0.0251	0.0112	$2.24 \pm 0.01$	0.0123	$2.04 \pm 0.01$

#### 5.4.4. Вычисление поправочных коэффициентов для ZPA и ZPC

В Таблице 5.10 представлены результаты S-метода, полученные от заполнения спектров энерговыделения в ZPA с помощью переменных `fZDCP2Energy` и `fZP2TowerEnergy` [0]. В таблице даны исходные доли  $N_i^R$  и доли зарегистрированных  $n_i^S$  событий с данной множественностью протонов вместе с соответствующими поправочными коэффициентами  $f_i^S = N_i^R/n_i^S$ . Как видно из Таблицы 5.10,  $f_i^S$ , вычисленные с использованием двух опций S-метода, хорошо согласуются друг с другом для каналов 1p, 2p и 3p. Однако, в канале 0p разница более заметна и достигает  $\sim 12\%$ . Разница в результатах, полученных с помощью двух опций `fZDCP2Energy` и `ZP2TowerEnergy` [0], отражает ошибки результатов процедур калибровки и фитирования, а также ошибки извлечения  $n_i^S$  как свободного параметра в процедуре фитирования.

В Таблице 5.11 представлены результаты S-метода, полученные от заполнения спектров энерговыделения в ZPC с помощью переменных `fZDCP1Energy` и `fZP1TowerEnergy` [0]. В данной таблице даны исходные доли  $N_i^R$  и доли зарегистрированных  $n_i^S$  событий с данной множественностью протонов вместе с

Таблица 5.11. Доли событий с данной множественностью протонов, вычисленные с помощью из RELDIS, и из спектров энерговыделения в ZPC, заполненных переменными fZDCP1Energy и ZP1TowerEnergy [0], вместе с соответствующими поправочными коэффициентами эффективности, рассчитанными в рамках S-метода для этих двух опций. Таблица из работы [7a].

RELDIS		fZDCP1Energy		fZP1TowerEnergy [0]	
Канал	$N_i^R$	$n_i^S$	$f_i^S$	$n_i^S$	$f_i^S$
0p	0.7354	0.7171	$1.0255 \pm 0.0006$	0.8586	$0.8565 \pm 0.0005$
1p	0.1493	0.0892	$1.674 \pm 0.004$	0.0900	$1.659 \pm 0.004$
2p	0.0527	0.0201	$2.62 \pm 0.01$	0.0205	$2.57 \pm 0.01$
3p	0.0251	0.0109	$2.30 \pm 0.01$	0.0109	$2.30 \pm 0.01$

соответствующими поправочными коэффициентами  $f_i^S = N_i^R / n_i^S$ .

Как видно из Таблицы 5.11, поправочные коэффициенты  $f_i^S$ , полученные с помощью двух опций S-метода, согласуются в пределах 2% для каналов 1p, 2p и 3p. Однако, обнаруживается разница порядка  $\sim 16\%$  для канала 0p. Как и ранее, разница в результатах, полученных с помощью двух опций, отражает ошибки результатов процедур калибровки и фитирования, а также ошибки извлечения  $n_i^S$  как свободного параметра в процедуре фитирования.

## 5.5. Сравнение результатов трёх методов и рекомендуемые значения поправочных коэффициентов

Наконец, можно сравнить полученные с помощью всех трех методов поправочные коэффициенты. Данные результаты показаны на Рис. 5.13 и 5.14 для нейтронных ZN и протонных ZP калориметров, соответственно. Результаты вычислений с помощью всех Монте-Карло методов для ZN хорошо согласуются друг с другом, а также согласуются с результатами вероятностной модели. По-

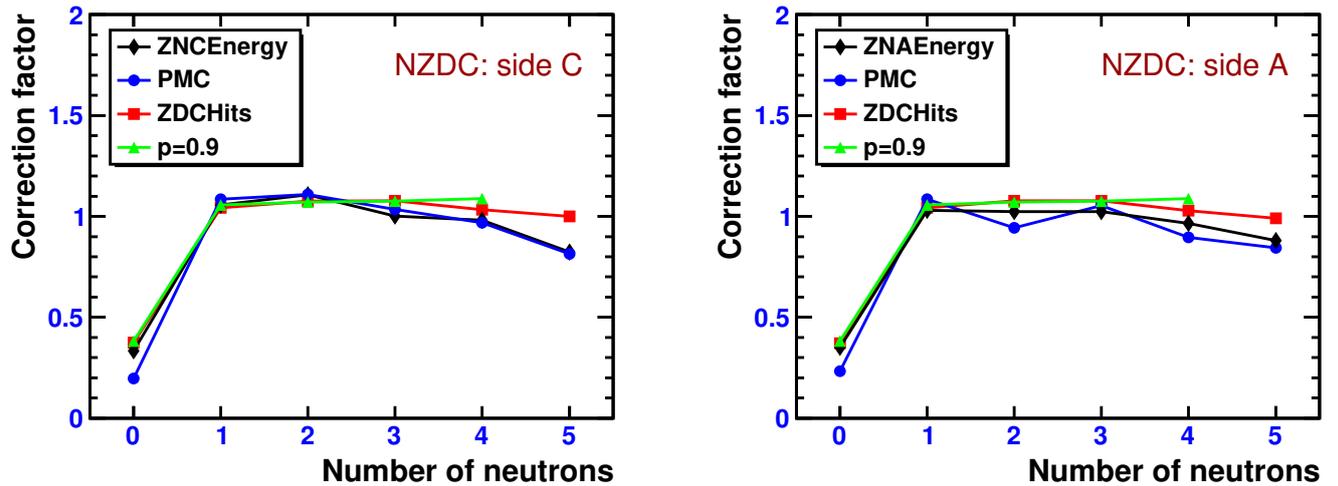


Рис. 5.13. Поправочные коэффициенты, вычисленные с помощью S-метода (две опции: ZNAEnergy или ZNCEnergy — ромбы, и PMC, — круги), с помощью H-метода (ZDCHits — квадраты) и с помощью P-метода ( $p = 0.9$  — треугольники), как функции множественности нейтронов на сторонах C (слева) и A (справа). Статистические ошибки и ошибки процедуры фитирования меньше, чем размеры символов. Рисунок из работы [7a].

правочные коэффициенты, рассчитанные для каналов  $0p$ ,  $1p$  и  $2p$  с использованием двух вариантов S-метода заполнения спектров ZP, хорошо согласуются между собой, а также с результатами H-метода. Однако они расходятся с результатами вероятностной модели для каналов  $1p$  и  $2p$ . Это отклонение предположительно может быть вызвано различиями в распределениях поперечных импульсов вылетающих по направлению вперед протонов от ЭМД в событиях с разной множественностью, из-за чего вероятность регистрации протонов меняется в событиях различной топологии. В результате, один и тот же параметр  $p = 0.55$  не может быть с уверенностью применен одновременно к каналам с низкой и высокой множественностью протонов.

Для измерения числа нуклонов, испущенных по направлению вперед, достаточно проанализировать сигналы, полученные от одного общего РМС каждого калориметра, собирающего свет со всех четырех секторов [65], что соответствует второй опции S-метода заполнения спектров ZN и ZP из переменных  $fZN*TowerEnergy[0]$  и  $fZP*TowerEnergy[0]$ , соответственно. Как показано на

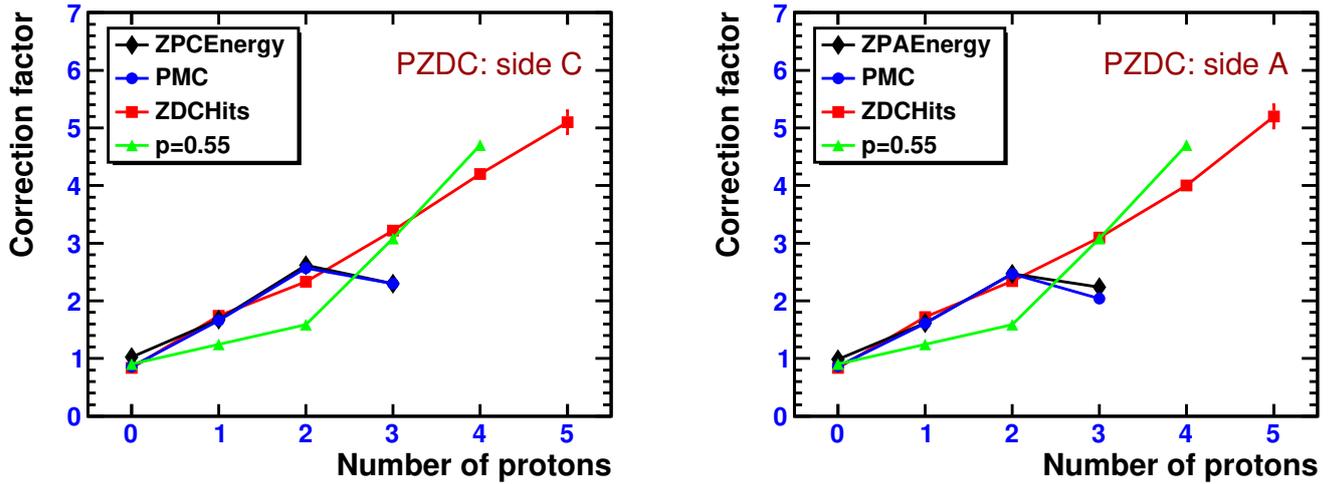


Рис. 5.14. Поправочные коэффициенты, вычисленные с помощью S-метода (две опции: ZPAEnergy или ZPCEnergy — ромбы, и PMC, — круги), с помощью H-метода (ZDCHits — квадраты) и с помощью P-метода ( $p = 0.55$  — треугольники), как функции множественности нейтронов на сторонах C (слева) и A (справа). Статистические ошибки и ошибки процедуры фитирования меньше, чем размеры символов. Рисунок из работы [7a].

Рис. 5.13 и 5.14, результаты, полученные с помощью этой опции, очень хорошо согласуются с первой опцией S-метода, которая основана на сборе сигнала всех пяти РМТ, включая РМС. Согласно [73], сигналы, собранные с ZN для первой и второй опций, сильно коррелированы и в измерениях, и в моделировании. Это означает, что поправочные коэффициенты  $f_i^S$ , полученные с помощью этих двух опций S-метода, также коррелированы, и разница между ними не подходит для оценки систематических ошибок  $f_i^S$ . В связи с этим, рекомендуемые поправочные коэффициенты были окончательно рассчитаны как средние значения  $f_i = (f_i^S + f_i^H)/2$  результатов двух независимых методов: S-метода (РМС) и H-метода, соответственно. Разности  $\delta_i = |f_i^S - f_i^H|$  для каждой множественности нуклонов  $i$  использовались для расчета соответствующих систематических ошибок по формуле  $\delta_i/\sqrt{2}$ .

Рекомендуемые поправочные коэффициенты для каждой множественности нейтронов  $i$  в ZN и их статистические и систематические ошибки представлены в Таблице 5.12 для сторон A и C. Также представлены комбинированные

Таблица 5.12. Рекомендуемые поправочные коэффициенты для ZNA и ZNC, вычисленные как среднее между результатами S- и H-методов и их, статистические, систематические и комбинированные ошибки. Таблица из работы [7a].

Канал	ZNA				ZNC			
	$f_i$	$\sigma_i^{\text{stat.}}$	$\sigma_i^{\text{syst.}}$	$\sigma_i^{\text{stat.+syst.}}$	$f_i$	$\sigma_i^{\text{stat.}}$	$\sigma_i^{\text{syst.}}$	$\sigma_i^{\text{stat.+syst.}}$
0n	0.302	0.002	0.097	0.097	0.286	0.002	0.126	0.126
1n	1.064	0.004	0.030	0.030	1.064	0.004	0.030	0.031
2n	1.010	0.006	0.095	0.095	1.092	0.006	0.023	0.024
3n	1.066	0.009	0.018	0.020	1.057	0.009	0.030	0.032
4n	0.962	0.009	0.093	0.094	1.001	0.010	0.045	0.046
5n	0.917	0.010	0.103	0.104	0.907	0.010	0.132	0.132

ошибки, вычисленные как квадратичная сумма статистических и систематических ошибок с доминирующим вкладом систематических ошибок.

Рекомендуемые поправочные коэффициенты для каждой множественности протонов  $i$  в ZP вычисляются тем же способом, что и для ZN. Данные поправочные коэффициенты вычислены как среднее между результатами, полученными с помощью S-метода для спектров, заполненных из переменных `fZP2TowerEnergy[0]` для ZPA и `fZP1TowerEnergy[0]` для ZPC, соответственно, и результатами, полученными с помощью H-метода. Рекомендуемые поправочные коэффициенты для ZPA и ZPC представлены в Таблице 5.13 вместе с их статистическими, систематическими и комбинированными ошибками.

Рекомендуемые поправочные коэффициенты из Таблиц 5.12 и 5.13 показаны на Рис. 5.15. Как видно, вычисленные для сторон A и C  $f_i$  находятся в согласии друг с другом, а наибольшие относительные ошибки  $f_i$  обнаруживаются для каналов 0n и 3p.

Вероятность зарегистрировать хотя бы один нейтрон при условии, что хотя

Таблица 5.13. Рекомендуемые поправочные коэффициенты для ZPA и ZPC, вычисленные как среднее между результатами S- и H-методов и их, статистические, систематические и их комбинированные ошибки. Таблица из работы [7a].

Канал	ZPA				ZPC			
	$f_i$	$\sigma_i^{\text{stat.}}$	$\sigma_i^{\text{syst.}}$	$\sigma_i^{\text{stat.+syst.}}$	$f_i$	$\sigma_i^{\text{stat.}}$	$\sigma_i^{\text{syst.}}$	$\sigma_i^{\text{stat.+syst.}}$
0p	0.852	0.003	0.018	0.018	0.848	0.002	0.015	0.015
1p	1.666	0.011	0.077	0.078	1.700	0.011	0.057	0.058
2p	2.405	0.032	0.092	0.097	2.450	0.032	0.170	0.173
3p	2.570	0.061	0.750	0.752	2.760	0.061	0.651	0.653

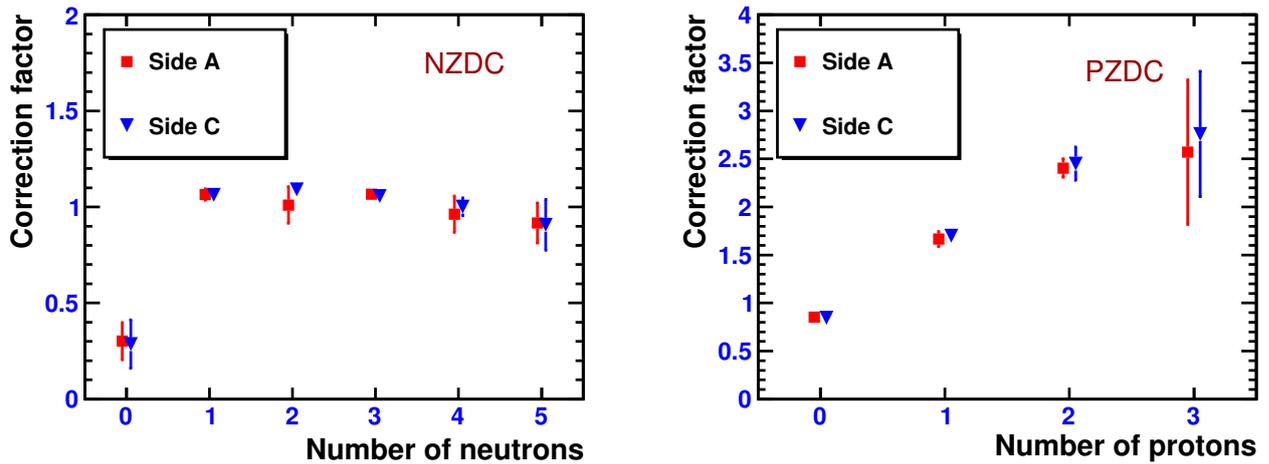


Рис. 5.15. Рекомендуемые поправочные коэффициенты, вычисленные для калориметров ZNA, ZNC (слева) и ZPA, ZPC (справа) как среднее между результатами S-метода (PMC) и H-метода и их комбинированные ошибки.

бы один нейтрон ( $X_n$ ) был испущен в процессе ЭМД, вычисляется как:

$$\mathcal{P}_{X_n} = \frac{1 - n_0}{1 - N_0} = \frac{1 - \frac{N_0}{f_0}}{1 - N_0}. \quad (5.5)$$

Другими словами, это выражение дает эффективность регистрации активности в ZNA (ZNC) при условии, что хотя бы один нейтрон был испущен по направлению вперед на стороне A (C). Значения  $\mathcal{P}_{X_n}$ , представленные в Таблице 5.14 вместе с систематическими ошибками, характеризуют эффективность

Таблица 5.14. Эффективность регистрации активности в ZN  $\mathcal{P}_{Xn}$  и в ZP  $\mathcal{P}_{Xp}$ . Таблица из работы [7a].

$\mathcal{P}_{Xn}$		$\mathcal{P}_{Xp}$	
ZNA	ZNC	ZPA	ZPC
$0.92 \pm 0.04_{\text{syst.}}$	$0.90 \pm 0.06_{\text{syst.}}$	$0.52 \pm 0.07_{\text{syst.}}$	$0.50 \pm 0.05_{\text{syst.}}$

регистрации событий ЭМД с помощью калориметров ZNA и ZNC. Аналогичные эффективности  $\mathcal{P}_{Xp}$ , но для ZPA и ZPC также представлены в Таблице 5.14 вместе с систематическими ошибками. Статистические ошибки определения поправочных коэффициентов на эффективность регистрации нуля нейтронов малы по сравнению с систематическими, поэтому для поправочных коэффициентов на эффективность регистрации Xn рассматриваются только систематические ошибки. Можно заметить, что результаты для сторон A и C хорошо согласуются друг с другом. Как видно из Таблицы 5.14, ожидается, что всего  $\sim 10\%$  событий ЭМД с эмиссией нейтронов остаются незарегистрированными в ZN, в то время как  $\sim 50\%$  событий ЭМД с эмиссией протонов оказываются незамеченными в ZP.

## 5.6. Независимые проверки для исключения круговой логики при анализе данных

Вычисления поправочных коэффициентов  $f_i$  с помощью H-метода и S-метода основаны на предположении, что RELDIS надежно предсказывает относительные вклады  $N_i^R$  каналов ЭМД с различной множественностью нейтронов  $i$ . При моделировании с помощью AliPhysics импульсы нейтронов от ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  задаются в соответствии с RELDIS. Также данные по сечениям эмиссии нейтронов от ЭМД вычисляются с использованием поправочных коэффициентов  $f_i$  и сравниваются с сечениями ЭМД, предсказанными RELDIS.

Таблица 5.15. Поправочные коэффициенты, вычисленные с помощью Р-метода на основе  $N_i$ , измеренных ALICE во время Run I [6], и их относительные отклонения от поправочных коэффициентов, вычисленных с помощью предсказанных RELDIS  $N_i^R$ . Таблица из работы [7a].

Канал	$f_i$ для $p = 0.9$		
	эксп. данные [6]	RELDIS	разница (в %)
0n	0.3625	0.3639	+ 0.4
1n	1.0663	1.0617	- 0.4
2n	1.1243	1.0774	- 4.
3n	1.0838	1.0860	+ 0.2
4n	1.1031	1.1025	- 0.05
5n	1.7708	1.7708	0.

Существует способ выйти из этой круговой логики, найдя независимое доказательство достоверности  $f_i$ .

Р-метод, см. Главу 4, не зависит от предсказаний RELDIS относительно импульсов нейтронов от ЭМД, но использует  $N_i^R$ , рассчитанные RELDIS. Он также основан на предположениях, что: (1)  $N_1^R > N_2^R > N_3^R > N_4^R > N_5^R$ ; и (2) вклады более высоких нейтронных множественностей пренебрежимо малы для вычисления эффективности каналов  $i < 5$ . Как Н-метод, так и S-метод свободны от последнего упрощения. Как обсуждалось выше,  $f_i$ , рассчитанные всеми тремя методами, хорошо согласуются для множественностей нейтронов  $i = 0, 1, 2, 3$ , и удовлетворительное согласие получено для  $i = 4$ . Это показывает, что Р-метод можно использовать для  $i < 5$ , а каналами с  $i > 5$  нейтронов можно пренебречь.

Для того, чтобы вычисленные Р-методом  $f_i$  стали менее зависимы от RELDIS, можно попробовать использовать  $N_i$ , измеренные ALICE во время Run I [6],  $i = 1, 2, 3$ . В ЭМД ультрарелятивистских ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  ожидается слабая зависимость  $N_i$  от энергии начального столкновения, см., например, обсуждение

в работе [6]. В связи с этим, данные, полученные при  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  ТэВ, в принципе, могут быть использованы для оценки поправочных коэффициентов  $f_i$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ. Поскольку относительные вклады  $4n$  и  $5n$  не были измерены в работе [6],  $N_4^R$  и  $N_5^R$  из RELDIS были использованы для заполнения пробела в данных по  $4n$  и  $5n$ .

В Таблице 5.15 поправочные коэффициенты  $f_i$ , рассчитанные Р-методом с  $p = 0.9$  на основе данных Run I ALICE по  $N_i$ ,  $i = 1, 2, 3$ , сравниваются с  $f_i$ , полученными с помощью  $N_i^R$  из RELDIS. Наибольшее отклонение ( $-4\%$ ) наблюдается для эмиссии  $2n$ , но оно все еще находится в пределах относительной ошибки  $f_2$  ( $\pm 9\%$ ), приведенной в Таблице 5.12. Различия в результатах для других множественностей нейтронов (до  $\pm 0.4\%$ ) пренебрежимо малы по сравнению с ошибками, приведенными в Таблице 5.12. Можно сделать вывод, что  $f_i$ , полученные независимо из данных, хорошо согласуются с  $f_i$ , полученными на основе результатов RELDIS

## 5.7. Проверка устойчивости измеренных сечений к изменениям $f_i$

На основе Р-метода можно оценить величину отклонения измеренных сечений ЭМД при изменении  $f_i$ . Для такой проверки устойчивости результатов можно предположить 10% вариацию вероятности  $p$  зарегистрировать нейтрон в ZN:  $p = 0.987 \rightarrow p = 0.888$ . Первое значение  $p$  взято из работы [6], а второе – использовалось в работе [1a].

С помощью Р-метода, Глава 4, данные, полученные ALICE во время Run I [6], приведенные во второй колонке Таблицы 5.16, были пересчитаны обратно в сырые (нескорректированные) данные в предположении  $p = 0.987$ , что привело к  $n_i$ , приведенным в третьей колонке. Затем эти необработанные данные снова корректировались с учетом эффективности, но уже при условии  $p = 0.888$ . На последнем шаге поправки на эффективность применялись к каналам  $1n - 4n$

Таблица 5.16. Данные, полученные ALICE во время Run I [6] и пересчитанные обратно в сырые данные в предположении  $p = 0.987$ , с последующей поправкой на эффективность при  $p = 0.888$ . Поправки на эффективность применялись к каналам  $1n - 4n$  или исключительно к каналам  $1n - 3n$ . В скобках указаны относительные изменения по сравнению с исходными данными ALICE. Таблица из работы [7a].

	данные ALICE [6] $N_i$	сырые данные Run I $n_i$	восстановленные с $p = 0.888$	
			$1n - 4n$	без $4n$
1n	$0.515 \pm 0.05$	51.13	54.5 (+6%)	54.52 (+6%)
2n	$0.116 \pm 0.006$	11.44	13.07 (+13%)	12.79 (+10%)
3n	$0.036 \pm 0.003$	3.59	3.41 (-5%)	5.12 (+42%)
4n	$\sim 0.025$	2.37	3.82 (+53%)	0.

или исключительно к каналам  $1n - 3n$ , и результаты были приведены в третьем и четвертом столбцах таблицы 5.16, соответственно. Так как эмиссия  $4n$  не была измерена в ходе Run I [6], выход четырех нейтронов был взят на уровне  $\sim 70\%$  от измеренного выхода  $3n$ , следуя соотношению  $4n/3n$ , предсказываемому RELDIS. Как видно из Таблицы 5.16, при учете эмиссии  $1n - 4n$ , отклонение выходов  $1n$ ,  $3n$  из-за  $10\%$  изменения  $p$  достаточно мало и находится в пределах  $\pm 6\%$ . Отклонение выходов  $2n$  больше (+13%), но все же на уровне отклонения значения  $p$ . Как видно из Таблицы 5.16, большие изменения наблюдаются только для выходов  $4n$  и  $3n$ , когда, соответственно, учитываются каналы  $1n - 4n$  и  $1n - 3n$ . Это указывает на важность учета событий высокой множественности ( $5n$ ) при расчете поправочных коэффициентов к  $0n - 4n$ . Аналогично, вклад  $3p$  важен при оценке поправочных коэффициентов к эмиссии  $0p - 2p$ .

## 5.8. Выводы

Для УПС ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$ - $^{208}\text{Pb}$  на LHC при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ были рассчитаны поправочные коэффициенты к видимым сечениям каналов ЭМД с определенными множественностями нейтронов и протонов для учета эффективности регистрации нуклонов передними адронными калориметрами ZNA, ZNC, ZPA и ZPC эксперимента ALICE. Эти коэффициенты были получены тремя различными методами: P-, H- и S-методами. P-метод основан на простой аналитической модели. H-метод заключается в подсчете нуклонов, которые попадают на переднюю поверхность соответствующих ZDC, а смоделированные энергетические спектры в ZDC фитируются суммой гауссианов в S-методе. H- и S-методы основаны на Монте-Карло моделировании в программной среде AliPhysics транспорта нейтронов и протонов, испускаемых по направлению вперед, генерируемых моделью RELDIS. Средние поправочные коэффициенты между коэффициентами, полученными с помощью H-метода и S-метода, рекомендуются для анализа данных по ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$ .

## Глава 6

# Изучение электромагнитной диссоциации ядер свинца $^{208}\text{Pb}$ в эксперименте ALICE

## 6.1. Введение

В ультрапериферических столкновениях (УПС) релятивистских ядер без перекрытия ядерных плотностей ядра-партнеры по столкновению возбуждаются лоренц-сжатыми кулоновскими полями. Из-за ограниченной энергии возбуждения электромагнитные взаимодействия приводят к электромагнитной диссоциации (ЭМД) ядер пучка с испусканием небольшого числа нуклонов, в отличие от ядерной фрагментации в адронных взаимодействиях. В настоящей главе, следуя работе [11a], изучается ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  в их УПС при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ. Используются экспериментальные данные, полученные от передних адронных калориметров ZDC эксперимента ALICE (англ. A Large Ion Collider Experiment) на LHC. Методика анализа данных аналогична использованной коллаборацией в предыдущих измерениях, выполненных в Run I при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  ТэВ [6]. Однако радикально обновлена и усовершенствована методика учета поправок на эффективность и аксептанс ZDC, в которой впервые поправки применяются индивидуально для каждой множественности нуклонов, а оценка систематических ошибок измерений сечений проведена с учетом разницы значений поправок, полученных двумя различными методами.

## 6.2. Передние адронные калориметры ZDC

Эксперимент ALICE на LHC оснащен передними адронными калориметрами, Zero Degree Calorimeters [65, 67, 72] (ZDC), для регистрации спектаторных нуклонов, вылетающий по направлению вперед относительно оси пучка. ZDC

расположены на противоположных сторонах (С и А) от точки столкновения на расстоянии примерно 116 метров [65]. В работе [65] представлены основные характеристики нейтронных ZN и протонных ZP калориметров. Калориметры ZDC представляют собой стек металлических пластин с кварцевыми волокнами, при взаимодействии с которыми высокоэнергичные протоны и нейтроны порождают адронный ливень. Ливни в свою очередь генерируют в кварцевых волокнах черенковское излучение, распространяющееся благодаря полному внутреннему отражению до конца световода и регистрируемое фотоэлектронными умножителями (ФЭУ или англ. PMT). ZDC отличаются быстрым откликом, что позволяет использовать их в качестве триггера. Сигнал собирается пятью ФЭУ, из каждой пары волокон одно передает сигнал на общий фотоумножитель РМС (англ. PMT common — общий ФЭУ), тогда как второе связано с одним из четырех одиночных ФЭУ (PMT1 – PMT4), собирающих сигналы с четырех вершин.

В работе [65] представлены результаты тестирования калориметров на CERN SPS с помощью пучков электронов и пионов. В частности, в ходе тестирования измерялись линейность отклика АЦП (аналого-цифровой преобразователь) от энергии и энергетическое разрешение калориметра. Отклик детектора при регистрации адронов имеет отклонение в пределах  $\pm 20\%$  от линейной зависимости в измеренном диапазоне энергий (примерно до 250 ГэВ). При этом, такая неточность не имеет серьезных последствий в связи с тем, что ZDC оценивает центральность столкновения, измеряя энергию спектаторов, которая равняется энергии нуклонов пучка. Энергетическое разрешение калориметра оценивается как функция энергии:  $a/\sqrt{E} + b$ . С помощью фитирования тестовых данных и экстраполяции до энергии 2.76 ТэВ были получены следующие энергетические разрешения:  $\sim 11.4\%$  для нейтронных ZDCs и  $\sim 13\%$  для протонных ZDCs, что сравнимо с флуктуациями числа спектаторов при фиксированном прицельном параметре (от 20% для центральных событий до 5% для периферических) [65], полученными с помощью Монте-Карло генератора собы-

тий HIJING (англ. Heavy Ion Jet INteraction Generator) [59]. Аналогично, для столкновений с энергией 5.02 ТэВ энергетические разрешения составляют 15% и 17% для нейтронного и протонного калориметров, соответственно.

В ультрапериферических столкновениях значительный объем спектаторной ядерной материи связан в тяжелых фрагментах, которые не могут быть зарегистрированы в ZDC. Следовательно, низкое энерговыделение в ZDC характерно как для центральных событий, где число спектаторов мало, так и для ультрапериферических событий. Данную неопределенность помогает разрешить электромагнитный калориметр (ZEM), состоящий из двух модулей, симметрично расположенных с двух сторон от вакуумной трубы в диапазоне псевдобыстрот  $4.8 < \eta < 5.7$  [59]. ZEM измеряют энергию попадающих в них частиц (в основном, фотонов от распадов рожденных в столкновениях  $\pi^0$ ). Регистрируемая в ZEM энергия монотонно растет с центральностью столкновений, что и помогает различить центральные и периферические взаимодействия. Таким образом, центральные события могут быть идентифицированы по небольшому энерговыделению в адронном калориметре, сопровождаемому значительным энерговыделением в электромагнитном калориметре.

## 6.3. Технические особенности анализа данных

### 6.3.1. Сеты данных, выбранные для анализа

В настоящей работе был проведен анализ экспериментальных данных, полученных в специальных сеансах столкновений ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  при энергии  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ в эксперименте ALICE в 2018 году (Run II, период LHC18r, реконструкция данных pass1\_emd, сеты данных 297328, 297331), направленных на изучение электромагнитной диссоциации. Для анализа использовались данные, собранные передними адронными калориметрами ZDC. В этих сеансах столкновения проводились в условиях пониженной светимости, примерно в 10 раз ниже стандартного значения, и как следствие, с уменьшен-

ным значением пайлапа (англ. pileup — эффект наложения событий). Анализ данных проводился в программной среде AliPhysics — пакете объектно-ориентированных программ и библиотек.

### 6.3.2. Отбор событий с помощью ZED-триггера

На первом этапе анализа данных были отобраны сетки данных, соответствующие перечисленным ниже критериям. Для анализа были использованы события, соответствующие триггеру C1ZED (далее — ZED-триггер), который чувствителен как к событиям одиночной электромагнитной диссоциации на сторонах A и C, так и к событиям взаимной диссоциации и адронным событиям [74], характеризующимся регистрацией нейтронов с обеих сторон от точки столкновения. Всего было отобрано порядка  $N_{\text{tot}} = 2.05 \cdot 10^6$ , которые соответствуют сечению  $\sigma(\text{ZED}) = 420.5 \pm 9.3$  барн.  $\sigma(\text{ZED})$  было измерено с помощью ван дер Мер сканирования (vdM) 2018 года [75]. Техника этого сканирования позволяет измерить видимые сечения различных триггеров и заключается в постепенном сведении встречных пучков, сначала в горизонтальном направлении, а затем в вертикальном, и в последующем измерении скорости счета при нормировке на интенсивность пучков, на частоту столкновения пучков и на площадь под кривой сканирования.

### 6.3.3. Калибровка спектров энерговыделения в ZDC

Как сказано выше [59, 65, 72], оптический сигнал в ZDC собирается пятью ФЭУ: PMS и PMT1 – PMT4. При этом, в процессе реконструкции данных реализуется две опции получения величины энерговыделения в ZDC: либо из переменной `fZDC**Energy` класса `AliESDZDC`, которая представляет полную восстановленную энергию из сигналов от всех ФЭУ, включая PMS, либо из переменной `fZ**TowerEnergy[0]`, которая представляет энергию, восстановленную из сигнала только PMS, где обозначение `**` связано с конкретным калоримет-

ром. Для ZNC используется N1, для ZNA — N2, для ZPC — P1 и для ZPA — P2. В дальнейшем в тексте для краткости обозначений используются только переменные вида `fZ**TowerEnergy[0]`.

На Рис. 6.1 представлены неоткалиброванные спектры энерговыведения в ZNC и ZNA от нейтронов, испущенных по направлению вперед. Данные распределения были получены путем отбора событий, которые удовлетворяют условию, что переменные `IsZNChit()` для ZNC и `IsZNAhit()` для ZNA, характеризующие наличие сигнала в калориметре выше порога, возвращают TRUE. После калибровки полученные спектры энерговыведения должны удовлетворять следующим критериям:

- Пик пьедестала располагается в нуле.
- Расстояние между положениями последовательных пиков равняется энергии пучка  $E_0 = 2510$  ГэВ на нуклон.

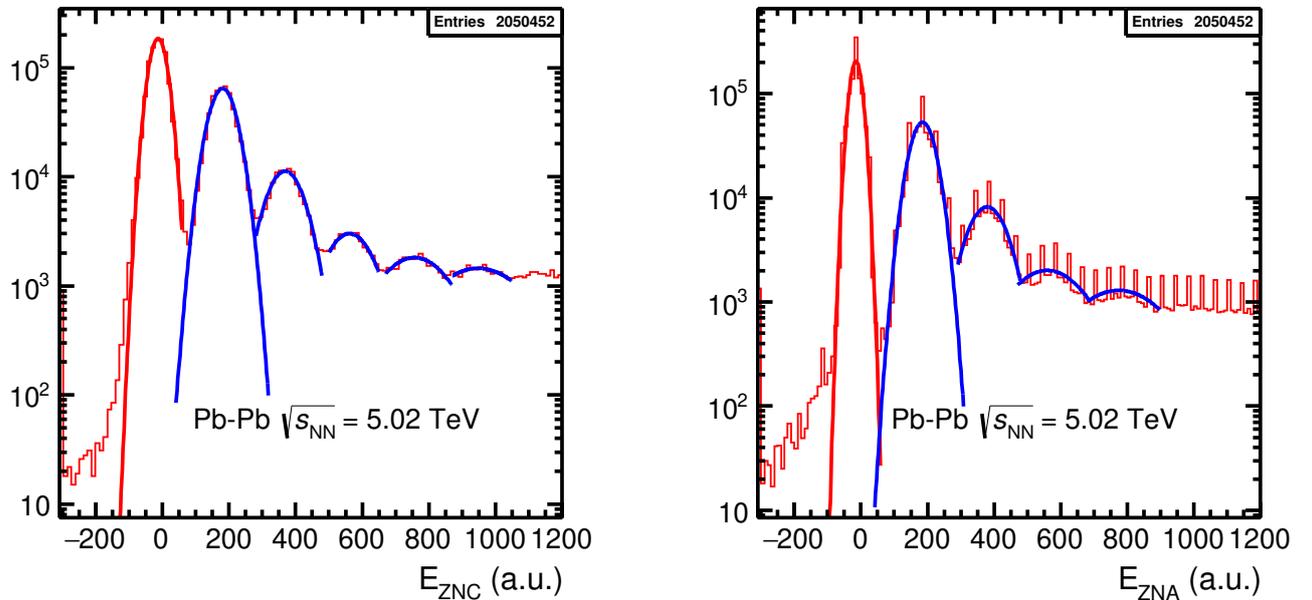


Рис. 6.1. Неоткалиброванные спектры энерговыведения в ZNC (слева) и ZNA (справа) при наличии сигнала в ZNA или ZNC (гистограммы). Результаты фитирования пиков пьедестала показаны красными сплошными гауссианами, пиков 1n, 2n, 3n, 4n и 5n — синими.

Здесь и далее события с нулем, одним, двумя, ..., пятью нейтронами для краткости обозначаются как  $0n$ ,  $1n$ ,  $2n$ , ...,  $5n$ .

#### 6.3.4. Отбор по времени события

Для отбора событий, соответствующих именно данному событию и произошедших именно при столкновении двух банчей (англ. bunch – сгусток пучка), используется информация с TDC (англ. time to digital converter – время-цифровой преобразователь), характеризующая наличие или отсутствие сигнала в каждом калориметре. Для реализации данной процедуры отбора используется массив `fZDCTDCCorrected` класса `AliESDZDC`, содержащий информацию с TDC, скорректированную на фазовый сдвиг LHC и центрированную вокруг нуля, а также переменные `IsZNChit()` для стороны C и `IsZNAhit()` для стороны A. Недостаточно просто проверить, что `IsZNChit()` для стороны C и `IsZNAhit()` возвращают `TRUE` для извлечения совпадений в соответствующих детекторах для выбора конкретного события. Необходимо также проверить, что по крайней мере один из хитов, содержащихся в массиве `fZDCTDCCorrected`, соответствует нулевому времени, то есть принадлежит соответствующему столкновению двух банчей, для чего был реализован отбор по времени  $\pm 2$  нс.

#### 6.3.5. Отбор событий ЭМД с помощью ZEM-вето

На второй стадии анализа данных события, прошедшие отбор по ZED-триггеру, классифицируются на электромагнитные и адронные в соответствии с отсутствием или наличием сигнала в передних электромагнитных калориметрах ZEM. Путем наложения ZEM-вето (отсутствие сигнала в обоих ZEM) отбираются события ЭМД. ZEM-вето характеризуется тем, что переменные `fZEM1TDChit` и `fZEM2TDChit` класса `AliESDZDC` равны `kFALSE`. Это означает, что энерговыделение в ZEM в событии в каждом из двух калориметров ZEM1 и ZEM2 меньше порогового значения, и большинство частиц в данном событии испущены по

направлению вперед. После наложения ZEM-вето было получено  $N^{\text{EMD}}_{\text{tot}} = 2.009 \cdot 10^6$  событий ЭМД (одиночной и взаимной). Соотношение между событиями одиночной и взаимной ЭМД показаны с помощью диаграммы Венна на Рис. 6.2.

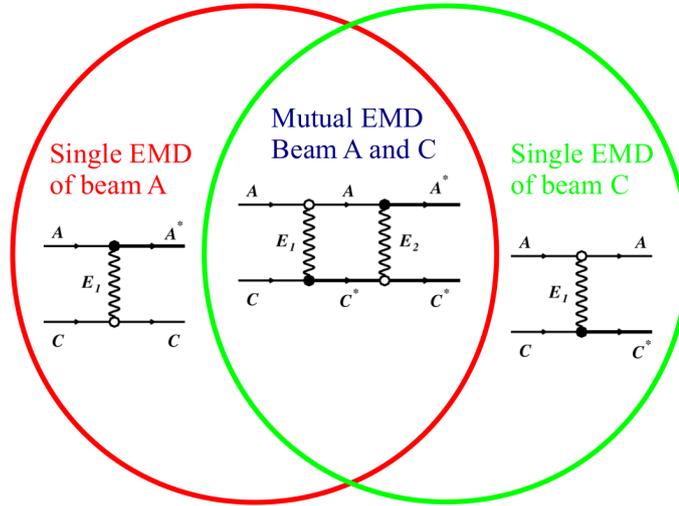


Рис. 6.2. Диаграмма Венна, иллюстрирующая события одиночной (single) и взаимной (mutual) ЭМД ядер пучков А и С.

Эффективность ZEM-вето при отборе электромагнитных событий была оценена на каждой стороне путем сравнения количества событий каждой множественности нейтронов, полученных (1) путем вычитания событий с нейтронами на обеих сторонах и (2) путем наложения ZEM-вето. Такое сравнение было выполнено сначала для событий с нейтронами на данной стороне, но без нейтронов на противоположной стороне (одиночная минус взаимная ЭМД), а затем только для событий с нейтронами на той же стороне (одиночная, включая взаимную ЭМД). При условии, что количества зарегистрированных событий одиночной ЭМД, взаимной ЭМД и адронных событий обозначено как  $s$ ,  $m$  и  $h$ , соответственно, количество событий с нейтронами, скажем, только на стороне А, рассчитывается как  $s - m - h = \mathcal{N}_1$ . Предполагается, что все адронные события взаимны. Количество событий с нейтронами только на стороне А при отсутствии сигнала в ZEM (с ZEM-вето) вычисляются как  $s\varepsilon - m\varepsilon - h\varepsilon_h = \mathcal{N}_2$  при условии, что доля событий как одиночной, так и взаимной ЭМД, которые выжи-

вают при ZEM-вето, составляет  $\varepsilon$ . Согласно [6], только 7.6% событий адронного взаимодействия  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$ , смоделированных генератором HIJING, выживают после наложения ZEM-вето, поэтому здесь предполагается, что  $\varepsilon_h = 0.076$ . Можно снять условие, что нейтроны регистрируются только на стороне А, и получить еще одну пару уравнений:  $s + h = \mathcal{N}_3$  и  $s\varepsilon + h\varepsilon_h = \mathcal{N}_4$ , при отсутствии и наличии ZEM-вето, соответственно. Это приводит к системе из четырех уравнений (6.1), которые имеют решение (6.2). Количества событий каждого типа  $\mathcal{N}_1, \mathcal{N}_2, \mathcal{N}_3, \mathcal{N}_4$  на стороне А, полученные из экспериментальных данных, представлены в Таблице 6.1. Уравнения (6.1) и (6.2) решены для каждой нейтронной множественности с помощью этих чисел, а вычисленные  $\varepsilon$  даны в Таблице 6.2.

$$\left\{ \begin{array}{l} s - m - h = \mathcal{N}_1 \\ s\varepsilon - m\varepsilon - h\varepsilon_h = \mathcal{N}_2 \\ s + h = \mathcal{N}_3 \\ s\varepsilon + h\varepsilon_h = \mathcal{N}_4 \end{array} \right. \implies \left\{ \begin{array}{l} h = \mathcal{N}_3 - s \\ 2s\varepsilon - m\varepsilon = \varepsilon(\mathcal{N}_1 + \mathcal{N}_3) \\ 2s\varepsilon - m\varepsilon = \mathcal{N}_2 + \mathcal{N}_4 \\ s\varepsilon + h\varepsilon_h = \mathcal{N}_4 \end{array} \right. \implies (6.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon = \frac{\mathcal{N}_2 + \mathcal{N}_4}{\mathcal{N}_1 + \mathcal{N}_3} \\ h = \mathcal{N}_3 - s \\ 2s - m = \mathcal{N}_1 + \mathcal{N}_3 \\ s\varepsilon + h\varepsilon_h = \mathcal{N}_4 \end{array} \right. \implies \left\{ \begin{array}{l} \varepsilon = \frac{\mathcal{N}_2 + \mathcal{N}_4}{\mathcal{N}_1 + \mathcal{N}_3} \\ h = \frac{\mathcal{N}_3\mathcal{N}_2 - \mathcal{N}_4\mathcal{N}_1}{\mathcal{N}_2 + \mathcal{N}_4 - \varepsilon_h(\mathcal{N}_1 + \mathcal{N}_3)} \\ s = \mathcal{N}_3 - \frac{\mathcal{N}_3\mathcal{N}_2 - \mathcal{N}_4\mathcal{N}_1}{\mathcal{N}_2 + \mathcal{N}_4 - \varepsilon_h(\mathcal{N}_1 + \mathcal{N}_3)} \\ m = \mathcal{N}_3 - \mathcal{N}_1 - 2\frac{\mathcal{N}_3\mathcal{N}_2 - \mathcal{N}_4\mathcal{N}_1}{\mathcal{N}_2 + \mathcal{N}_4 - \varepsilon_h(\mathcal{N}_1 + \mathcal{N}_3)} \end{array} \right. (6.2)$$

Как видно из Таблицы 6.2, чем больше множественность нейтронов, тем выше доля событий ЭМД, которые теряются из-за ZEM-вето. Например, только 0.09% 1n-событий теряется из-за наложения ZEM-вето, в то время как для 5n-событий это число выше (0.36–0.75%). Это объясняется тем фактом, что продукты ЭМД при высших множественностях нейтронов испускаются на большие углы и в некоторых редких случаях могут попадать в ZEM. Однако, эффективность отбора событий ЭМД путем наложения ZEM-вето остается чрезвычайно высокой ( $> 99\%$ ) для каналов 1n – 5n. За исключением эффективности

$\varepsilon$  для 3n-событий на стороне А результаты, полученные для обеих сторон, хорошо согласуются между собой, в пределах статистических ошибок. Так как типичная величина систематической ошибки составляет  $\sim 1.2\%$  для  $\mathcal{N}_1$ ,  $\mathcal{N}_2$ ,  $\mathcal{N}_3$ ,  $\mathcal{N}_4$ , результат для 3n согласуется с единицей. Можно заметить, что в работе [6] эффективность ZEM-вето для Xn-событий была оценена также достаточно высоко ( $96.0 \pm 0.1_{\text{stat.}} \pm 0.6_{\text{syst.}}$ )%, но несколько ниже, чем в настоящей работе ( $98.3 - 98.4 \pm 0.1_{\text{stat.}}$ )%. В настоящем анализе для введения поправок к сечениям ЭМД на эффективность отбора событий ЭМД путем наложения ZEM-вето были использованы значения  $\varepsilon$ , представленные в Таблице 6.2.

Таблица 6.1. Количества событий на стороне А, используемые для оценки эффективности ZEM-вето при отборе электромагнитных событий.

C1ZED	нейтроны только на стороне А		нейтроны на стороне А	
	$\mathcal{N}_1$	с ZEM-вето $\mathcal{N}_2$	$\mathcal{N}_3$	с ZEM-вето $\mathcal{N}_4$
1n	$480530 \pm 693$	$480131 \pm 693$	$491217 \pm 996$	$490735 \pm 995$
2n	$112691 \pm 336$	$112548 \pm 335$	$116198 \pm 522$	$115989 \pm 521$
3n	$34590 \pm 196$	$34423 \pm 186$	$36394 \pm 305$	$36158 \pm 304$
4n	$26921 \pm 164$	$26798 \pm 164$	$28256 \pm 276$	$28065 \pm 275$
5n	$22681 \pm 151$	$22563 \pm 150$	$23795 \pm 254$	$23564 \pm 252$
1n–5n	$677413 \pm 825$	$676463 \pm 823$	$695860 \pm 1224$	$694511 \pm 1222$
Xn	$971040 \pm 985$	$979845 \pm 990$	$1056485 \pm 1028$	$1016100 \pm 1008$

## 6.4. Эмиссия нейтронов в результате ЭМД

### 6.4.1. Функции, описывающие спектры энерговыделения в ZDC

На Рис. 6.3 показаны откалиброванные распределения энергии. Количе-

Таблица 6.2. Эффективность ZEM-вето при отборе электромагнитных событий для сторон С и А, оцененная из экспериментальных данных. Ошибки эффективности получаются из ошибок фитирования соответствующих данных. Таблица из работы [11a].

Множественность нейтронов $i$	$\varepsilon_i$ (%)	
	Сторона С	Сторона А
1n	$99.91 \pm 0.20$	$99.91 \pm 0.21$
2n	$99.85 \pm 0.51$	$99.85 \pm 0.48$
3n	$99.64 \pm 1.42$	$99.43 \pm 0.93$
4n	$99.69 \pm 1.17$	$99.43 \pm 1.10$
5n	$99.64 \pm 1.21$	$99.25 \pm 1.20$
1n–5n	$99.87 \pm 0.19$	$99.83 \pm 0.18$
Xn	$98.27 \pm 0.14$	$98.44 \pm 0.14$

ства зарегистрированных нейтронов в каждом событии измеряется с помощью фитирования распределений энергии  $E$ , выделившейся в нейтронных калориметрах ZN.

Функции, используемые для фитирования отклика ZDC на события с различным числом испущенных по направлению вперед нуклонов, представлены на Рис. 6.3 вместе со спектрами энерговыделения в нейтронных калориметрах ZDC. Функции фитирования  $F(E)$  представляют собой сумму пяти или шести гауссианов, соответствующих пяти или шести зарегистрированным нуклонам:

$$F(E) = \sum_{i=1}^6 f_i(E) = \sum_{i=1}^6 \frac{n_i}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} e^{-\frac{(E-\mu_i)^2}{2\sigma_i^2}} \quad (6.3)$$

Каждый гауссиан  $f_i(E)$  представляет  $i$ -ый пик и характеризуется средним значением  $\mu_i$ , дисперсией  $\sigma_i$  и нормировочным коэффициентом  $n_i$ , который соответствует количеству событий с  $i$  нуклонами. Хотя последний 6n-пик четко не определен, он все еще используется для улучшения результатов фитирования. Значения  $\mu_1$ ,  $\sigma_1$  и  $n_1$  для первого нуклонного пика рассматриваются в качестве

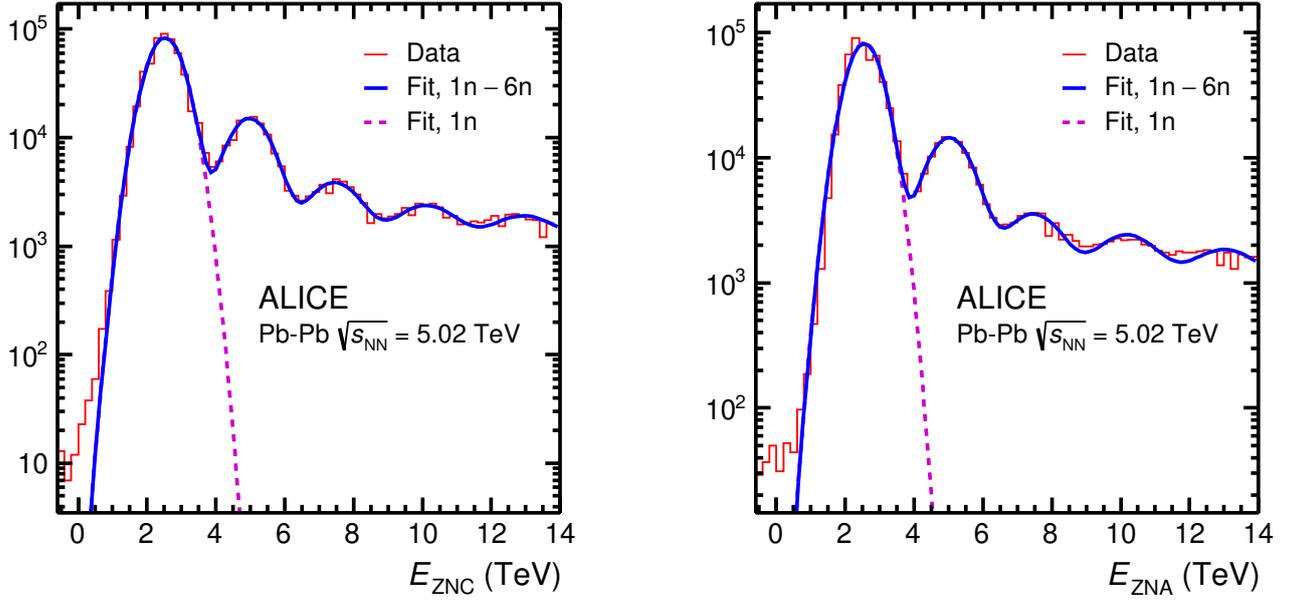


Рис. 6.3. Спектры энерговыделения в ZNC (слева) и ZNA (справа) при наличии сигнала в ZNA или ZNC (гистограммы). Функции фитирования, соответствующие  $i = 1, 2, \dots, 5$  нейтронам показаны синими сплошными линиями. Гауссианы, представляющие 1n-пик, показаны отдельно штриховыми кривыми.

свободных параметров. Несмотря на ожидаемое полное соответствие  $\mu_1$  и  $E_0$ , в процессе процедуры фитирования допускаются некоторые отклонения  $\mu_1$  от  $E_0$  в пределах  $\pm 10\%$ . Кроме того, значение  $\sigma_1$  ограничивается в пределах от  $0.1 \cdot E_0$  до  $0.5 \cdot E_0$  для улучшения качества фитирования. Такие условия позволяют учесть некоторые отклонения положения пиков от ожидаемого значения  $i \cdot E_0$  из-за погрешностей калибровки. На параметры остальных гауссианов, описывающих двух-, трех-, четырех-, пяти- и шестинуклонные пики, также накладываются ограничения:  $\mu_i$  может изменяться в пределах  $\pm 20\%$  от  $i \cdot E_0$ , а  $\sigma_i$  — в пределах от  $\sigma_1$  до  $\sqrt{i} \sigma_1$ . Количество  $n_i$  зарегистрированных событий в каждом пике остается свободным параметром фитирования. Как описано ниже, исходное число событий  $N_i$  извлекается после поправки количества  $n_i$  зарегистри-

стрированных событий на эффективность регистрации нуклонов в ZDC.

#### 6.4.2. Определение сечений эмиссии нейтронов

Сечения отдельных каналов ЭМД  $\sigma(i)$  с определенным числом  $i$  нейтронов получены на основе сечения ZED-триггера  $\sigma(\text{ZED})$  (см. раздел 6.3.2) и количества событий  $n_i$ , извлеченных из соответствующих спектров посредством фитирования гистограмм с экспериментальными данными фитирующей функцией (6.3). Сечения измеряются отдельно для каждой из сторон С и А посредством ZNC и ZNA, соответственно. В дополнении к извлечению сигнала от нуклонов в ZDC, процедура вычисления сечений включает в себя введение поправок на эффективность отбора ЭМД событий путем наложения ZEM-вето  $\varepsilon_i$ , представленное в разделе 6.3.5, и введение поправок на акцептанс и эффективность ZDC с помощью поправочных коэффициентов  $f_{in}$ , которым посвящена Глава 5, также отдельно для каждой стороны:

$$\sigma(in) = \sigma_{\text{ZED}} \frac{N_i}{N_{\text{tot}}} = \sigma_{\text{ZED}} \frac{n_i}{N_{\text{tot}}} \frac{f_{in}}{\varepsilon_i} = \sigma_{\text{ZED}} \frac{n_i}{N_{\text{tot}}} F_{in} . \quad (6.4)$$

Здесь  $N_{\text{tot}}$  — полное число событий, отобранных C1ZED-триггером. Сечения отдельных каналов ЭМД  $\sigma(in, 0p)$  с заданным числом нейтронов  $i$  и в отсутствии протонов на стороне С или А получаются аналогичным способом, но с введением дополнительных поправочных коэффициентов  $f_{0p}$  на эффективность регистрации беспротонных событий  $0p$  в ZPC и ZPA, соответственно:

$$\sigma(in, 0p) = \sigma_{\text{ZED}} \frac{N_i}{N_{\text{tot}}} = \sigma_{\text{ZED}} \frac{n_i}{N_{\text{tot}}} \frac{f_{in} f_{0p}}{\varepsilon_i} = \sigma_{\text{ZED}} \frac{n_i}{N_{\text{tot}}} F_{in,0p} . \quad (6.5)$$

В связи с тем, что полное число событий ZED-триггера  $N_{\text{tot}} = 2.050 \cdot 10^6$  велико, статистическая ошибка  $N_{\text{tot}}$  пренебрежимо мала. Статистические ошибки  $n_i$  вычисляются из ошибок количества событий, полученных с помощью процедуры фитирования. Систематические ошибки  $n_i$  были оценены из разницы в  $n_i$ , полученной из процедур фитирования спектров с номинальным и двойным размером бина гистограмм. Поправочные коэффициенты на эффективность ре-

Таблица 6.3. Относительные систематические ошибки сечений эмиссии определенного числа нейтронов  $i_n$  с произвольным числом протонов ( $Y_p$ , включая  $0_p$ ), и без протонов ( $0_p$ ) в УПС ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ. Каждое значение вычислено для среднего значения сечений, измеренных на сторонах С и А. Таблица из работы [11a].

Источник	Систематическая ошибка (%)				
	1n	2n	3n	4n	5n
	$Y_p   0_p$	$Y_p   0_p$	$Y_p   0_p$	$Y_p   0_p$	$Y_p   0_p$
фитирование	0.55   0.55	0.32   0.29	0.83   0.72	0.73   0.67	1.14   1.01
$\varepsilon_i, f_{in}, f_{0p}$	2.03   2.45	4.69   4.89	1.97   2.40	5.41   5.58	9.30   9.40
$\sigma_{\text{ZED}}$	2.2				
сумма вкладов	3.05   3.34	5.19   5.37	3.07   3.34	5.88   6.03	9.62   9.70

гистрации нуклонов имеют только систематические ошибки. Согласно [75], относительная систематическая ошибка сечения ZED-триггера  $\sigma_{\text{ZED}}$  была принята равной 2.2%.

Окончательные сечения были получены как среднее между измерениями, выполненными на сторонах С и А:

$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma^{\text{C}} + \sigma^{\text{A}}}{2} = \sigma_{\text{ZED}} \frac{n^{\text{C}} F^{\text{C}} + n^{\text{A}} F^{\text{A}}}{2N_{\text{tot}}} . \quad (6.6)$$

Следуя описанной в Приложении 1 процедуре, вклады в относительные систематические ошибки  $\bar{\sigma}$  складывались из систематических ошибок с каждой стороны. Результаты представлены в Таблице 6.3. Эти ошибки были вычислены отдельно для сечений эмиссии нейтронов, сопровождаемых произвольным числом протонов ( $Y_p$ , включая отсутствие протонов  $0_p$ ), представленных в разделе 6.6.1, и для сечений эмиссии нейтронов в отсутствии протонов ( $0_p$ ), см. раздел 6.6.2.

Кроме того, были рассмотрены ошибки, связанные с пайлапом. Однако для

сетов данных, используемых в этом анализе, влияние пайлапа пренебрежимо мало, поскольку данные были собраны в специальных сеансах для изучения ЭМД с уменьшенной светимостью. Для этих сетов параметр пайлапа  $\mu_{\text{inel}}$ , характеризующий вероятность адронного взаимодействия при единичном пересечении пучков, составляет около  $1.3 \cdot 10^{-4}$ . Тогда для событий ЭМД этот параметр оценивается как  $\mu_{\text{EMD}} \approx \mu_{\text{inel}} \cdot \sigma(\text{sEMD})/\sigma(\text{INEL}) \approx 0.3\%$ , где сечение адронного взаимодействия  $\sigma_{\text{had}} = 7.67 \pm 0.24$  б, согласно последним измерениям [75]. Основная проблема, возникающая из-за пайлапа, заключается в том, что два 1n-события могут быть зарегистрированы как одно 2n-событие. Тогда для 1n получаем  $\mu_{1n} = \mu_{\text{inel}} \cdot (\sigma_{1n}/\sigma_{\text{had}}) = 1.8 \cdot 10^{-3}$ , где  $\sigma_{1n} = 108$  б — сечение одного 1n-события, предсказываемое RELDIS. При  $\sigma_{2n}/\sigma_{1n} \approx 0.23$  получается отношение  $\mu_{2n} \approx 0.23 \cdot \mu_{1n}$ . Следуя распределению Пуассона, отношение вероятностей получения двух 1n-событий в одном и том же пересечении пучков  $p(2, \mu_{1n})$  и одного 2n-события  $p(1, \mu_{2n})$  составляет:

$$\frac{p(2, \mu_{1n})}{p(1, \mu_{2n})} = \frac{\mu_{1n}^2 \exp(-\mu_{1n})}{2\mu_{2n} \exp(-\mu_{2n})} = \frac{\mu_{1n}}{0.46} \exp(-0.77\mu_{1n}) \approx 0.004 \quad (6.7)$$

Можно заключить, что эффектом пайлапа в 0.4% для эмиссии двух нейтронов можно пренебречь ввиду общей  $\sim 5\%$  ошибки сечения для этого канала, представленной в Таблице 6.3.

## 6.5. Сравнение с предыдущими измерениями ALICE

Предыдущие результаты измерений нейтронной эмиссии в ЭМД были представлены в работе [6] для столкновений ядер свинца  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  ТэВ. В работе были получены вклады эмиссии одного, двух и трех нейтронов для событий одиночной ЭМД за вычетом событий взаимной ЭМД с помощью наложения условия о наличии сигнала в ZN на одной стороне и отсутствии одного на противоположной. Таким образом, события адронной фрагментации ядер подавляются, поскольку они всегда взаимны. События взаимной ЭМД

также удаляются из набора данных, таким образом представляя спектры в нейтронном ZDC для событий ЭМД без нейтронов на противоположной стороне. Следуя аналогичной процедуре отбора событий, в настоящей работе были получены спектры энерговыделения в ZNA и ZNC для событий одиночной ЭМД за вычетом событий взаимной ЭМД для столкновений ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ, см. Рис. 6.4.

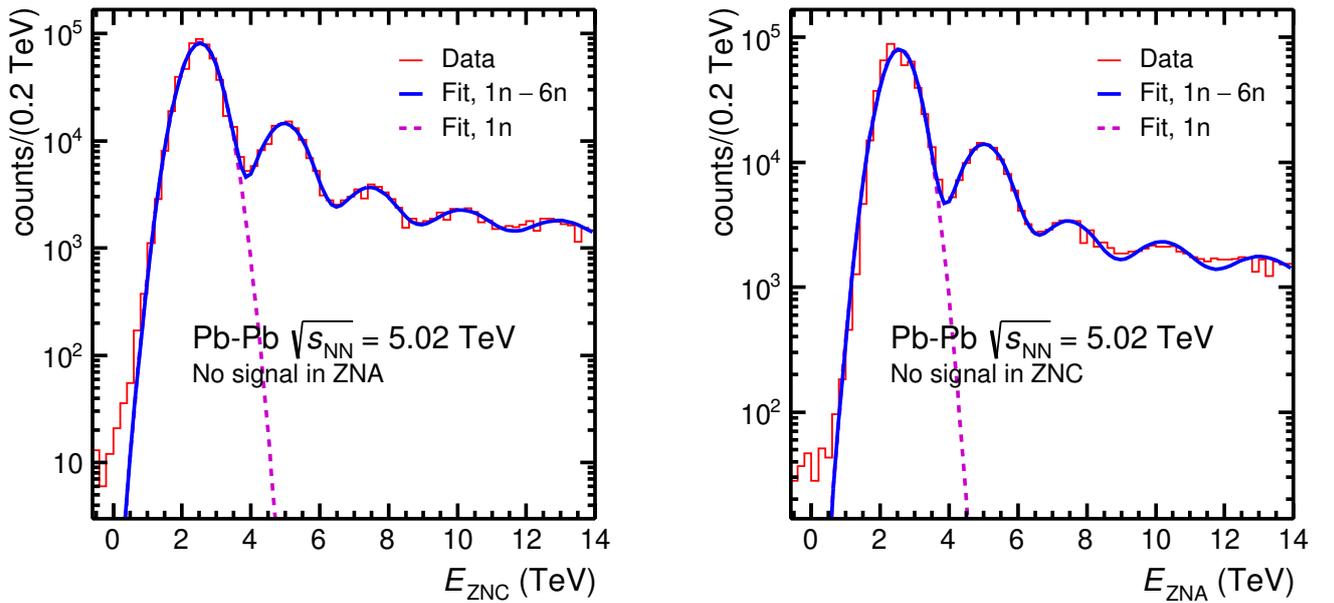


Рис. 6.4. Распределения энергии в нейтронных калориметрах ZNC (слева) и ZNA (справа) при отсутствии нейтронов на противоположной стороне (гистограммы) и результат их фитирования (сплошные синие кривые), представленный суммой гауссианов. Гауссиан, представляющий, однейтронный пик показан отдельно штриховой кривой.

В Таблице 6.4 представлены доли 1n-, 2n-, 3n- и 4n-событий от полного числа событий  $N_{\text{one-side}}$  при отсутствии нейтронов на противоположной стороне. Эти доли были извлечены из спектров, представленных на Рис. 6.4 и скорректированы на эффективность нейтронных калориметров ZNC и ZNA, как описано в Главе 5. Измерения сравниваются с предсказаниями модели RELDIS, которые представлены в той же таблице. В ней также приведены предыдущие результаты измерений ALICE для столкновений ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  ТэВ [6] вместе с результатами RELDIS для этой энергии.

Таблица 6.4. Доли (в %) событий ЭМД для эмиссии определенного числа нейтронов при отсутствии нейтронов с противоположной стороны, измеренные и вычисленные для УПС ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  с энергией  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76 \text{ TeV}$  [6] и  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$  (данная работа). Ошибки измерений даны в порядке  $\pm \text{стат.} \pm \text{сист.}$ . Таблица из работы [11a].

одиночная минус взаимная	$\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76 \text{ TeV}$ [6]		$\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$	
	Эксперимент	RELDIS	Эксперимент	RELDIS
$N_1/N_{\text{one-side}}$	$51.5 \pm 0.4 \pm 0.2$	$54.2 \pm 2.4$	$52.4 \pm 0.1 \pm 1.1$	$51.3 \pm 2.3$
$N_2/N_{\text{one-side}}$	$11.6 \pm 0.3 \pm 0.5$	$12.7 \pm 0.8$	$11.94 \pm 0.03 \pm 0.56$	$12.2 \pm 0.8$
$N_3/N_{\text{one-side}}$	$3.6 \pm 0.2 \pm 0.2$	$5.4 \pm 0.7$	$3.74 \pm 0.02 \pm 0.07$	$5.4 \pm 0.7$
$N_4/N_{\text{one-side}}$			$2.66 \pm 0.01 \pm 0.14$	$3.7 \pm 0.5$

Из Таблицы 6.4 можно сделать вывод, что распределения событий по множественности при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76 \text{ TeV}$  [6] и  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$  схожи. Измеренные доли 1n- и 2n-событий находятся в хорошем согласии с RELDIS. Небольшое уменьшение доли 1n-событий, предсказываемое RELDIS, наблюдается при более высоких энергиях из-за перераспределения событий в пользу более высоких множественностей, что можно объяснить более высокой средней энергией эквивалентных фотонов при энергии  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ . Однако, столь тонкий эффект не может быть убедительно подтвержден из-за ошибок измерений, которые вычисляются, как описано в разделе 6.4.2.

## 6.6. Результаты измерений

### 6.6.1. Сечения эмиссии определенного числа нейтронов

Сечения ЭМД  $\sigma(in)$  с эмиссией от одного до пяти нейтронов (каналы 1n – 5n), сопровождаемой эмиссией произвольного числа протонов  $Y_p$  (включая 0p), были измерены отдельно на каждой из сторон С и А. Сечения были извлечены из спектров, показанных на Рис. 6.5, и представлены в Таблице 6.5. Для того

чтобы получить эти сечения, события ЭМД были отобраны путем наложения ZEM-вето, как описано в разделе 6.3.5. Сечения, приведенные в Таблице 6.5, были скорректированы на эффективность ZDC и ZEM отдельно для каждой стороны. Как видно, сечения, измеренные на стороне С, немного, но систематически больше, чем на стороне А, однако сечения на сторонах С и А считаются согласованными, поскольку эта разница находится в пределах  $1\sigma$  от сечения на стороне А. Как следует из Таблицы 6.3, основной вклад в систематические ошибки сечений обусловлен ошибками поправок на эффективность ZDC и ZEM.

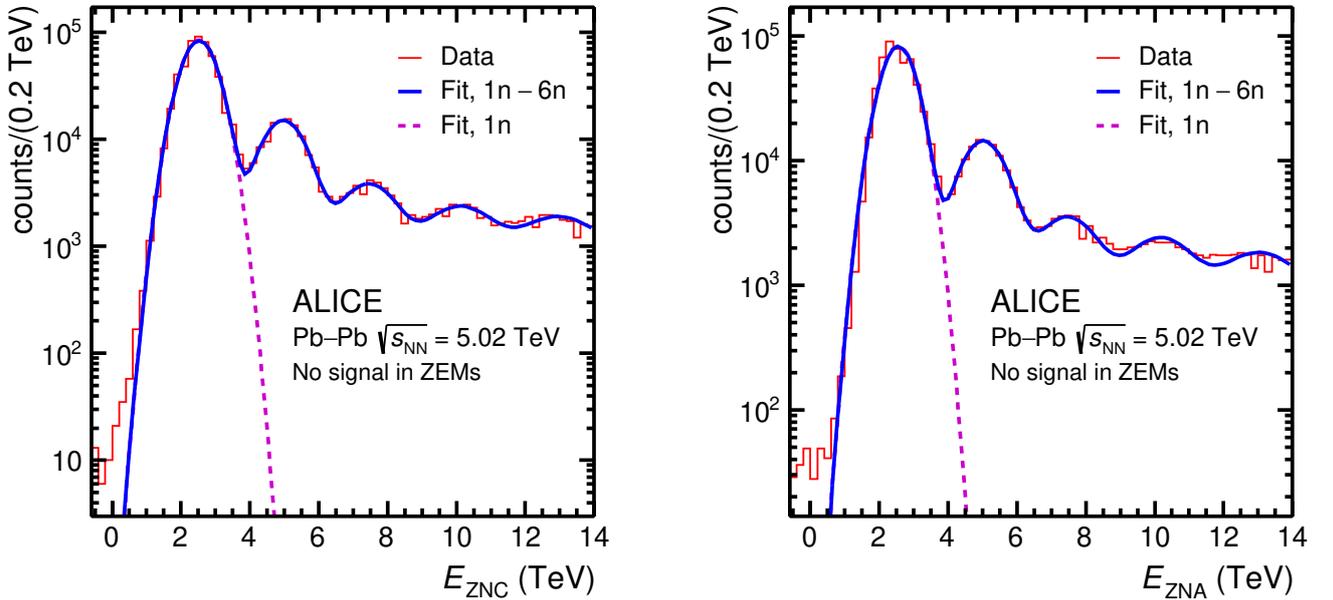


Рис. 6.5. Спектры энергосделения в ZNC (слева) и ZNA (справа) для событий ЭМД (гистограммы). Функции фитирования, соответствующие  $i = 1, 2, \dots, 5$  нейтронам показаны синими сплошными линиями. Гауссианы, представляющие 1n-пик, показаны отдельно штриховыми кривыми. Рисунок из работы [11a].

Средние между сторонами С и А сечения  $\sigma(in)$  были вычислены для каждой множественности нейтронов  $i$ . Полученные  $\sigma(in)$  приведены также в Таблице 6.5 с их статистическими и систематическими ошибками, получаемыми из ошибок на каждой отдельной стороне, которые рассматриваются как некоррелированные за исключением ошибки сечения  $\sigma(ZED)$ , коррелированной между сторонами С и А. Было дополнительно проверено, что величина разницы меж-

ду сечениями, полученными на сторонах С и А, зависит от выбранного метода (Н-, S- или среднего между ними) вычисления поправочных коэффициентов на эффективность ZDC, за исключением 1n-канала, поэтому ошибки эффективности могут оправдать разницу между сечениями на сторонах С и А. Исходя из этого наблюдения, разница между сечениями на сторонах С и А, деленная на  $\sqrt{2}$ , была введена как дополнительная ошибка только для средних сечений 1n-каналов.

В Таблице 6.5 измеренные сечения эмиссии нейтронов сравниваются с результатами моделей RELDIS [7] и  $n_0^n$  [76]. Обе модели основаны на методе Вайцзеккера – Вильямса для расчета сечений эмиссии нейтронов в ЭМД ядер путем рассмотрения соответствующих фотоядерных реакций, индуцированных эквивалентными фотонами. RELDIS моделирует ядерные реакции, индуцированные фотонами Вайцзеккера – Вильямса на  $^{208}\text{Pb}$  с помощью модели внутриядерных каскадов фотоядерных реакций с последующим девозбуждением остаточных ядер через испарение нейтронов и другие процессы [43]. Феноменологическое приближение для полного сечения фотопоглощения на  $^{208}\text{Pb}$  используется в качестве входного параметра в RELDIS вместе с рассчитанными относительными вкладами различных конечных состояний для получения абсолютных значений  $\sigma(in)$  и  $\sigma(in, 0p)$ . Аналогичное феноменологическое приближение полного сечения фотопоглощения используется и в модели  $n_0^n$ . Однако в этом генераторе нейтронов вычисление вероятности определенного канала эмиссии нейтронов основаны на аппроксимации парциальных фотонейтронных сечений, измеренных на  $^{208}\text{Pb}$  ниже 140 МэВ и экстраполированных на более высокие энергии фотонов [76].

Ошибки вычислений с помощью RELDIS ( $\sim 5\%$ ), приведенные в Таблице 6.5, обусловлены ошибкой феноменологического приближения полного сечения фотопоглощения на  $^{208}\text{Pb}$ , используемого этой моделью. Как показано в работе [5], ошибки вычислений отдельных каналов эмиссии нейтронов (1n, 2n) при поглощении фотонов низкой энергии обычно достигают 7%. Другой источ-

Таблица 6.5. Сечения эмиссии одного, двух, трех, четырех и пяти нейтронов вместе с произвольным числом протонов в ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  в их УПС с энергией  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ, измеренные на сторонах С и А с учетом поправок на эффективность ZDC и ZEM, и их средние значения, а также статистические и систематические ошибки. Для сравнения приведены сечения, вычисленные с помощью моделей RELDIS [7] и  $n_{\text{On}}^{\text{O}}$  [76]. Сумма 1n–5n сечений представлена в последней строке. Ошибки измерений представлены в порядке  $\pm$  (стат.)  $\pm$  (сист.). Таблица из работы [11a].

ZN	$\sigma(in)$ (б)		$\sigma(in)$ (б)	$\sigma^{\text{RELDIS}}(in)$ (б)	$\sigma^{n_{\text{On}}^{\text{O}}}(in)$ (б)
	Сторона С	Сторона А			
1n	$109.7 \pm 0.2 \pm 4.0$	$107.2 \pm 0.2 \pm 4.0$	$108.4 \pm 0.1 \pm 3.7$	$108.0 \pm 5.4$	$103.7 \pm 2.1$
2n	$25.8 \pm 0.1 \pm 0.8$	$24.1 \pm 0.1 \pm 2.3$	$24.9 \pm 0.1 \pm 1.3$	$25.9 \pm 1.3$	$23.6 \pm 0.5$
3n	$7.95 \pm 0.08 \pm 0.34$	$7.93 \pm 0.05 \pm 0.25$	$7.94 \pm 0.04 \pm 0.24$	$11.4 \pm 0.6$	$6.3 \pm 0.1$
4n	$5.73 \pm 0.04 \pm 0.31$	$5.56 \pm 0.04 \pm 0.56$	$5.64 \pm 0.03 \pm 0.33$	$7.8 \pm 0.4$	$4.8 \pm 0.1$
5n	$4.60 \pm 0.04 \pm 0.68$	$4.46 \pm 0.03 \pm 0.52$	$4.53 \pm 0.03 \pm 0.44$	$6.3 \pm 0.3$	$4.7 \pm 0.1$
1n–5n			$151.4 \pm 0.2 \pm 4.6$	$159.8 \pm 5.6$	$143.1 \pm 2.2$

ник ошибок связан с оценками неизвестного полного сечения ядерного фотопоглощения при высоких энергиях фотонов ( $> 60$  ГэВ) из измеренных полных  $\gamma p$  сечений с учетом ядерного затенения (nuclear shadowing). Как было недавно оценено [4a], полные сечения ЭМД, рассчитанные в различных высокоэнергетических приближениях для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений на ЛНС, расходятся на  $\sim 2\%$ . Аналогичные ошибки в  $\sim 2 - 4\%$  были приписаны измеренному полному сечению поглощения реальных фотонов промежуточной энергии (0.5 – 2.6 ГэВ) на  $^{\text{nat}}\text{Pb}$  [77]. Полное сечение ЭМД является суммой вкладов процессов, индуцированных фотонами Вайцеккера – Вильямса из вышеупомянутых диапазонов энергий. Поэтому суммарная ошибка в  $\sim 5\%$  приписывается сечениям, рассчитанным с помощью RELDIS также для каждого отдельного канала эмиссии нейтронов в Таблице 6.5. Ошибка в 2% была также оценена для сечений, рассчитанных с помощью  $n_{\text{On}}^{\text{O}}$ , в соответствии с ошибкой аппроксимации полного сечения фотопоглощения на  $^{208}\text{Pb}$ .

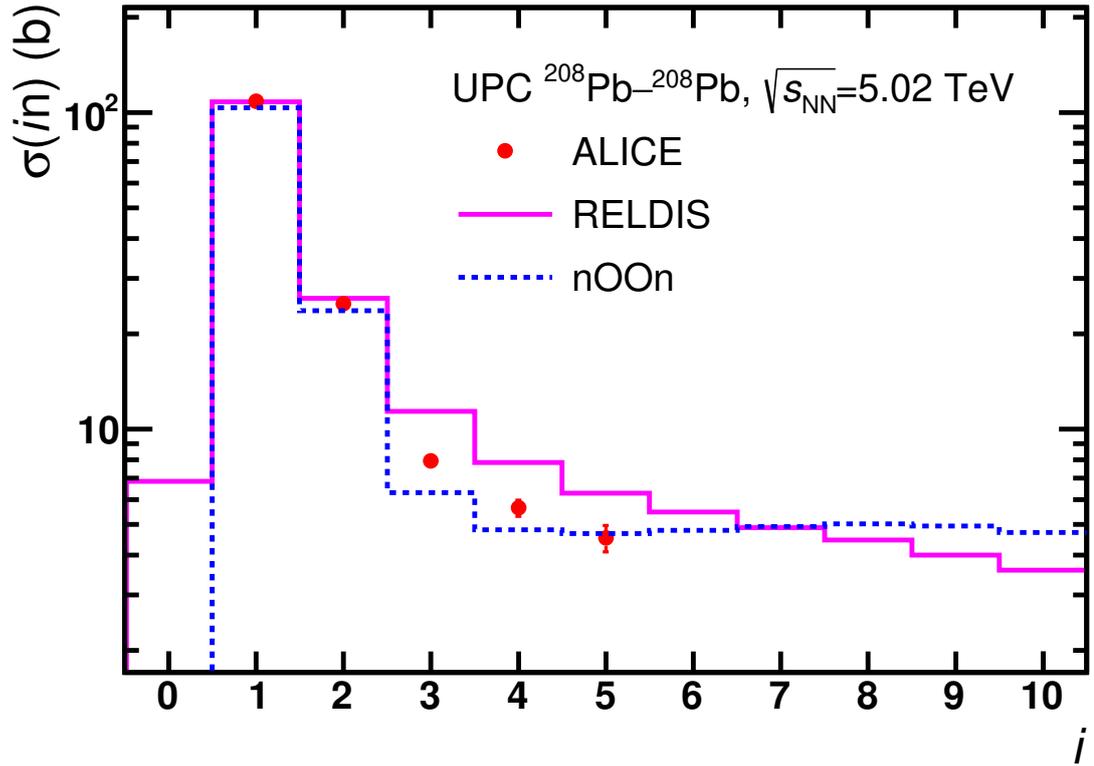


Рис. 6.6. Измеренные (точки) и вычисленные с помощью RELDIS [7] (сплошная гистограмма) и  $n_0^n$  [76] (пунктирная гистограмма) сечения эмиссии заданного числа нейтронов  $i$  в УПС ядер  $^{208}\text{Pb}$  с энергией  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ. Представлены комбинированные статистические и систематические ошибки измерений. Рисунок из работы [11a].

Измеренные сечения также представлены на Рис. 6.6 вместе с предсказаниями моделей RELDIS и  $n_0^n$ . Как видно, сечения 1n- и 2n-эмиссии, вычисленные с помощью RELDIS и  $n_0^n$ , согласуются с измеренными сечениями. С другой стороны, измеренные сечения 3n и 4n переоцениваются RELDIS и недооцениваются  $n_0^n$ . В то же время сечение 5n очень хорошо описывается  $n_0^n$ , но переоценивается RELDIS. Таким образом, можно отметить, что модели хорошо согласуются в отношении сечений 1n и 2n, но различаются для более высоких множественностей нейтронов. Это указывает на важность измерений каналов 3n, 4n и 5n для настройки параметров моделей, упомянутых выше.

### 6.6.2. Сечения беспротонной эмиссии определенного числа нейтронов

Для измерения сечений для  $1n$ -,  $2n$ -, ...  $5n$ -эмиссии без эмиссии протонов ( $0p$ ), были получены спектры энерговыделения в ZNC и ZNA для событий, не имеющих сигнала в соответствующем протонном калориметре ZP. Эти спектры представлены на Рис.6.7. Измеренные сечения  $1n$ -,  $2n$ -,  $3n$ -,  $4n$ - и  $5n$ -эмиссии без протонов приведены в Таблице 6.6 вместе с результатами RELDIS. Как видно, сечения, измеренные на стороне C, систематически немного больше, чем на стороне A, но разница остается в пределах  $1\sigma$  от сечений на стороне A для всех множественностей нейтронов. Сечения были вычислены с помощью формулы (6.5) из числа событий  $n_i$  каждой множественности нейтронов  $i$ , полученных из фитирования спектров функциями, заданными выражением (6.3). Числа исходных событий каждой множественности  $N_i$  были получены с учетом поправок на эффективность регистрации нейтронов в ZNC и ZNA, а также на эффективность регистрации  $0p$ -канала, что было подробно описано в Главе 5. Методы вычисления статистических и систематических ошибок представлены в разделе 6.4.2. Отдельные вклады в полную систематическую ошибку представлены в Таблице 6.3.

Измеренные сечения беспротонной эмиссии нейтронов — каналы  $(1n, 0p)$ ,  $(2n, 0p)$  ...  $(5n, 0p)$ , — представленные в Таблице 6.6, ниже, чем сечения эмиссии нейтронов, сопровождаемой эмиссией произвольного числа протонов — каналы  $(1n, Yp)$ ,  $(2n, Yp)$  ...  $(5n, Yp)$ , — представленные в Таблице 6.5. Эта разница оказывается больше для каналов  $4n$  и  $5n$ , так как при более высоких энергиях эквивалентных фотонов, связанных с многонейтронными событиями, протоны испускаются чаще. За исключением  $5n$ -эмиссии, измеренные сечения беспротонной эмиссии нейтронов ниже, чем сечения, предсказанные с помощью RELDIS. Тем не менее, согласие между измерениями и предсказаниями для  $(in, 0p)$ -сечений лучше, чем для  $(in, Yp)$ -сечений, представленных в Таблице 6.5.

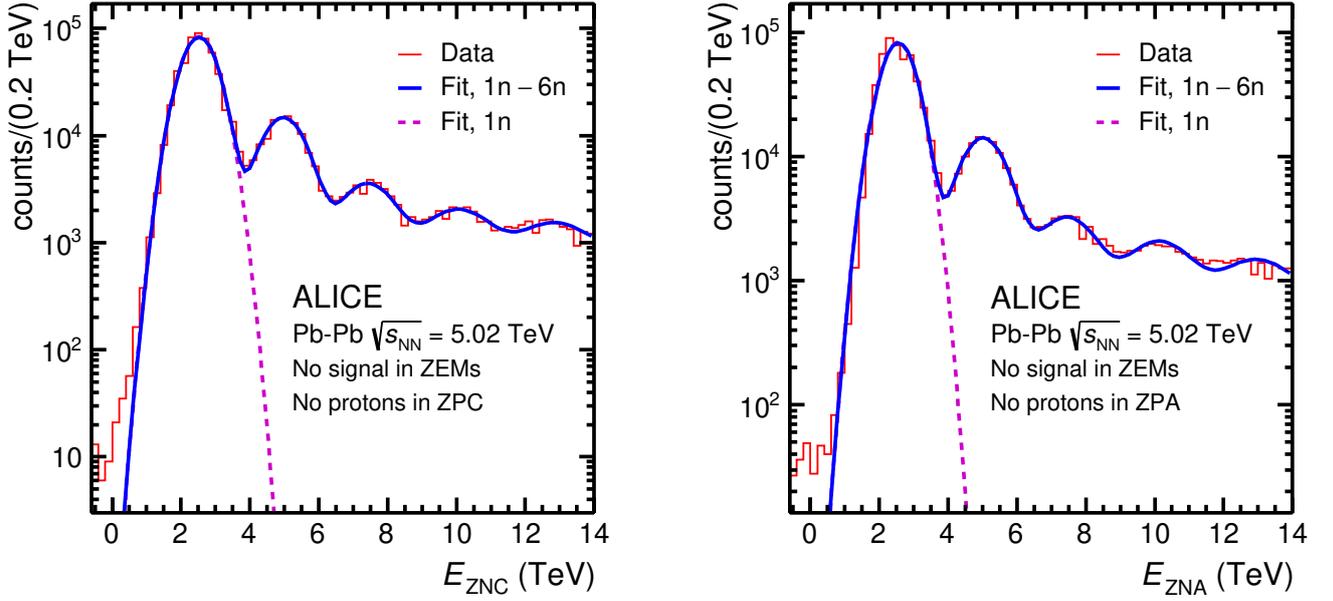


Рис. 6.7. Спектры энерговыделения в ZNC (слева) и ZNA (справа) при отсутствии сигнала в соответствующем ZP (гистограммы) для событий ЭМД. Функции фитирования, соответствующие  $i = 1, 2, \dots, 5$  нейтронам показаны синими сплошными линиями. Гауссианы, представляющие 1n-пик, показаны отдельно штриховыми кривыми.

Сумма измеренных (1n–5n, 0p)-сечений оценивается как  $126.0 \pm 0.2 \pm 3.8$  б. Она также приведена в Таблице 6.6 в сравнении с RELDIS. Эта сумма сечений первых пяти каналов беспротонной эмиссии нейтронов дает основной ( $\sim 83\%$ ) вклад в сумму сечений первых пяти каналов эмиссии нейтронов с произвольным числом протонов, перечисленных в Таблице 6.5. Другими словами, только  $\sim 17\%$  событий 1n–5n сопровождаются эмиссией протонов.

Измеренные сечения беспротонной эмиссии нейтронов показаны на Рис. 6.8 и сравниваются с результатами RELDIS для тех же сечений, а также с предсказанными сечениями образования соответствующих вторичных ядер:  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{205}\text{Pb}$ ,  $^{204}\text{Pb}$ ,  $^{203}\text{Pb}$ . Согласно данным RELDIS, сечение образования  $^{207}\text{Pb}$ , практически совпадает с сечением (1n, 0p), а сечения образования  $^{206}\text{Pb}$  и  $^{205}\text{Pb}$  меньше сечений (2n, 0p) и (3n, 0p) только на 3% и 10%, соответственно. Согласно этой модели, рассчитанные сечения беспротонной эмиссии четырех, пяти, шести и семи нейтронов можно рассматривать как верхние пределы для сече-

Таблица 6.6. Сечения беспротонной эмиссии одного, двух, трех, четырех и пяти нейтронов в ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  в их УПС с энергией  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ, измеренные на сторонах С и А с учетом поправок на эффективность ZDC и ZEM, и их средние значения, а также статистические и систематические ошибки. Для сравнения приведены сечения, вычисленные с помощью RELDIS [7]. Сумма 1n–5n сечений представлена в последней строке. Ошибки измерений представлены в порядке  $\pm$  (стат.)  $\pm$  (сист.). Таблица из работы [11a].

ZN	ZP	$\sigma(in, 0p)$ (б)		$\sigma(in, 0p)$ (б)	$\sigma^{\text{RELDIS}}(in, 0p)$ (б)
		Сторона С	Сторона А		
1n	0p	$92.6 \pm 0.1 \pm 3.8$	$90.9 \pm 0.1 \pm 3.9$	$91.8 \pm 0.1 \pm 3.3$	$104.1 \pm 5.2$
2n		$21.4 \pm 0.1 \pm 0.8$	$20.0 \pm 0.1 \pm 2.0$	$20.7 \pm 0.1 \pm 1.1$	$21.9 \pm 1.1$
3n		$6.13 \pm 0.06 \pm 0.28$	$6.20 \pm 0.04 \pm 0.23$	$6.16 \pm 0.04 \pm 0.21$	$7.59 \pm 0.38$
4n		$4.21 \pm 0.03 \pm 0.24$	$4.07 \pm 0.03 \pm 0.42$	$4.14 \pm 0.03 \pm 0.25$	$4.29 \pm 0.22$
5n		$3.16 \pm 0.03 \pm 0.47$	$3.07 \pm 0.03 \pm 0.36$	$3.11 \pm 0.03 \pm 0.30$	$2.95 \pm 0.15$
1n–5n					$126.0 \pm 0.2 \pm 3.8$

ний образования  $^{204,203,202,201}\text{Pb}$ , соответственно. Разница объясняется эмиссией дополнительных частиц, например, протонов и/или заряженных  $\pi$ -мезонов, которые оставляют остаточные ядра, отличные от Pb, как это подробно обсуждалось ранее в Главе 1.

## 6.7. Выводы

Сечения эмиссии определенного количества нейтронов, испущенных вперед, в ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$  в УПС с энергией  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ были измерены с помощью передних нейтронных калориметров ZDC эксперимента ALICE. Доли 1n-, 2n- и 3n-событий были измерены при самой высокой энергии  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений доступной на данный момент в ускорительных экспериментах. Было обнаружено, что эти доли схожи с теми, которые были измерены ранее [6] при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  ТэВ. Результаты моделей RELDIS [7] и n<sub>0n</sub> [76] хорошо описывают измеренные сечения.

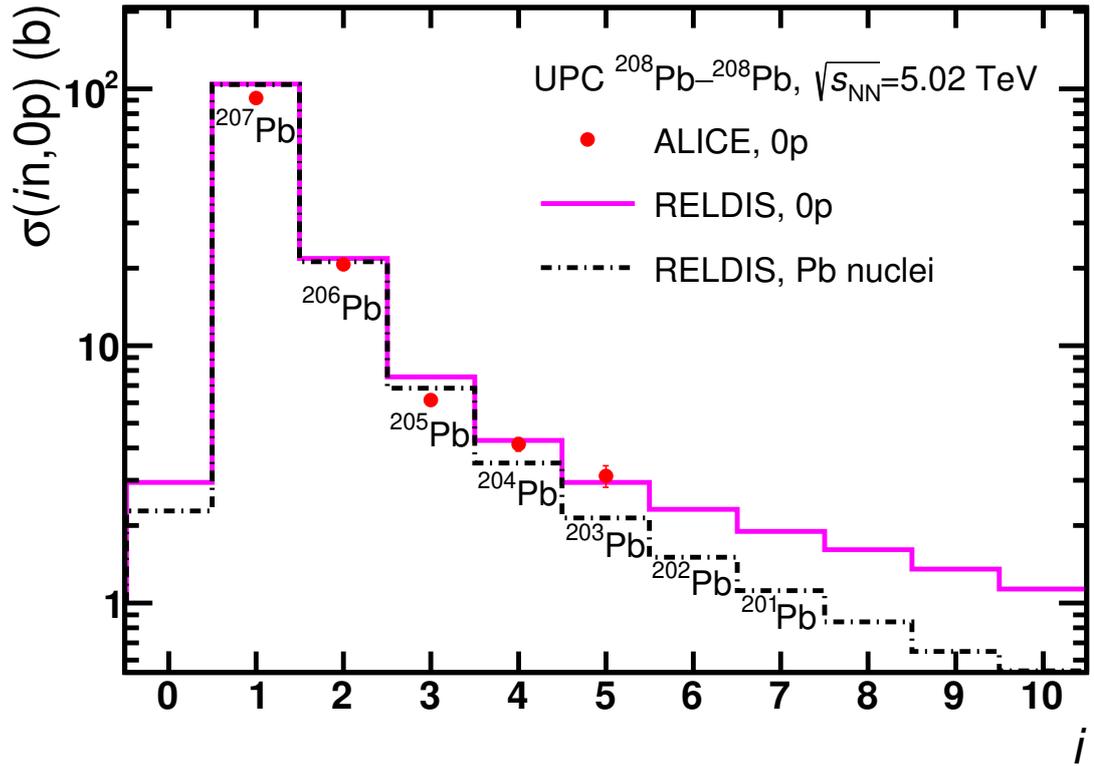


Рис. 6.8. Измеренные (точки) и вычисленные с помощью RELDIS [7] (сплошная гистограмма) сечения беспротонной эмиссии заданного числа нейтронов  $i$  в УПС ядер  $^{208}\text{Pb}$  с энергией  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ. Вычисленные сечения образования соответствующих вторичных ядер  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{205}\text{Pb}$ ,  $^{204}\text{Pb}$ ,  $^{203}\text{Pb}$ ,  $^{202}\text{Pb}$ ,  $^{201}\text{Pb}$  представлены пунктирной гистограммой и обозначены символами нуклидов. Представлены комбинированные статистические и систематические ошибки измерений. Рисунок из работы [11a].

Аналогично были измерены сечения событий ЭМД с эмиссией в точности одного, двух, трех, четырех и пяти нейтронов и без эмиссии протонов. Согласно модели RELDIS, в ЭМД после испускания нескольких нуклонов обычно образуется одно тяжелое остаточное ядро. Вероятность ядерного деления в ЭМД оценивается ниже 1%, поэтому каналы  $(1n, 0p)$ ,  $(2n, 0p)$ ,  $(3n, 0p)$ ,  $(4n, 0p)$ ,  $(5n, 0p)$  могут быть непосредственно связаны с образованием изотопов свинца  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{205}\text{Pb}$ ,  $^{204}\text{Pb}$  и  $^{203}\text{Pb}$ , соответственно. Другими словами, измеренные сечения эмиссии нейтронов в отсутствии протонов можно рассматривать как верхние пределы для соответствующих сечений образования указанных вторичных ядер – изотопов свинца.

Поскольку отношение заряда к массе изотопов  $^{206,207}\text{Pb}$  остается близким к  $^{208}\text{Pb}$ , эти часто образующиеся вторичные ядра выходят из точек взаимодействия и распространяются в магнитном поле ЛНС по траекториям, близким к траектории ядер пучка [3]. Система коллайдера настроена на их перехват, чтобы избежать риска сброса пучка или квенчинга сверхпроводящих магнитов [3, 4, 78]. Умеренные потоки изотопа  $^{206}\text{Pb}$  могут попасть в трубу коллайдера вблизи точек взаимодействия. В будущем можно будет опционально перехватывать  $^{206}\text{Pb}$ , образующиеся в столкновениях на ALICE, с помощью новых недавно установленных коллиматоров, что может открыть некоторые возможности для регистрации и измерения этих ядер. Меньшие потоки  $^{205,204,\dots}\text{Pb}$ , образующиеся в столкновениях, перехватываются коллиматорами и не представляют опасности в работе коллайдера.

Хорошее количественное понимание сечений и потоков вторичных ядер, образующихся в ядро-ядерных столкновениях на ЛНС, обеспечивает ценный вклад в оценку уменьшения светимости и потерь пучка при проектировании будущего коллайдера FCC-hh [53] (Future Circular Collider hadron-hadron). Такие исследования также повышают доверие к аналогичным расчетам взаимодействия ядер пучка с углеродом и другими материалами в системах коллиматоров ЛНС и FCC [4].

## Заключение

В диссертации представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований ультрапериферических столкновений (УПС) ядер в коллайдерных экспериментах. Результаты были получены автором в цикле работ, которые были выполнены в ИЯИ РАН с 2015 по 2022 годы. Теоретическое описание УПС основано на методе эквивалентных фотонов Вайцзеккера – Вильямса, согласно которому электромагнитные поля ядер-партнеров по столкновению представляются в виде потока виртуальных фотонов с характерным спектром. В работе были изучены процессы электромагнитной диссоциации (ЭМД) ядер и ядерной резонансной флуоресценции (ЯРФ).

Для теоретического описания ЭМД ядер была использована основанная на методе Монте-Карло модель релятивистской электромагнитной диссоциации RELDIS (англ. Relativistic ELectromagnetic DISsociation), разработанная И. А. Пшеничным с соавторами ранее в ИЯИ РАН. С помощью RELDIS были вычислены сечения образования вторичных ядер, нейтронов и протонов в результате ЭМД ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  в УПС на LHC (англ. Large Hadron Collider — Большой адронный коллайдер). Исследована возможность оценки сечений образования изотопов свинца, таллия и ртути в ЭМД посредством регистрации вылетающих вперед нейтронов и протонов. Аналогичные предсказания были сделаны и для ЭМД ядер золота  $^{197}\text{Au}$  на NICA (англ. Nuclotron based Ion Collider fAcility). Сечение ЭМД в несколько раз превышает сечение адронного взаимодействия, в связи с чем требуется тщательное изучение влияния данного процесса на работу строящегося коллайдера. На основе моделирования с помощью RELDIS был проведен сравнительный анализ столкновений ядер индия  $^{115}\text{In}$ – $^{115}\text{In}$  и ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  на коллайдерах LHC и FCC-hh (англ. Future Circular Collider, hadron-hadron). Для столкновений данных ядер исследованы выходы вторичных ядер, оценены соотношения электромагнитных и адронных событий в точках взаимодействия. Было найдено, что столкновения

ядер промежуточной массы, таких как In, характеризуются более благоприятным соотношением между адронными и электромагнитными событиями по сравнению со столкновениями ядер свинца. Поэтому использование средних ядер вместо тяжелых обеспечит увеличение эффективной светимости столкновений внутриядерных нуклонов.

В то время, как процесс ЭМД наблюдается при энергиях виртуальных фотонов выше порога эмиссии нейтрона из ядра, возбуждение низколежащих дискретных состояний ядра возможно в УПС ниже этого порога. Возбуждение ядер в результате поглощения ими эквивалентных фотонов в УПС и их последующее девозбуждение путем эмиссии фотонов можно соотнести с хорошо известной в ядерной физике низких энергий ядерной резонансной флуоресценции. Процесс ЯРФ в УПС ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  на коллайдерах LHC и FCC-hh был изучен посредством метода Вайцзеккера – Вильямса. Были вычислены полные сечения ЯРФ, а также дифференциальные распределения испущенных фотонов по углам вылета, энергиям и псевдобыстроте. Фотоны от ЯРФ могут быть зарегистрированы посредством традиционных электромагнитных калориметров, в частности, с помощью уже имеющегося оборудования эксперимента LHCf.

На сегодняшний день образование заряженных спектаторных фрагментов напрямую не изучено ни на RHIC, ни на LHC, однако эксперимент ALICE на LHC имеет уникальную возможность регистрировать нейтроны и протоны, испущенные по направлению вперед, с помощью передних адронных нейтронных и протонных калориметров ZDC (англ. Zero Degree Calorimeters). Согласно RELDIS, выходы вторичных ядер с определенной точностью возможно определить по выходам соответствующего числа нуклонов. Однако эффективность регистрации нуклонов посредством ZDC не достигает 100% — часть нуклонов может не попадать в калориметры или же в них может поглощаться не вся выделяемая энергия из-за периферического расположения ливня частиц. Вычисление эффективности ZDC для каждой конкретной установки необходимо выполнять посредством полного Монте-Карло моделирования, однако с помощью

разработанной комбинаторной вероятностной модели можно изучить влияние ограниченного аксептанса и величины энергетического разрешения калориметра на спектры энерговыделения в нем, а также получить простые формулы для связи количества испущенных и зарегистрированных нуклонов от ЭМД. Метод был применен к: (1) калориметру FHCAL эксперимента MPD (NICA, Дубна) для столкновений ядер золота  $^{197}\text{Au}$  при  $\sqrt{s_{NN}}$  от 4 до 11 ТэВ; (2) передним нейтронным и протонным калориметрам ZDC эксперимента ALICE для столкновений ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  и 5.02 ТэВ.

Для установки ALICE на основе Монте-Карло моделирования ЭМД в УПС ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ посредством RELDIS в пакете объектно-ориентированных программ и библиотек AliPhysics были вычислены поправочные коэффициенты на эффективность регистрации в ZDC нейтронов и протонов определённой множественности. Эти коэффициенты были получены двумя различными методами, названными H- и S-методами. H-метод заключается в подсчете нуклонов, которые попадают на переднюю поверхность соответствующих ZDC, а смоделированные энергетические спектры в ZDC фитируются суммой гауссианов в S-методе. Результаты Монте-Карло моделирования хорошо согласуются с предсказаниями комбинаторной вероятностной модели. Средние значения поправочных коэффициентов между коэффициентами, полученными с помощью H-метода и S-метода, используются для анализа данных по ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$ .

В работе была изучена эмиссия нейтронов от ЭМД ядер свинца при самой высокой энергии  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений доступной на данный момент в ускорительных экспериментах. Было показано, что доли 1n, 2n и 3n событий схожи с теми, которые были измерены ранее при  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  ТэВ. Измеренные сечения эмиссии 1–5 нейтронов с произвольным числом протонов и без протонов в ЭМД ядер свинца хорошо описываются моделями RELDIS и nOOn. Аналогично были измерены сечения ЭМД с эмиссией в точности одного, двух, трех, четырех и пяти нейтронов и в отсутствии эмиссии протонов. Согласно

RELDIS, измеренные сечения ЭМД с эмиссией  $1n$ ,  $2n$ ,  $3n$ ,  $4n$  и  $5n$  без протонов можно рассматривать как верхние пределы для соответствующих сечений образования изотопов свинца  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{205}\text{Pb}$ ,  $^{204}\text{Pb}$  и  $^{203}\text{Pb}$ , соответственно. При этом, опираясь на согласие вычисленных с помощью RELDIS и измеренных в эксперименте ALICE на LHC сечений образования вторичных ядер в результате ЭМД, можно достоверно оценить влияние такого процесса в ходе проектирования будущего коллайдера FCC-hh.

Настоящая работа выполнена в Лаборатории релятивистской ядерной физики Института ядерных исследований Российской академии наук. Автор диссертации глубоко признателен своему научному руководителю Игорю Анатольевичу Пшеничному за постановку задачи, методические рекомендации и неоценимое внимание и поддержку, которые сопровождали автора на протяжении выполнения настоящей диссертационной работы. Автор благодарна и.о. заведующего Лабораторией ИЯИ РАН Т. Л. Каравичевой и другим сотрудникам лаборатории за полезные замечания и помощь в работе. Автор выражает многочисленные благодарности коллегам по эксперименту ALICE: К. Оппедисано, П. Кортеше, Е. Крышено, К. Риста, М. Веберу, И. Г. Контрерасу и С. Кляйну за многочисленные консультации и обсуждения выполняемых работ, интересные и вдохновляющие дискуссии.

## Список публикаций

- 1a. **Dmitrieva U.**, Pshenichnov I. On the performance of Zero Degree Calorimeters in detecting multinucleon events // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*. 2018. V. 906. P. 114–119.
- 2a. **Dmitrieva U.**, Pshenichnov I. On the Detection of Multinucleon Events in Nucleus–Nucleus Collisions with Forward Calorimeters (ZDC) // *Bull. Lebedev Phys. Inst.*. 2019. V. 46.
- 3a. **Дмитриева У. А.** Электромагнитная диссоциация  $^{197}\text{Au}$  на ускорителе NICA // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2019. V. 1940301. P. 1–6.
- 4a. Pshenichnov I., **Dmitrieva U.** Electromagnetic interactions of ultrarelativistic nuclei: A challenge for present and future heavy-ion colliders // *Acta Phys. Pol. B Proc. Suppl.*. 2019. V. 12.
- 5a. Pshenichnov I. A., **Dmitrieva U. A.**, Svetlichnyi A. O. Secondary Nuclei from Peripheral and Ultraperipheral Collisions of Relativistic Heavy Ions // *Bull. of the RAS: Physics*. 2020.V. 84. P. 1007–1011.
- 6a. **Dmitrieva U.**, Pshenichnov I. Nuclear resonance fluorescence of  $^{208}\text{Pb}$  in heavy-ion colliders // *Eur. Phys. J. A*. 2021. V. 57.
- 7a. **Dmitrieva U.**, Pshenichnov I. Calculations of efficiency of ALICE Zero Degree Calorimeters. 2021. <https://alice-notes.web.cern.ch/node/1062>.
- 8a. **Дмитриева У. А.**, Пшеничнов, И. А. Ядерная резонансная флуоресценция в столкновениях ядер свинца на БАКе // *Труды 59-й научной конференции МФТИ. Проблемы современной физики*. 2016. P. 122–124.
- 9a. **Дмитриева У. А.**, Пшеничнов И. А. Моделирование образования вторичных ядер в результате электромагнитных взаимодействий ядер свинца на БАК // *Труды 60-й Всероссийской научной конференции МФТИ. ФФПФ*. 2017. P. 309–311.
- 10a. **Дмитриева У. А.**, Пшеничнов И. А. Моделирование трансмутации ядер свинца в ультрапериферических столкновениях на ЛНС // *Труды 64-ой Все-*

российской научной конференции МФТИ. Фундаментальная и прикладная физика. 2021. P. 60–61.

- 11a. **Dmitrieva U.**, Pshenichnov I., Oppedisano C., Cortese P. Neutron emission in ultraperipheral Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  TeV. 2022. <https://alice-publications.web.cern.ch/node/7375>.

## Цитированная литература

1. The Large Hadron Collider. URL: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.
2. Bertulani C. A., Baur G. Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions // *Phys. Rep.* 1988. Vol. 163, no. 5-6. P. 299–408. URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0370157388901421>.
3. Bruce R., Bocian D., Gilardoni S., Jowett J. M. Beam losses from ultraperipheral nuclear collisions between  $^{208}\text{Pb}^{82+}$  ions in the Large Hadron Collider and their alleviation // *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams.* 2009. Vol. 12. P. 071002. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.12.071002>.
4. Hermes P. D., Bruce R., Jowett J. M. et al. Measured and simulated heavy-ion beam loss patterns at the CERN Large Hadron Collider // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A.* 2016. Vol. 819. P. 73. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2016.02.050>.
5. Pshenichnov I. A., Bondorf J. P., Mishustin I. N. et al. Mutual heavy ion dissociation in peripheral collisions at ultrarelativistic energies // *Phys. Rev. C.* 2001. Vol. 64. P. 24903. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.64.024903>.
6. Abelev B., Adam J., Adamová D. et al. Measurement of the Cross Section for Electromagnetic Dissociation with Neutron Emission in Pb-Pb Collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  TeV // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 109, no. 25. P. 252302. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.252302>.
7. Pshenichnov I. A. Electromagnetic excitation and fragmentation of ultrarelativistic nuclei // *Phys. Part. Nucl.* 2011. Vol. 42. P. 215. URL: <https://doi.org/10.1134/S1063779611020067>.
8. Botvina A. S., Mishustin I. N., Begemann-B. M. et al. Multifragmentation of spectators in relativistic heavy-ion reactions // *Nucl. Phys. A.* 1995. Vol. 584. P. 737. URL: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(94\)00621-S](https://doi.org/10.1016/0375-9474(94)00621-S).
9. Schüttauf A., Kunze W. D., Wörner A. et al. Universality of spectator fragmen-

- tation at relativistic bombarding energies // *Nucl. Phys. A.* 1996. Vol. 607. P. 457. URL: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(96\)00239-4](https://doi.org/10.1016/0375-9474(96)00239-4).
10. Appelshäuser H. et al. Spectator Nucleons in Pb+Pb Collisions at 158A GeV // *Eur. Phys. J. A.* 1998. Vol. 2. P. 383. URL: <https://doi.org/10.1007/s100500050135>.
11. Deines-Jones P., Cherry M. L., Dabrowska A. et al. Charged particle production in the Pb+Pb system at 158 GeV/c per nucleon // *Phys. Rev. C.* 2000. Vol. 62. P. 014903. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.62.014903>.
12. Cecchini S., Giacomelli G., Giorgini M. et al. Fragmentation cross sections of 158A GeV Pb ions in various targets measured with CR39 nuclear track detectors // *Nucl. Phys. A.* 2002. Vol. 707. P. 513. URL: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(02\)00962-4](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(02)00962-4).
13. Uggerhøj U., Pshenichnov I. A., Scheidenberger C. et al. Charge-changing interactions of ultrarelativistic In nuclei // *Phys. Rev. C.* 2005. Vol. 72. P. 057901. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.057901>.
14. Tarafdar S., Citron Z., Milov A. A centrality detector concept // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A.* 2014. Vol. 768. P. 170. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2014.09.060>.
15. Grinstein S. The ATLAS Forward Proton Detector (AFP) // *Nuclear and Particle Physics Proceedings.* 2016. Vol. 273-275. P. 1180–1184. 37th International Conference on High Energy Physics (ICHEP). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2405601415006744>.
16. Baltz A. J., Baur G., D’Enterria D. et al. The physics of ultraperipheral collisions at the LHC // *Phys. Rep.* 2008. Vol. 458. P. 1. URL: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.12.001>.
17. Aumann T., Bortignon P. F., Emling H. Multiphonon Giant Resonances in Nuclei // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1998. Vol. 48, no. 1. P. 351–399. URL: <http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev.nucl.48.1.351>.
18. Bertulani C. A., Ponomarev V. Y. Microscopic studies on two-phonon giant

- resonances // *Phys. Rep.* 1999. Vol. 321, no. 4-5. P. 139–251.
19. Klimkiewicz A., Paar N., Adrich P. et al. Nuclear symmetry energy and neutron skins derived from pygmy dipole resonances // *Phys. Rev. C.* 2007. Vol. 76, no. 5. P. 51603. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.76.051603>.
  20. Bracco A. The Gamma Decay of the Pygmy Resonance and the Neutron Skin of Nuclei // *J. Phys. Conf. Ser.* 2011. Vol. 312, no. 9. P. 92005. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/312/9/092005>.
  21. Savran D., Aumann T., Zilges A. Experimental studies of the Pygmy Dipole Resonance // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2013. Vol. 70. P. 210–245. URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0146641013000057>.
  22. Tonchev A., Bhatia C., Kelley J. et al. Nuclear Structure Studies with Gamma-Ray Beams // *EPJ Web Conf.* 2015. Vol. 93. P. 1030. URL: <http://www.epj-conferences.org/10.1051/epjconf/20159301030>.
  23. Brady N. S., Aumann T., Bertulani C. A., Thomas J. O. Dynamical coupling of pygmy and giant resonances in relativistic Coulomb excitation // *Phys. Lett. B.* 2016. Vol. 757. P. 553–557. URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370269316301113>.
  24. Mohr P., Enders J., Hartmann T. et al. Real photon scattering up to 10 MeV: The improved facility at the Darmstadt electron accelerator S-DALINAC // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A.* 1999. Vol. 423, no. 2-3. P. 480–488.
  25. Shizuma T., Hayakawa T., Ohgaki H. et al. Nuclear resonance fluorescence measurements by quasi-monochromatic linearly polarized photon beams // *J. Phys. Conf. Ser.* 2011. Vol. 312, no. 9. P. 92056. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/312/9/092056>.
  26. Savran D. Recent results on the Pygmy Dipole Resonance // *J. Phys. Conf. Ser.* 2015. Vol. 590. P. 12011. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/590/1/012011>.
  27. Hayakawa T., Kikuzawa N., Hajima R. et al. Nondestructive assay of plutonium

- and minor actinide in spent fuel using nuclear resonance fluorescence with laser Compton scattering  $\gamma\gamma$ -rays // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*. 2010. Vol. 621, no. 1-3. P. 695–700. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.096>.
28. Enders J., von Brentano P., Eberth J. et al. Nuclear resonance fluorescence experiments on Pb-204,Pb-206,Pb-207,Pb-208 up to 6.75 MeV // *Nucl. Phys. A*. 2003. Vol. 724, no. 3-4. P. 243–273.
29. Korotkikh V.L., Chikin K.A.  $\gamma$ -radiation of excited nuclear discrete levels in peripheral heavy ion collisions // *Eur. Phys. J. A*. 2002. jun. Vol. 14, no. 2. P. 199–206. URL: <http://link.springer.com/10.1140/epja/i2001-10121-4>.
30. Kharlov Yu. V., Korotkikh V. L. Nuclear  $\gamma$ -radiation as a signature of ultra-peripheral ion collisions at the LHC // *Eur. Phys. J. A*. 2004. Vol. 21, no. 3. P. 437–443. URL: <http://www.springerlink.com/index/10.1140/epja/i2004-10008-x>.
31. Tiberio A., Adriani O., Berti E. et al. Recent results from the LHCf experiment // *EPJ Web Conf.* 2015. Vol. 96. P. 1031. URL: <http://www.epj-conferences.org/10.1051/epjconf/20159601031>.
32. Menjo H., Adriani O., Bongi M. et al. Forward photon energy spectrum at LHC 7TeV p–p collisions measured by LHCf // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*. 2012. Vol. 692. P. 224–227. URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900211023059>.
33. Adriani O., Bonechi L., Bongi M. et al. Measurement of zero degree single photon energy spectra for 7 TeV proton–proton collisions at LHC // *Phys. Lett. B*. 2011. Vol. 703, no. 2. P. 128–134. URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370269311008963>.
34. Adriani O., Bonechi L., Bongi M. et al. Measurement of zero degree inclusive photon energy spectra for  $\sqrt{s_{NN}} = 900$  GeV proton-proton collisions at the LHC // *Phys. Lett. B*. 2012. Vol. 715, no. 4-5. P. 298–303.

35. Norbeck E., Onel Ya. Photons from spectators // *J. Phys. Conf. Ser.* 2012. Vol. 389. P. 12041. URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/389/i=1/a=012041?key=crossref.0bd2a0eb89fbc1ddf656a4849f6e7433>.
36. Bogomyagkov A. V. et al. Projects for ultra-high-energy circular colliders at CERN // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2016. dec. Vol. 13, no. 7. P. 870–875. URL: <http://link.springer.com/10.1134/S154747711607013X>.
37. Benedikt M., Zimmermann F. Towards future circular colliders // *J. Korean Phys. Soc.* 2016. sep. Vol. 69, no. 6. P. 893–902. URL: <http://link.springer.com/10.3938/jkps.69.893>.
38. Dainese A. et al. Heavy ions at the Future Circular Collider CERN-TH-2016-107 // 2016. P. 1–58. [1605.01389](https://arxiv.org/abs/1605.01389).
39. Iljinov A. S., Pshenichnov I. A., Bianchi N. et al. Extension of the intranuclear cascade model for photonuclear reactions at energies up to 10 GeV // *Nuclear Physics A*. 1997. apr. Vol. 616, no. 3-4. P. 575–605. URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0375947496004782>.
40. Bondorf J. P., Botvina A. S., Iljinov A. S. et al. Statistical multifragmentation of nuclei // *Phys. Rep.* 1995. Vol. 257. P. 133. URL: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(94\)00097-M](https://doi.org/10.1016/0370-1573(94)00097-M).
41. Scheidenberger C., Pshenichnov I. A., Sümmerer K. et al. Charge-changing interactions of ultrarelativistic Pb nuclei // *Phys. Rev. C*. 2004. Vol. 70. P. 014902. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.70.014902>.
42. Chiu M., Denisov A., Garcia E. et al. Measurement of Mutual Coulomb Dissociation in  $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{GeV}$  Au+Au Collisions // *Phys. Rev. Lett.* 2002. Jun. Vol. 89. P. 012302. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.012302>.
43. Pshenichnov I. A., Berman B. L., Briscoe W. J. et al. Intranuclear-Cascade model calculation of photofission probabilities for actinide nuclei // *Eur. Phys. J. A*. 2005. Vol. 24. P. 69. URL: <https://doi.org/10.1140/epja/i2004-10130-9>.

44. Abreu M. C. et al. Observation of fission in Pb–Pb interactions at 158A GeV // Phys. Rev. C. 1999. Vol. 59. P. 876. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.59.876>.
45. Alessandro B. et al. Fission cross sections of lead projectiles in Pb–nucleus interactions at 40 and 158 GeV/c per nucleon // Phys. Rev. C. 2004. Vol. 69. P. 034904. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.69.034904>.
46. Finogeev D., Golubeva M., Guber F. et al. The Construction and Parameters of Forward Hadron Calorimeter (FHCAL) at MPD/NICA // KnE Energy. 2018. apr. Vol. 3, no. 1. P. 149. URL: <https://knepublishing.com/index.php/KnE-Energy/article/view/1737>.
47. Toivanen V. et al. Recent Developments with the GTS-LHC ECR Ion Source at CERN // 22nd Int. Work. ECR Ion Sources, Busan, South Korea, 28 Aug - 1 Sep 2016. 2017. P. WEAO01. 5 p. URL: <http://cds.cern.ch/record/2315133>.
48. Gatignon L. Physics at the SPS // Rev. Sci. Instrum. 2018. Vol. 89, no. 5. P. 052501. URL: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5016162>.
49. Bosser J. et al. The production of dense lead-ion beams for the CERN LHC // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 2000. feb. Vol. 441, no. 1-2. P. 116–122. URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900299011201>.
50. Mackowiak-Pawłowska M. NA61/SHINE results on fluctuations and correlations in p + p and Be + Be interactions at CERN SPS energies // Nucl. Phys. A. 2016. dec. Vol. 956. P. 344–347. URL: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0375947416300227>.
51. Bruno G. E. CERN achievements in relativistic heavy ion collisions // EPJ Web Conf. 2015. may. Vol. 95. P. 06001. URL: <http://www.epj-conferences.org/10.1051/epjconf/20159506001>.
52. Jowett J. M. The LHC as a nucleus-nucleus collider // J. Phys. G Nucl. Part. Phys. 2008. Vol. 35, no. 10. P. 104028. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0954-3899/35/10/104028>.

53. Schaumann M. Potential performance for Pb-Pb, p-Pb, and p-p collisions in a future circular collider // *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams*. 2015. Vol. 18. P. 091002. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.18.091002>.
54. Meier H. et al. Bound-free electron-positron pair production in relativistic heavy-ion collisions // *Phys. Rev. A*. 2001. feb. Vol. 63, no. 3. P. 032713. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.63.032713>.
55. Loizides C. et al. Improved Monte Carlo Glauber predictions at present and future nuclear colliders // *Phys. Rev. C*. 2018. may. Vol. 97, no. 5. P. 054910. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.97.054910>.
56. Cerutti F., Empl A., Fedynitch A. et al. Nuclear model developments in FLUKA for present and future applications // *EPJ Web Conf*. 2017. Vol. 146. P. 12005. URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201714612005>.
57. Bertulani C. A., Klein S. R., Nystrand J. Physics of Ultra-Peripheral Nuclear Collisions // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2005. Vol. 55, no. 1. P. 271–310. URL: <http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev.nucl.55.090704.151526>.
58. Yavas O., Corsini R., Braun H. et al. CLIC–LHC-based FEL–nucleus collider: Feasibility and physics search potential // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*. 2005. Vol. 552, no. 3. P. 440–448. URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900205013872>.
59. Oppedisano C., Arnaldi R., Chiavassa E. et al. Physics performance of the ALICE Zero Degree Calorimeter // *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* 2009. dec. Vol. 197, no. 1. P. 206–210. URL: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0920563209007890>.
60. Cortese P. Performance of the ALICE Zero Degree Calorimeters and upgrade strategy // *J. Phys. Conf. Ser.* 2019. Vol. 1162. P. 012006. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1162/1/012006>.
61. Tello A. V. AD, the ALICE diffractive detector // *AIP Conf. Proc.* 2017. Vol. 1819, no. 1. P. 040020. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.>

1063/1.4977150.

62. Krause M. CERN: How We Found the Higgs Boson. Singapor : World Scientific Publishing Co, 2014.
63. Abelev B., Abramyan A., Adam J. et al. Performance of the ALICE experiment at the CERN LHC // *Int. J. Mod. Phys. A*. 2014. Vol. 29, no. 24. P. 1430044. URL: <https://doi.org/10.1142/S0217751X14300440>.
64. Karpechev E. V., Pshenichnov I. A., Karavicheva T. L. et al. Emission of forward neutrons by 158A GeV indium nuclei in collisions with Al, Cu, Sn and Pb // *Nucl. Phys. A*. 2014. Vol. 921. P. 60. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.11.003>.
65. Puddu G., Arnaldi R., Chiavassa E. et al. The zero degree calorimeters for the ALICE experiment // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*. 2007. Vol. 581. P. 397. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.08.013>.
66. Golubeva M. B., Guber F. F., Ivashkin A. P. et al. Nuclear-nuclear collision centrality determination by the spectators calorimeter for the MPD setup at the NICA facility // *Phys. At. Nucl*. 2013. Vol. 76, no. 1. P. 1–15.
67. Arnaldi R., Chiavassa E., Cicalò C. et al. The Neutron Zero Degree Calorimeter for the ALICE experiment // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A*. 2006. Vol. 564. P. 235. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.03.044>.
68. Awes T. C., Baktash C., Cumby R. P. et al. The mid-rapidity calorimeter for the relativistic heavy-ion experiment WA80 at CERN // *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 1989. jul. Vol. 279, no. 3. P. 479–502.
69. Golubeva M. B., Guber F. F., Karavicheva T. L. et al. Neutron emission in electromagnetic dissociation of ultrarelativistic Pb ions // *Phys. Rev. C*. 2005. Vol. 71. P. 024905. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.71.024905>.
70. Gemme R. Study of the ALICE ZDC detector performance : Ph.D. thesis / R. Gemme ; Turin University. 2006. P. 1–150. URL: <http://cds.cern.ch/record/1322418>.

71. Golubeva M., Guber F., Ivashkin A. et al. Forward Hadron Calorimeter (FHCAL). Technical Design Report for the MPD Experiment // 2017. URL: [http://mpd.jinr.ru/wp-content/uploads/2017/08/MPD\\_TDR\\_FHCAL\\_v9\\_1.pdf](http://mpd.jinr.ru/wp-content/uploads/2017/08/MPD_TDR_FHCAL_v9_1.pdf).
72. Gemme R., Arnaldi R., Chiavassa E. et al. Commissioning and calibration of the Zero Degree Calorimeters for the ALICE experiment // Nucl. Phys. B - Proc. Suppl. 2009. Vol. 197. P. 211. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2009.10.069>.
73. Oppedisano C. The ALICE Zero Degree Calorimeter in pp physics // Nucl. Phys. B - Proc. Suppl. 2011. Vol. 215, no. 1. P. 173–175. URL: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2011.03.168>.
74. Kryshen E. Luminosity determination for ultra-peripheral triggers in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  TeV. 2017. URL: <https://alice-notes.web.cern.ch/node/595>.
75. Acharya S., Adamová D., Adler A. et al. ALICE luminosity determination for Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  TeV. 2022. URL: <https://arxiv.org/abs/2204.10148>
76. Broz M., Contreras J. G., Tapia Takaki J. D. A generator of forward neutrons for ultra-peripheral collisions:  $n_0^n$  // Comput. Phys. Commun. 2020. P. 107181. URL: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2020.107181>.
77. Muccifora V., Bianchi N., Deppman A. et al. Photoabsorption on nuclei in the energy range 0.5–2.6 GeV // Phys. Rev. C. 1999. Vol. 60. P. 064616. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.60.064616>.
78. Schaumann M., Jowett J. M., Bahamonde C. C. et al. Bound-free pair production from nuclear collisions and the steady-state quench limit of the main dipole magnets of the CERN Large Hadron Collider // Phys. Rev. Accel. Beams. 2020. Vol. 23. P. 121003. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.23.121003>.

## Приложения

### Приложение 1. Вычисление систематических погрешностей

#### П.1.1. Систематические ошибки сечений, измеренных независимо на каждой стороне

Следуя обозначениям, введенным в Главе 6, сечения, измеренные отдельно на каждой стороне (С или А), определяются как в уравнениях (6.4) и (6.5):

$$\sigma(in) = \sigma_{\text{ZED}} \frac{N_i}{N_{\text{tot}}} = \sigma_{\text{ZED}} \frac{n_i}{N_{\text{tot}}} \frac{f_{in}}{\varepsilon_i} = \sigma_{\text{ZED}} \frac{n_i}{N_{\text{tot}}} F_{in} ,$$

и

$$\sigma(in, 0p) = \sigma_{\text{ZED}} \frac{N_i}{N_{\text{tot}}} = \sigma_{\text{ZED}} \frac{n_i}{N_{\text{tot}}} \frac{f_{in} f_{0p}}{\varepsilon_i} = \sigma_{\text{ZED}} \frac{n_i}{N_{\text{tot}}} F_{in,0p} .$$

Из-за очень большого числа  $N_{\text{tot}} = 2.050 \cdot 10^6$  событий ZED-триггера, статистической ошибкой  $N_{\text{tot}}$  можно пренебречь. Поэтому относительная систематическая ошибка для сечений, измеренных индивидуально на каждой стороне (С или А), складывается из систематических ошибок определения сечения vdM скана, процедур фитирования и поправок на эффективность:

$$\frac{\delta\sigma(in)}{\sigma(in)} = \sqrt{\left(\frac{\delta\sigma_{\text{ZED}}}{\sigma_{\text{ZED}}}\right)^2 + \left(\frac{\delta n_i}{n_i}\right)^2 + \left(\frac{\delta F_{in}}{F_{in}}\right)^2} , \quad (\text{П.1})$$

$$\frac{\delta\sigma(in, 0p)}{\sigma(in)} = \sqrt{\left(\frac{\delta\sigma_{\text{ZED}}}{\sigma_{\text{ZED}}}\right)^2 + \left(\frac{\delta n_i}{n_i}\right)^2 + \left(\frac{\delta F_{in,0p}}{F_{in,0p}}\right)^2} . \quad (\text{П.2})$$

Здесь комбинированная ошибка для всех поправок на эффективность вычисляется из соответствующих ошибок поправочных коэффициентов:

$$\left(\frac{\delta F_{in}}{F_{in}}\right)^2 = \left(\frac{\delta f_{in}}{f_{in}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \varepsilon_i}{\varepsilon_i}\right)^2 , \quad (\text{П.3})$$

$$\left(\frac{\delta F_{in,0p}}{F_{in,0p}}\right)^2 = \left(\frac{\delta f_{in}}{f_{in}}\right)^2 + \left(\frac{\delta f_{0p}}{f_{0p}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \varepsilon_i}{\varepsilon_i}\right)^2. \quad (\text{П.4})$$

### П.1.2. Систематические ошибки средних сечений

Финальные значения сечений вычисляются как среднее между измерениями, полученными на сторонах С и А:

$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma^C + \sigma^A}{2} = \sigma_{\text{ZED}} \frac{n^C F^C + n^A F^A}{2N_{\text{tot}}}. \quad (\text{П.5})$$

Вычисление абсолютной ошибки  $\bar{\sigma}$  как половины квадратичной суммы абсолютных ошибок  $\sigma^C$  и  $\sigma^A$  не совсем корректно, потому что  $\sigma_{\text{ZED}}$  входит в оба выражения,  $\sigma^C$  и  $\sigma^A$ , и таким образом приводит к корреляции между ними. Поэтому относительная систематическая ошибка  $\bar{\sigma}$  вычисляется непосредственно из правой части формулы (П.5):

$$\frac{\delta \bar{\sigma}}{\bar{\sigma}} = \sqrt{\left(\frac{\delta \sigma_{\text{ZED}}}{\sigma_{\text{ZED}}}\right)^2 + \left(\frac{\delta(n^C F^C + n^A F^A)}{n^C F^C + n^A F^A}\right)^2} \quad (\text{П.6})$$

Последнее вычисляется как:

$$\frac{\left(\frac{\delta(n^C F^C + n^A F^A)}{n^C F^C + n^A F^A}\right)^2}{(n^C F^C + n^A F^A)^2} = \frac{(n^C F^C)^2 \left[\left(\frac{\delta n^C}{n^C}\right)^2 + \left(\frac{\delta F^C}{F^C}\right)^2\right] + (n^A F^A)^2 \left[\left(\frac{\delta n^A}{n^A}\right)^2 + \left(\frac{\delta F^A}{F^A}\right)^2\right]}{(n^C F^C + n^A F^A)^2} \quad (\text{П.7})$$

и может быть сведено к:

$$\frac{\left(\frac{\delta(n^C F^C + n^A F^A)}{n^C F^C + n^A F^A}\right)^2}{4\bar{\sigma}^2} = \frac{(\sigma^C)^2 \left[\left(\frac{\delta n^C}{n^C}\right)^2 + \left(\frac{\delta F^C}{F^C}\right)^2\right] + (\sigma^A)^2 \left[\left(\frac{\delta n^A}{n^A}\right)^2 + \left(\frac{\delta F^A}{F^A}\right)^2\right]}{4\bar{\sigma}^2}. \quad (\text{П.8})$$

Получаем выражение для относительной ошибки  $\bar{\sigma}$ :

$$\frac{\delta\bar{\sigma}}{\bar{\sigma}} = \sqrt{\left(\frac{\delta\sigma_{\text{ZED}}}{\sigma_{\text{ZED}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma^C}{2\bar{\sigma}}\right)^2 \left[\left(\frac{\delta n^C}{n^C}\right)^2 + \left(\frac{\delta F^C}{F^C}\right)^2\right] + \left(\frac{\sigma^A}{2\bar{\sigma}}\right)^2 \left[\left(\frac{\delta n^A}{n^A}\right)^2 + \left(\frac{\delta F^A}{F^A}\right)^2\right]} . \quad (\text{П.9})$$

Другое преимущество формулы (П.9) заключается в учете взвешенного вклада ошибок измерений на сторонах С и А. Вклады в конечную относительную ошибку от ошибок процедур фитирования, поправочных коэффициентов и vdM-скана могут быть перегруппированы для согласия с Таблицей 6.3:

$$\frac{\delta\bar{\sigma}}{\bar{\sigma}} = \sqrt{\left[\left(\frac{\sigma^C}{2\bar{\sigma}}\right)^2 \left(\frac{\delta n^C}{n^C}\right)^2 + \left(\frac{\sigma^A}{2\bar{\sigma}}\right)^2 \left(\frac{\delta n^A}{n^A}\right)^2\right] + \left[\left(\frac{\sigma^C}{2\bar{\sigma}}\right)^2 \left(\frac{\delta F^C}{F^C}\right)^2 + \left(\frac{\sigma^A}{2\bar{\sigma}}\right)^2 \left(\frac{\delta F^A}{F^A}\right)^2\right] + \left(\frac{\delta\sigma_{\text{ZED}}}{\sigma_{\text{ZED}}}\right)^2} \quad (\text{П.10})$$