

Министерство образования и науки Российской Федерации
Московский физико-технический институт (национальный
исследовательский университет)

Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра физики высоких энергий
Лаборатория Фундаментальных Взаимодействий

Выпускная квалификационная работа бакалавра

Исследование образования состояний чармония
($1P$) в pp столкновениях в эксперименте ALICE

Автор:

Студент 928п группы
Варламов Антоний Михайлович

Научный руководитель:

д.ф.-м.н.
Харлов Юрий Витальевич



Долгопрудный 2023

Аннотация

Исследование образования состояний чармония ($1P$) в pp столкновениях в эксперименте ALICE

Варламов Антоний Михайлович

Кварконии – мезоны, состоящие из пары тяжелых кварка и антикварка ($c\bar{c}, b\bar{b}$), являются одним из зондов, с помощью которых можно экспериментально исследовать свойства горячей кварк-глюонной среды, образующейся в столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ионов, в состоянии деконфайнмента. Значительные продвижения в описании горячей кварк-глюонной материи можно будет получить посредством систематических исследований процессов образования кваркониев в эксперименте ALICE на Большом Адронном Коллайдере. Эксперимент ALICE позволит исследовать образование кваркониев в S- и P-состояниях при высокой статистике в широком кинематическом диапазоне. В данной работе обсуждаются теоретические аспекты, описывающие процессы рождения кваркониев, экспериментальные методы статистической обработки данных, моделирование процессов образования кваркониев, а также делаются выводы относительно возможности систематических статистически значимых измерений различных состояний чармония в эксперименте ALICE.

Оглавление

1	Введение	5
2	Теоретические представления о кваркониях в кварк-глюонной материи	7
2.1	Описание кваркониев с точки зрения потенциальных моделей	8
2.1.1	Явление конфайнмента и спектроскопия кваркониев	8
2.1.2	Мезоны с тяжелым кварком. Порог открытого чарма	9
2.2	Эволюция состояний кваркония в кварк-глюонной материи	9
2.2.1	Диссоциация чармония на жестких глюонах в адронах и кварк-глюонной материи	10
2.2.2	Приближение "тяжелого" кварка	12
2.3	Термодинамическое описание эволюции кваркониев	12
2.3.1	"Разрушение" связи между кварками в кварконии при нулевой температуре. Разрыв струны как проявление конфайнмента . . .	13
2.3.2	"Разрушение" связи между кварками в кварконии при ненулевой температуре. Явление рекомбинации и вклад легких мезонов	13
2.3.3	Зависимости параметров эволюции различных состояний кваркониев	15
2.4	Образование кваркониев в адронных столкновениях	15
2.4.1	Образование кваркониев в протон-протонных столкновениях . .	16
2.4.2	Образование кваркониев в протон-ионных столкновениях	16
2.4.3	Образование кваркониев в ион-ионных столкновениях	17
3	Обзор существующих решений	19
3.1	Обзор существующих измерений спектров образования чармония в pp и AA столкновениях	19
3.1.1	Измерение подавления J/ψ в Pb-Pb столкновениях на SPS	19
3.1.2	Измерение образования чармония в Au-Au столкновениях на RHIC	20
3.1.3	Измерение образования чармония в pp и Pb-Pb столкновениях на LHC	21
3.2	Выводы и уроки из измерений образования чармония на предыдущих ускорителях	22
4	Экспериментальная установка ALICE3	23
5	Моделирование регистрации состояний чармония в эксперименте ALICE3	27
5.1	Генератор события Pythia8 и модель отклика детекторов	27
5.1.1	Конфигурация генератора Pythia8	27

5.1.2	Данные, получаемые от генератора событий Pythia8	27
5.1.3	Процедура построения физического поведения детекторов	28
5.2	Уточнение отклика калориметра в Geant4	28
5.2.1	Конфигурация генератора Geant4	29
5.2.2	Процедура построения физического поведения калориметра	29
5.2.3	Анализ энергетического разрешения калориметра для регистрации фотонов	30
5.3	Построение модели энерговыделения заряженных адронов в электромагнитном калориметре	30
5.3.1	Рассмотрение особенностей спектра энерговыделения заряженных адронов в электромагнитном калориметре	30
5.3.2	Анализ пика энерговыделения для M.I.P.	31
5.3.3	Вклад сильных взаимодействий в спектр энерговыделения заряженных адронов	32
5.3.4	Зависимость распределения энерговыделения эффективной теории от энергий адронов	33
5.4	Реконструкция чармония, методы оценки и подавления фона	34
5.4.1	Отбор конечных состояний для истинных сигнальных событий	35
5.4.2	Анализ истинных сигнальных событий	35
5.4.3	Отбор конечных состояний для реконструкции сигнальных событий	37
5.4.4	Анализ реконструированных сигнальных событий	40
6	Заключение	43

Глава 1

Введение

Согласно современным представлениям о сильновзаимодействующей материи, кварки и глюоны при высокой температуре, составляющие статистический ансамбль этой материи, находятся в состоянии деконфайнмента, т.е. не связаны между собой в адроны. Для экспериментального изучения такой кварк-глюонной материи используют столкновения тяжелых ионов при сверхвысоких энергиях. Термодинамические свойства КХД-материи исследуются по нескольким направлениям — измерение электромагнитных сигналов (фотонов и лептонных пар), жестких КХД процессов с регистрацией струй или адронов с большими поперечными импульсами, измерение образования тяжелых кварков и кваркониев – связанных состояний пар тяжелых кварков и антикварков.

Одним из первых проявлений материи, состоящей из свободных кварков и глюонов, было обнаружение экспериментом NA50 подавления выхода J/ψ в столкновениях ионов свинца на ускорителе SPS при энергии $\sqrt{s} = 17$ ГэВ ([1]). Первоначально эффект подавления образования J/ψ был приписан к цветовому экранированию тяжелых c кварков в кварк-глюонной среде, что препятствует образованию связанных состояний $c\bar{c}$, в том числе и уменьшает вероятность образования J/ψ . Однако дальнейшие измерения фактора подавления выхода J/ψ в экспериментах на коллайдерах тяжелых ионов RHIC [2] и LHC [3] показали, что за модификацию спектров образования J/ψ отвечает несколько конкурирующих механизмов [4]. Помимо цветового экранирования, на спектр J/ψ оказывает влияние вторичное взаимодействие образовавшегося J/ψ с кварк-глюонной средой, через которую проходит J/ψ от своего образования до распада. Свободные тяжелые кварки (c, \bar{c}) в среде подвержены также эффекту рекомбинации, который приводит к образованию связанных состояний чармония на поздних стадиях эволюции кварк-глюонной материи. Для систематического изучения образования и эволюции связанных состояний пар тяжелых кварков-антикварков в среде необходимо измерение выходов целого набора состояний кваркония, отличающихся друг от друга радиусом потенциала, энергии связи, а также спином. Первым шагом в направлении этих исследований может быть измерение выходов состояний $\chi_{cJ}(1P)$, $J = 0,1,2$ одновременно с выходами $J/\psi(1S)$, уже достаточно хорошо измеренными в столкновениях тяжелых ионов. Все эти частицы имеют довольно простые моды распада, которые могут быть зарегистрированы в основных детекторах любого универсального эксперимента на коллайдерах. В (таб. 1.1) приведены основные параметры состояний чармония [5].

Целями данной дипломной работы являются разработка модели энерговыделения частиц в электромагнитном калориметре, формирование требований к энергетическому разрешению электромагнитного калориметра будущего эксперимента ALICE3 на Большом Адронном Коллайдере и получение оценок уровня статистиче-

Частица	масса (МэВ/ c^2)	Распад	Бренчинг (%)	Энергия связи (ГэВ)
J/ψ	3096,90	$J/\psi \rightarrow e^+e^-$	5,97	0,64
χ_{c0}	3414,75	$\chi_{c0} \rightarrow J/\psi\gamma$	1,27	0,32
χ_{c1}	3510,66	$\chi_{c1} \rightarrow J/\psi\gamma$	33,9	0,22
χ_{c2}	3556,20	$\chi_{c2} \rightarrow J/\psi\gamma$	19,2	0,18

Таблица 1.1: Основные свойства изучаемых состояний чармония.

ской достоверности регистрации состояний чармония в эксперименте ALICE3.

Для решения поставленных задач будут использоваться Монте-Карло генераторы, такие как генератор событий PYTHIA8 [6] и генератор Geant4 [7].

Генератор событий Geant4 используется для создания модели энерговыделения частиц (фотонов, лептонов, заряженных адронов) в электромагнитном калориметре и исследования свойств энергетического разрешения электромагнитного калориметра.

Генератор событий Pythia8 используется для быстрого Монте-Карло моделирования процессов протон-протонных столкновений при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

В главе 2 описаны теоретические представления об образовании, эволюции и распадах состояний кваркониев и влияние окружающей среды на приведенные процессы.

В главе 3 рассматриваются результаты исследований кваркониев в экспериментах на различных ускорителях и их связь с теоретическими представлениями.

Глава 4 посвящена экспериментальной установке будущего эксперимента ALICE3. Уделяется внимание общим свойствам установки и ускорителя (БАК), рассматриваются прогнозируемые параметры основных детекторов, которые планируется использовать для изучения состояний кваркониев.

Глава 5 содержит основные результаты, полученные в ходе выполнения данной работы и подробно описывает методики решения поставленных задач.

В главе 6 делаются выводы относительно соответствия результатов, полученных во время выполнения данной работы и целей, сформулированных в начале.

Глава 2

Теоретические представления о кваркониях в кварк-глюонной материи

Согласно современным представлениям, физика сильновзаимодействующей материи описывается с помощью квантовой хромодинамики. Одним из наблюдаемых следствий КХД можно считать явление конфайнмента.

Суть данного явления заключается в том, что партонны (кварки и глюоны), обладающие цветным зарядом, образуют бесцветные связанные состояния – мезоны и барионы.

При этом, статистическая КХД предсказывает возможность перехода сильновзаимодействующей материи в состояние кварк-глюонной материи, т.е. совершить деконфайментный переход, в результате которого заряженные цветные кварки и глюоны могут не образовывать связанных бесцветных состояний, а являться частью статистического ансамбля частиц [8].

В данных обстоятельствах возникает целый ряд вопросов, связанных как с механизмом описываемого перехода, так и со свойствами кварк-глюонной материи.

Кварк-глюонную материю можно рассматривать как статистический ансамбль, что открывает дорогу к рассуждению о термодинамике данного состояния. Изучение термодинамических свойств кварк-глюонной материи позволит улучшить понимание процессов, протекающих в сильновзаимодействующей материи.

Одним из основных инструментов исследования термодинамики кварк-глюонной материи являются столкновения ядер при высоких энергиях. При этом информацию о физических свойствах системы можно получать с помощью электромагнитных сигналов, представляющих из себя реальные или виртуальные фотоны, образующиеся в результате взаимодействия, тяжелые мезоны, кварконии и партонные струи. Одной из задач статистической КХД в этой ситуации становятся теоретические расчеты и предсказания о процессах, протекающих в сильновзаимодействующей материи при конечной температуре.

Одна из областей статистической КХД – спектральный анализ кваркониев в горячей кварк-глюонной материи, очень хорошо предсказывает явления, наблюдаемые в ядерных столкновениях при большой энергии. Приведем некоторые аспекты данной теории.

2.1 Описание кваркониев с точки зрения потенциальных моделей

Кварконии – мезоны, являющиеся тяжелой кварк антикварковой парой ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$). Состояния $t\bar{t}$ при этом обсуждаться не будут, так как время жизни t кварка заметно меньше характерного времени образования связанного состояния (времени адронизации).

2.1.1 Явление конфайнмента и спектроскопия кваркониев

Как уже было сказано ранее, явление конфайнмента связано с формированием бесцветных (нулевой цветной заряд) комбинаций из кварков и глюонов в качестве связанных состояний. Феноменологические исследования конфайнмента подразумевают построение теоретических моделей, описывающих процессы образования новых бесцветных состояний при эволюции системы. В частности, больших успехов в описании подобных явлений добились потенциальные модели [4].

Одним из самых простых нерелятивистских потенциалов, рассматриваемых в моделях является потенциал вида (ур. 2.1).

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r}, \quad (2.1)$$

где r – расстояние между кварками, $\sigma \approx 0.2 \text{ ГэВ}^2$, $\alpha \approx \frac{\pi}{12}$.

В таком случае кварконии можно рассматривать как собственные состояния квантовой системы, определяемые стационарным уравнением Шредингера (ур. 2.2).

$$\left(-\frac{1}{m_q} \nabla^2 + 2m_q + V(r) \right) |\psi_i\rangle = M_i |\psi_i\rangle \quad (2.2)$$

В уравнении (ур. 2.2) в качестве m_q используют конституентные массы c и b кварков. Кроме того, для описанных состояний можно определить характерный размерный параметр – размер связанного состояния (среднеквадратичный), используя выражение (ур. 2.3).

$$\langle r_i^2 \rangle = \frac{\int d^3r r^2 \langle \psi_i | \psi_i \rangle}{\int d^3r \langle \psi_i | \psi_i \rangle} \quad (2.3)$$

Предсказания для свойств кваркониев, выдвинутые на основе описанной выше модели представлены в таблице (таб. 2.1).

Состояние	J/ψ	χ_c	ψ'	Υ	χ_b	Υ'	χ'_b	Υ''
M_i , ГэВ	3.10	3.53	3.68	9.46	9.99	10.02	10.26	10.36
ΔE_i , ГэВ	0.64	0.20	0.05	1.10	0.67	0.54	0.31	0.20
ΔM_i , ГэВ	0.02	-0.03	0.03	0.06	-0.06	-0.06	-0.08	-0.07
r_i , фм	0.50	0.72	0.90	0.28	0.44	0.56	0.68	0.78

Таблица 2.1: Предсказания спектроскопии состояний кваркониев, усредненные по спину. Параметры потенциала: $m_c = 1.25 \text{ ГэВ}$, $m_b = 4.65 \text{ ГэВ}$, $\sqrt{\sigma} = 0.445 \text{ ГэВ}$,

$$\alpha = \frac{\pi}{12}$$

Величина ΔE_i , присутствующая в таблице (таб. 2.1) соответствует энергии связи состояний кваркония, ΔM_i – расхождение предсказанной и наблюдаемой в экспериментах масс. Стоит отметить сразу несколько особенностей спектроскопии кваркониев: Во-первых, ошибка в определении массы различных состояний составляет менее

1%. Во-вторых, кварконии обладают малым характерным размером, в сравнении со средним размером адронов. Данный факт будет играть особую роль при дальнейшем влиянии среды на свойства эволюции кваркониев в кварк-глюонной материи.

2.1.2 Мезоны с тяжелым кварком. Порог открытого чарма

В таблице (таб. 2.1) представлена информация о низковозбужденных состояниях кваркониев. При этом теория предсказывает возбуждения высших порядков, которые при этом были обнаружены экспериментально, но обсуждаться не будут. Высоко возбужденные состояния не представляют большого интереса сразу по нескольким причинам.

В первую очередь отметим, что с ростом порядка возбуждения заметно уменьшается энергия связи состояния. Так, для ψ' энергия связи меньше соответствующей энергии для J/ψ примерно в 12 раз, а для Υ'' в 5.5 по сравнению с Υ . Кроме того, немалую роль в физике кваркониев играют и тяжелые D и B мезоны. Энергия, соответствующая порогу образования пары $D\bar{D}$ называется порогом открытого чарма. Низшие возбуждения чармония характеризуются массой, меньшей чем порог открытого чарма, чего нельзя сказать о высших возбуждениях. Таким образом, в каналах распада старших возбуждений присутствует довольно значительный вклад от D мезонов. Аналогичные утверждения можно сделать и про боттомоний.

Другой фактор, влияющий на поведение чармония и боттомония в кварк-глюонной материи – сильная связь и малое расстояние между кварком и антикварком в связанном состоянии, что сильно сказывается на эволюции кваркониев в кварк-глюонной материи.

2.2 Эволюция состояний кваркония в кварк-глюонной материи

Для рассмотрения поведения кваркония в горячей кварк-глюонной материи примем следующие утверждения, согласно [4]:

1. Кварк-глюонная материя представляет собой несвязные кварковые состояния, обладающие цветовым зарядом, что приводит к цветному экранированию – аналогу экранирования электрического заряда в плазме. Цветное экранирование подавляет образование связанных бесцветных мезонных состояний.
2. Характерной величиной, описывающей эффект цветного экранирования будем считать радиус экранирования, аналогичный Дебаевскому радиусу в теории электромагнетизма. Из-за термодинамических эффектов радиус экранирования растет при увеличении температуры (ур. 2.4).

$$\frac{\partial r_{cD}}{\partial T} > 0 \quad (2.4)$$

3. Если радиус экранирования становится меньше характерного радиуса связанного состояния мезон распадается несвязную кварк-антикварковую пару, что приводит к диссоциации состояний кваркония.
4. Значение температуры, при которой радиус экранирования становится равен характерному размеру кваркония будем называть точкой диссоциации данного состояния. Точка диссоциации различных состояний кваркония определяется

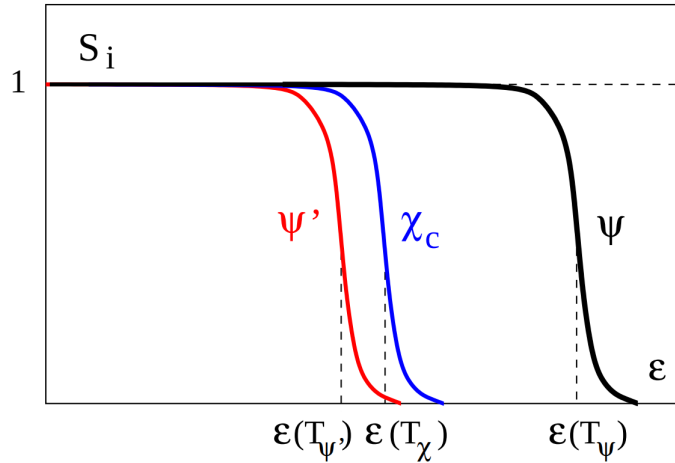


Рис. 2.1: Вероятность "выживания" состояний чармония в кварк- глюонной материи в зависимости от плотности энергии

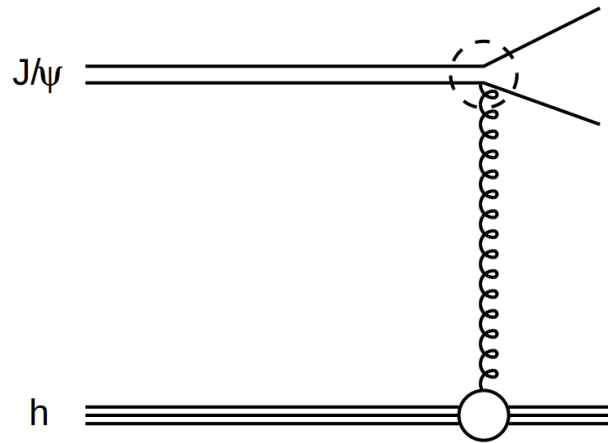


Рис. 2.2: Схема взаимодействия J/ψ с адронами путем обменом жестким глюоном

через плотность энергии кварк-глюонной материи. При этом схематическое поведение вероятности "выживания" различных состояний чармония от плотности энергии представлено на (рис. 2.1).

Перейдем к описанию механизмов диссоциации состояний чармония.

2.2.1 Диссоциация чармония на жестких глюонах в адронах и кварк-глюонной материи

Как было показано ранее, исследуемые состояния чармония сильно локализованы ($r_{c\bar{c}} \ll r_{hadron}$) и связаны $\Delta E_{c\bar{c}} > \Lambda_{QCD}$. Совокупность этих свойств говорит о возможности диссоциации чармония при взаимодействии с адронами только при обмене жестким глюоном.

Схема взаимодействия J/ψ с адронами представлена на (рис. 2.2).

Оценим вклад такого процесса. Известно, что функция распределения импульса глюона в мезонах может быть описана как (ур. 2.5).

$$g(x) \sim (1-x)^3 \quad (2.5)$$

Воспользовавшись этим фактом, получим оценку среднего импульса глюона в адроне (ур. 2.6).

$$\langle k_g \rangle = \frac{1}{5} \langle p_h \rangle \quad (2.6)$$

При этом для термализованных адронов в веществе получаем оценку на значение импульса в зависимости от температуры (ур. 2.7).

$$\langle K_g \rangle = \frac{3}{5} \langle T \rangle \leq 0.1 \text{ ГэВ} \ll \Delta E \approx 0.6 \text{ ГэВ} \quad (2.7)$$

Таким образом, характерного импульса глюона в адронах недостаточно для обеспечения диссоциации J/ψ .

Теперь рассмотрим диссоциацию J/ψ при взаимодействии с глюонами в кварк-глюонной материи. Для этого учтем, что для несвязных глюонов справедливо соотношение (ур. 2.8).

$$\langle k_g \rangle \approx 3 \langle T \rangle. \quad (2.8)$$

При плотности энергии, близкой к плотности, определяющей начало диссоциации J/ψ (рис. 2.1), энергетическое ограничение снимается и появляется возможность преодолеть энергию связи J/ψ .

Значит горячая глюонная составляющая кварк-глюонной материи приводит к возможности диссоциации J/ψ , в то время как глюоны в обычной материи, в состоянии конфайнмента слишком мягкие для преодоления энергии связи.

Для количественного описания рассуждений, представленных выше, приведем оценки сечений диссоциации J/ψ на адронах и глюонах в кварк-глюонной материи.

Начнем с описания взаимодействия глюона и J/ψ в кварк-глюонной материи. Процесс диссоциации в КХД является в некотором смысле аналогом фотоэффекта в КЭД.

Итоговое сечение реакции взаимодействия J/ψ с глюоном можно записать как (ур. 2.9).

$$\sigma_{J/\psi-g} \approx \frac{1}{m_c^2} \frac{\left(\frac{k}{\Delta E_{J/\psi}} - 1\right)^{\frac{3}{2}}}{\left(\frac{k}{\Delta E_{J/\psi}}\right)^5} \quad (2.9)$$

Для нахождения сечения реакции J/ψ с адронами необходимо найти свертку выражения (ур. 2.9) с функцией распределения глюона в адроне (ур. 2.5).

В итоге можно получить выражение (ур. 2.10).

$$\sigma_{J/\psi-h} \approx \sigma_{J/\psi,geom} \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^{5.5} \quad (2.10)$$

где $\sigma_{J/\psi,geom} = \pi \left(\frac{r_{J/\psi}}{2}\right)^2 \approx 2$ мбарн, $\lambda = \frac{s-M_{J/\psi}^2}{M_{J/\psi}}$ и $\lambda_0 = M_h + \Delta E_{J/\psi}$

Зависимости данных сечений от энергии приведены на (рис. 2.3).

Как видно из (рис. 2.3), для характерного термального импульса $\langle k_T \rangle \approx 1$ ГэВ глюонное сечение находится в области своего максимального значения, а адронное сечение сильно подавлено. На основе этого утверждения можно сделать предположение, что в ядерной материи в состоянии конфайнмента J/ψ не будут диссоциировать,

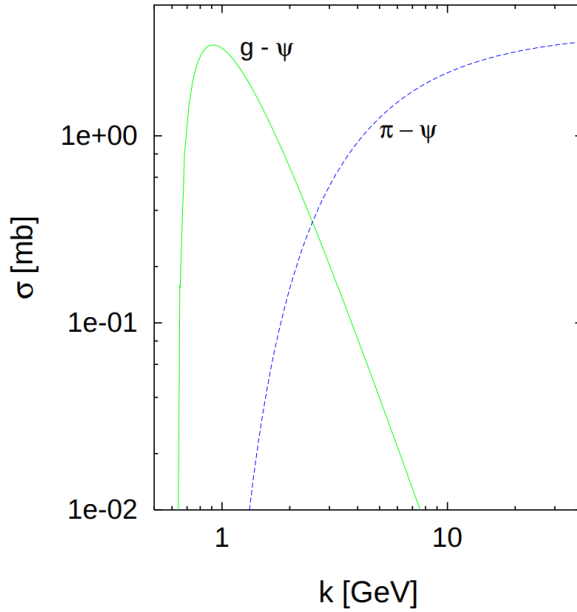


Рис. 2.3: Зависимости адронного ($\sigma_{J/\psi-h}$) на примере π мезона и глюонного ($\sigma_{J/\psi-g}$) сечений диссоциации J/ψ

а в кварк-глюонной материи диссоциация будет сильно уменьшать выход конечных состояний.

2.2.2 Приближение "тяжелого" кварка

Выражения для сечений (ур. 2.9, 2.10) получаются при использовании приближении "тяжелого" кварка: $m_c \rightarrow \infty$. Однако стоит отметить, что точность данного приближения может оказаться недостаточной. В случае, если приближение будет слабым, то волновая функция состояния чармония будет менее локализована, что в свою очередь приведет к увеличению сечения взаимодействия чармония с адронами, так как увеличивается перекрытие волновых функций конечного и начального состояний.

Описанный эффект влияния конечной массы кварка может быть исследован как теоретически, так и экспериментально. В частности, некоторые экспериментальные идеи описаны в работе [9].

2.3 Термодинамическое описание эволюции кваркониев

В предыдущем разделе было приведено описание свойств спектроскопии кваркониев на основе потенциальной модели. Теперь перейдем к рассмотрению термодинамических эффектов, связанных с существованием кваркониев в кварк-глюонной материи.

Одним из основных параметров, позволяющих описывать состояния кваркониев является расстояние между парой тяжелых c кварка и антикварка. Используя для описания потенциальные модели, можно однозначно определить связь энергии состояния и межкварковое расстояние.

Поскольку вопросы эволюции состояний затрагивают в том числе и влияние окружающей материи, то для описания внешней материи следует использовать классическое понятие статистической физики – температуру.

Для определения случая $T = 0$ стоит занулить плотность барионной материи. Поэтому будем считать, что вакуум имеет температуру, равную 0.

В таком случае, для статистического описания кваркония можно рассмотреть свободную энергию, задаваемую следующим уравнением:

$$F_{T=0} = \sigma r \quad (2.11)$$

Где параметр σ определяется спектроскопией наблюдаемых состояний (ур. 2.1, таб. 2.1).

Можно сформулировать вопрос, как будет вести себя состояние при росте величины свободной энергии. Для ответа на этот вопрос можно рассмотреть так называемый процесс "*разрыва глюонной струны*" (*break gluon string*).

2.3.1 "Разрушение" связи между кварками в кварконии при нулевой температуре. Разрыв струны как проявление конфайнмента

При эволюции квантовой системы число частиц, представляющих данную систему, не является инвариантом. Так, при увеличении энергии системы может происходить образование кварк-антикварковой пары. Кварки, образующиеся в этом процессе могут образовывать бесцветные состояния с тяжелыми кварками, разрушая исходное состояние кваркония. Для оценки величины энергии, при которой можно наблюдать такое поведение системы, можно рассмотреть статичные конечные состояния, что приводит к выражению (ур. 2.12):

$$F_0 = 2(M_D - m_c) \quad (2.12)$$

где M_D – масса легчайшего очарованного мезона, а m_c – масса очарованного кварка. Имея данное выражение, можно провести оценку максимального расстояния, на которое могут быть разнесены кварки, находящиеся в связанном состоянии. Данное расстояние определяется соотношением (ур. 2.13):

$$r_0 = \frac{F_0}{\sigma} \approx \frac{1.2 \text{ ГэВ}}{\sigma} = 1.5 \text{ фм} \quad (2.13)$$

Так, разрушение связанного состояния при нулевой температуре описывается процессом образования пары кварк-антикварк из вакуума и явным образом зависит от расстояния, на которое разнесены кварки в кварконии.

2.3.2 "Разрушение" связи между кварками в кварконии при ненулевой температуре. Явление рекомбинации и вклад легких мезонов

В случае ненулевой температуры системы [10], пару тяжелых кварков будут окружать другие частицы. При этом стоит рассматривать свободную энергии системы не только как функцию расстояния между кварками, но и как функции температуры среды:

$$F = F(r, T) \quad (2.14)$$

Стоит отметить, что при росте температуры величина свободной энергии системы будет уменьшаться (2.15).

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \frac{\partial F(r, T)}{\partial T} \leq 0 \quad (2.15)$$

Происходит это по причине роста числа мезонов, окружающих кварконий, а наличие мезонов приводит к разрыву глюонных струн, рассмотренное ранее. Схематичное протекание описанного процесса приведено на (рис. 2.4).

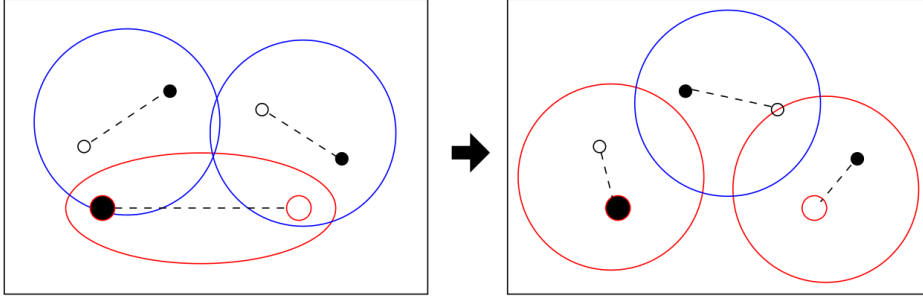


Рис. 2.4: Разрушение глюонной струны в кварконии путем рекомбинации с легкими кварками из окружающих мезонов

Разумно задаться вопросом, имеются ли иные механизмы, связанные с увеличением температуры системы. Выясняется, что при нагревании системы она может подойти к температуре деконфайнмента T_c , при которой кварки в целом перестают составлять бесцветные состояния, появляются локальные области цветного заряда, вызывающие экранирование, описанное ранее (рис. 2.1).

На основе описанных выше процессов можно сделать вывод о поведении свободной энергии системы в зависимости от расстояния при разных температурах. Графики зависимостей изображены на (рис. 2.5).

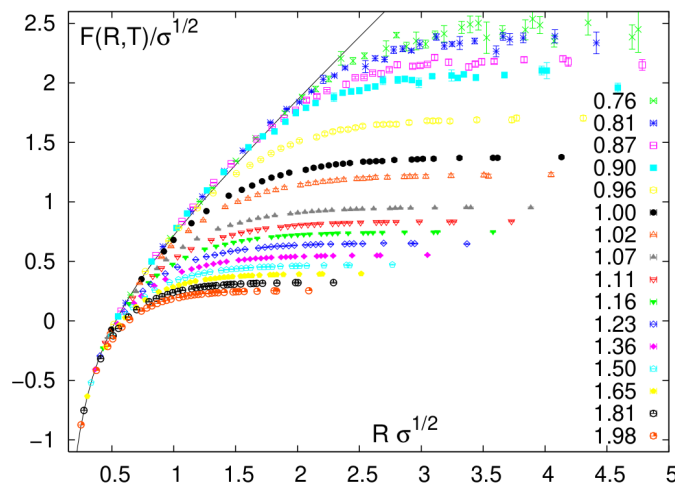


Рис. 2.5: Зависимость величины $F(r, T)$ от r при различных значениях температуры.

Из особенностей, стоит отметить уменьшение величины энергии, необходимой для разрушения связанного состояния кваркония с ростом температуры. Это объясня-

ется и увеличением плотности адронной материи, окружающей кварконии и участвующей в рекомбинации кварков, и явлением цветового экранирования при деконфайнменте. Кроме того, уменьшается и величина характерного расстояния "разрыва глюонной струны".

2.3.3 Зависимости параметров эволюции различных состояний кваркониев

До сих пор, как правило, рассматривалось общее понятие кваркония при рассмотрении термодинамики эволюции, но, как было показано ранее (таб. 2.1), различные состояния имеют разную энергию связи, а значит и температура диссоциации у различных состояний должна отличаться (рис. 2.1). Для каждого состояния кваркония можно определить температуру диссоциации – $T_{\alpha i}$, $\alpha \in \{c, b\}$, $i \in \{1S, 1P, 2S, \dots\}$. Рассматривая совокупность различных состояний возможно определить температуру среды, наблюдая соотношения между диссоциировавшими и недиссоциировавшими состояниями. Так, наименее связанные состояния должны диссоциировать при температурах сравнительно близких к температуре деконфайнмента, в то время как основные состояния чармония или ботоммония будут диссоциировать при заметно больших температурах. Для определения величин температур диссоциации различных состояний существует несколько методов. В частности, особое внимание получили два из них:

1. Решение УШ (ур. 2.2) с температурно- зависимым потенциалом ($V = V(r, T)$).
2. Расчет спектроскопии состояний напрямую из КХД с конечной температурной решеткой.

Для первого метода рассматривается так называемый "screened Cornell potential":

$$V(r, T) = \frac{\sigma}{\mu} (1 - e^{-\mu r}) - \frac{\alpha}{r} e^{-\mu r} \quad (2.16)$$

Одним из главных результатов, которых удалось достичь, рассматривая данные методы, является определение отношения температур диссоциации кваркониев и температуры деконфайнмента. Данные отношения представлены в (2.2).

Состояние	$J/\psi(1S)$	$\chi_c(1P)$	$\psi'(2S)$	$\Upsilon(1S)$	$\chi_b(1P)$	$\Upsilon'(2S)$	$\chi'_b(2P)$	$\Upsilon''(3S)$
T_d/T_c	2.10	1.16	1.12	> 4.0	1.76	1.60	1.19	1.17

Таблица 2.2: Предсказания температур диссоциации кваркониев по отношению к температуре деконфайнмента

2.4 Образование кваркониев в адронных столкновениях

Для описания процессов образования кваркониев рассмотрим три принципиальные ситуации: рождение в протон-протонных, протон-ионных и ион-ионных столкновениях.

2.4.1 Образование кваркониев в протон-протонных столкновениях

В качестве основных процессов, в которых наблюдается образование состояний чармония можно рассмотреть три древесных диаграммы (рис. 2.6).

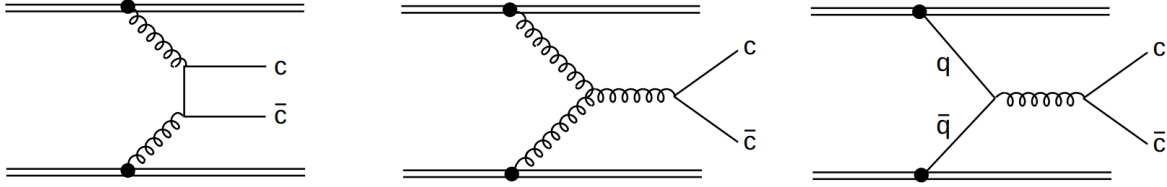


Рис. 2.6: Диаграммы Фейнмана древесного уровня, дающие основной вклад в сечение рождения состояний чармония

Процесс образования очарованных адронов происходит в два этапа. На первом образуется пара тяжелых $c\bar{c}$ в состоянии цветного октета, после чего, на втором этапе, кварки образуют бесцветное состояние либо друг с другом (рождая чармоний), либо с легкими кварками (образуя очарованные мезоны). Важным свойством чармониев является тот факт, что низшие возбуждения имеют массу, меньшую порога открытого чарма. Таким образом, можно рассмотреть процесс образования чармония в "допороговой" области энергий.

Существенно важной величиной при этом будет так называемое допороговое сечение образования пары c кварков:

$$R_{cc}(s) = \int_{2m_c}^{2m_D} d\hat{s} \iint dx_1 dx_2 g_1(x_1) g_2(x_x) \sigma(\hat{s}) \delta(\hat{s} - x_1 x_2 s) \quad (2.17)$$

В силу наличия нескольких путей адронизации пары $c\bar{c}$, можно выдвинуть предположение, что для образования конкретного состояния чармония справедливо соотношение:

$$\sigma_i(s) = f_i \cdot R_{cc}(s) \quad (2.18)$$

где величина f_i не зависит от энергии. Данное предположение было проверено в широком диапазоне энергий как для состояний чармония, так и для состояний боттомония. Проверка показала, что такая статистическая модель адронизации кваркониев применима не во всех случаях. В частности, она плохо предсказывает сечения в процессах протон-протонных столкновений, но дает приемлемые результаты в протон-ионных или ион-ионных столкновениях. Для формирования более корректной с точки зрения описания всех видов процессов нужно уточнить процесс нейтрализации исходного цветного состояния.

2.4.2 Образование кваркониев в протон-ионных столкновениях

В протон-ионных столкновениях есть отличная возможность оценить влияние наличия барионной материи на образование кваркониев. Наличие материи может влиять на итоговое образование кваркониев на всех этапах эволюции состояния, начиная от образования, заканчивая прохождением резонансного состояния через

вещество. Основные факторы влияния ядерной материи можно сформулировать в виде:

1. Наличие в начальном состоянии дополнительных по сравнению с p-p столкновениями нуклонов может модернизировать функции распределения партонов, в частности – глюонов, участвующих в процессе образования пары $c\bar{c}$ (ур. 2.17). Характерное отношение функций распределения глюона в ядре и отдельном нуклоне представлено на (рис. 2.7).

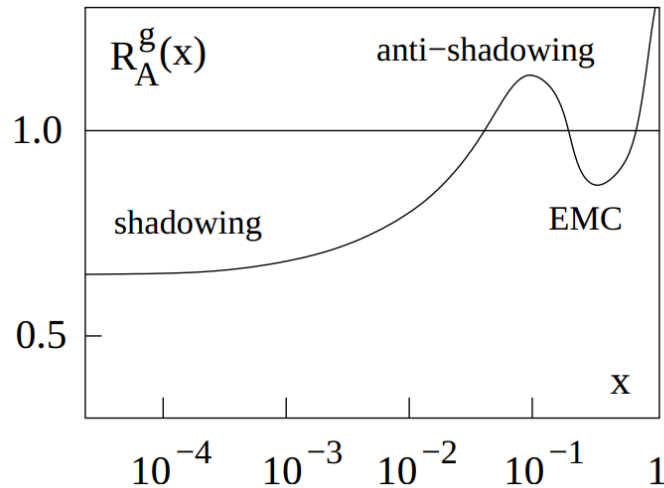


Рис. 2.7: Характерное поведение отношения функций распределения глюона в ядре и отдельном нуклоне в зависимости от доли переносимого партоном импульса

2. Взаимодействие с ядерной материей может вызвать диссоциацию $c\bar{c}$ пары как на стадии образования резонансного состояния, так и во время прохождения сквозь вещество.

На экспериментах же можно ожидать следующие факторы:

1. При фиксированной энергии реакции скорость образования состояний кваркониев на один нуклон, участвующий в реакции, будет уменьшаться с ростом числа нуклонов.
2. Скорость образования кваркониев будет уменьшаться с ростом относительного импульса в системе покоя ядра.
3. Высшие возбуждения испытывают меньшее влияние ядерной материи, нежели основные состояния.

2.4.3 Образование кваркониев в ион-ионных столкновениях

Основным предположением, описывающим процессы ядерных столкновений является возбуждение вакуума, которое образует некоторую среду, которая дополнительно может влиять на параметры выхода кваркониев. Так, в ион-ионных столкновениях сначала происходит взаимодействие нуклонов друг с другом, как и в протон-ионных столкновениях, а после вклад вносит среда, образовавшаяся при столкновении ядер друг с другом.

В итоге, в ион-ионных столкновениях можно выделить следующие факторы, влияющие на выход конечных состояний кваркониев:

1. Подавление за счет диссоциации, вызванной взаимодействием кваркониев, образовавшихся в нуклон-нуклонных взаимодействиях с оставшимися нуклонами.
2. Подавление за счет эффекта экранирования цветного заряда. Так как различные состояния имеют отличные друг от друга температуры диссоциации (таб. 2.2), то данный фактор должен привести к ступенчатому подавлению состояний.

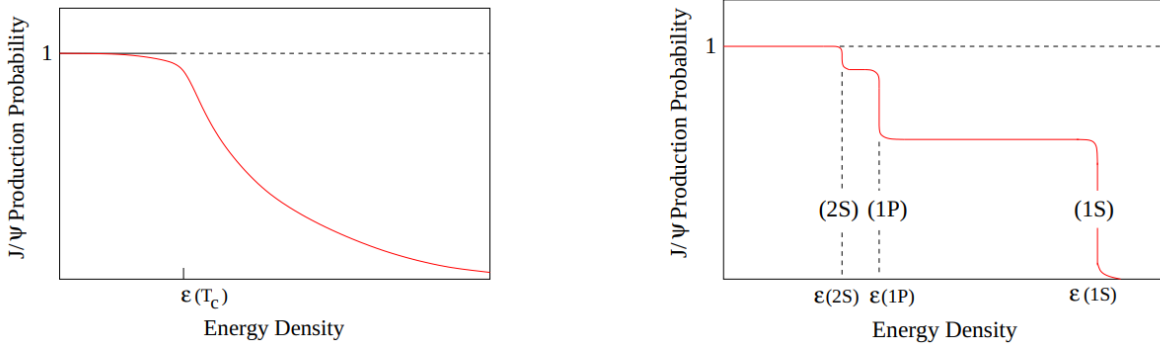
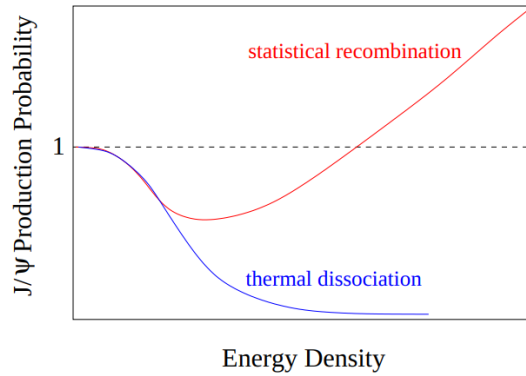


Рис. 2.8: Влияние факторов подавления состояний в зависимости от плотности энергии. Слева: подавление за счет взаимодействия J/ψ с нуклонами, справа: подавление за счет эффекта экранирования цветного заряда

3. Усиление за счет статистических рекомбинаций. В процессе ион-ионных столкновений пара $c\bar{c}$ может образоваться в нескольких актах нуклон-нуклонного взаимодействия, что позволяет даже после диссоциации исходных состояний с некоторой вероятностью образовать новое связанное состояние.



В итоге, можно сказать, что с теоретической точки зрения есть целый ряд аспектов, которые в разной степени влияют на образование кваркониев. Интерес представляет изучение не только влияния отдельных факторов, наблюдаемых в каких-то конкретных взаимодействиях, но и их совокупное влияние на процессы образование кваркониев.

Глава 3

Обзор существующих решений

Задачи, связанные с исследованиями кваркониев, представляют довольно большой интерес на протяжении нескольких десятилетий. В данной главе приведен краткий обзор основных экспериментальных результатов в области физики чармониев на таких ускорителях как SPS (Super Proton Synchrotron), RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider), LHC (Large Hadron Collider).

3.1 Обзор существующих измерений спектров образования чармония в pp и AA столкновениях

3.1.1 Измерение подавления J/ψ в Pb - Pb столкновениях на SPS

Одними из первых замечаний касательно возможного влияния на эволюцию мезонов, состоящий из пары $c\bar{c}$ стали результаты эксперимента NA50 на ускорителе SPS [1]. На (рис. 3.1) представлен график зависимости отношения измеренного и ожидаемого выхода J/ψ в зависимости от плотности энергии.

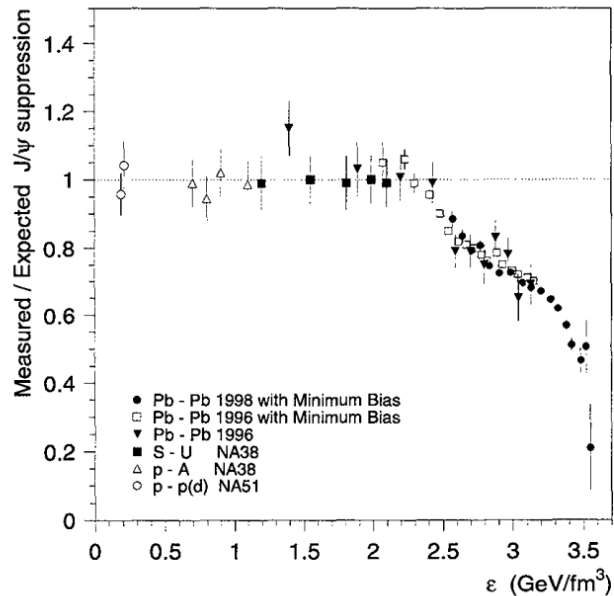


Рис. 3.1: Зависимость отношения измеренного и ожидаемого выхода J/ψ состояния от плотности энергии в Pb - Pb столкновениях на эксперименте NA50.

Выводы, сделанные в оригинальной статье, представлявшей данный результат подразумевал наблюдение перехода ядерной материи в состояние деконфайнмента.

Кроме того, в статье высказывается предположение о наличие пороговых эффектов в системе чармониев, а именно зависимость порогового значения плотности энергии, при котором материя переходит в состояние деконфайнмента. Сравнивались значения плотности энергии, необходимые для наблюдения подавления состояний χ_c и J/ψ . Результат, полученный в эксперименте NA50 показал некоторую содержательность гипотезы о поведении вероятности выхода различных состояний чармония, схематично изображенную на (рис. 2.8).

3.1.2 Измерение образования чармония в Au-Au столкновениях на RHIC

Другой, не менее значимой работой, наблюдавшей влияние материи на образования состояний чармониев стала публикация коллаборации PHENIX. [2]

В этой работе рассматривались столкновения ионов золота с разной степенью центральности при $\sqrt{s_{NN}} = 0.2$ ТэВ.. Ключевым результатом стало наблюдение статистически значимых корреляций между средним числом нуклонов, участвующих во взаимодействии двух ядер и функциями подавления выхода (ур. 3.1) J/ψ в область передних ($1.2 \leq |y| \leq 2.2$) и центральных быстрот. Описанная зависимость представлена на (рис. 3.2).

$$R_{AA} = \frac{1}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{dN^{A+A}/dy}{dN^{p+p}/dy} \quad (3.1)$$

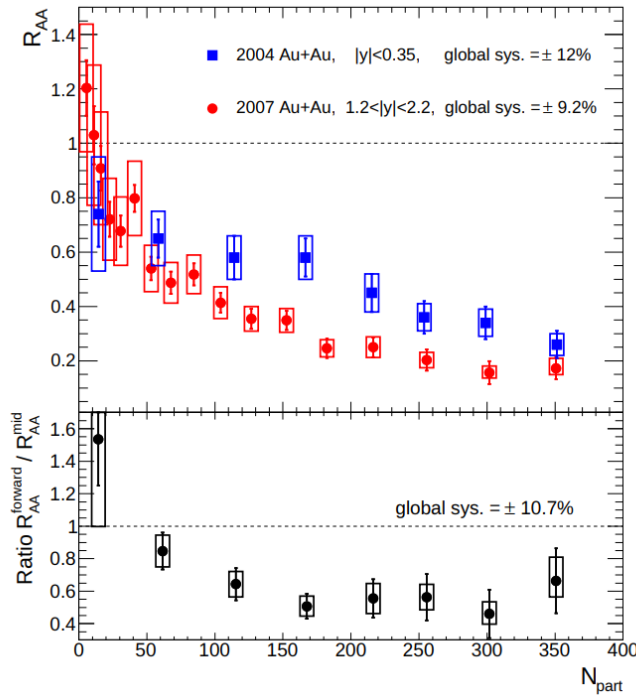


Рис. 3.2: Зависимости функций подавления R_{AA} и отношения функций подавления выхода J/ψ от числа нуклонов, участвующих во взаимодействии

Помимо этого, были измерены зависимости функций подавления выхода J/ψ от

поперечного импульса для различных степеней перекрытия ядер при столкновении. полученные результаты изображены на (рис. 3.3)

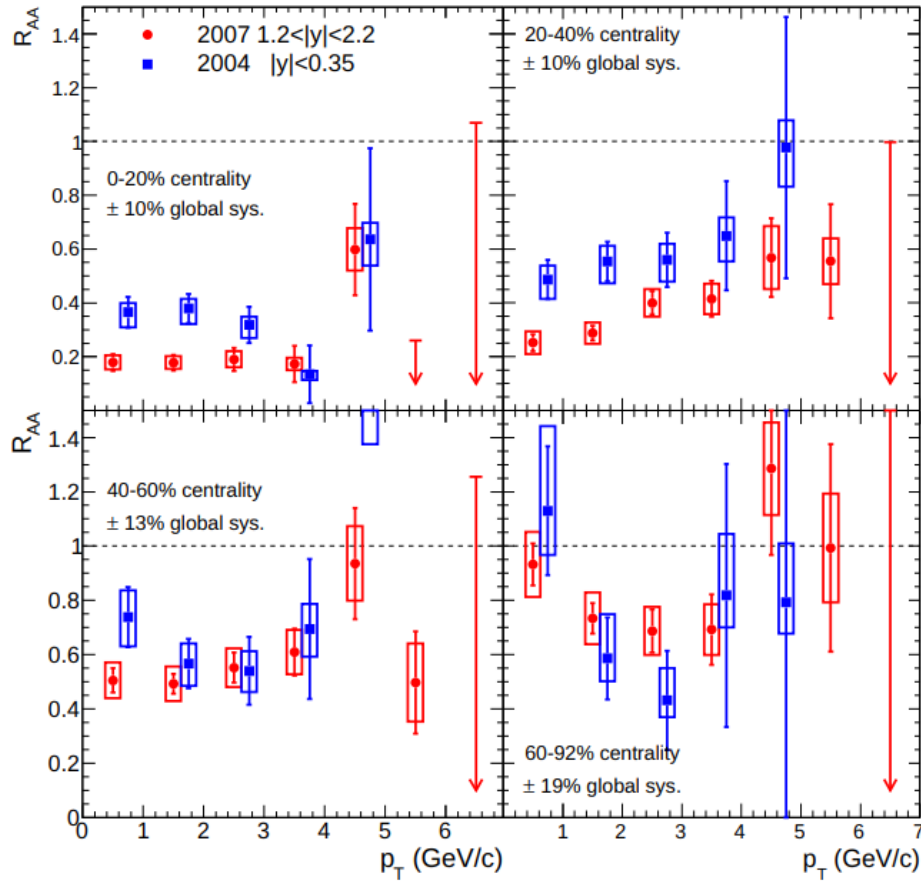


Рис. 3.3: Зависимости функций подавления выхода J/ψ от поперечного импульса для различных перекрытий при столкновении ядер золота

В качестве выводов, описывающих вышеприведенные результаты было сделано утверждение, что на момент публикации нет возможности оценить степени влияния различных факторов, вызывающих подавление выхода J/ψ в ионных столкновениях по причине их разнообразия. Несмотря на это, авторы указали, что с повышением точности систематических измерений величин подавления можно будет экстраполировать результаты, в частности – зависимость степени подавления от поперечного импульса. В свою очередь, это может стать хорошим инструментом как для будущих экспериментов, так и для построения теоретических моделей.

3.1.3 Измерение образования чармония в pp и Pb - Pb столкновениях на LHC

Некоторые коллаборации LHC, такие как ALICE и CMS провели измерения, аналогичные измерениям PHENIX, рассматривая pp и $PbPb$ столкновения при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ. в работе [3] опубликованы результаты измерения функций подавления (ур. 3.1) как функций центральности при реконструкции через электрон-позитронный канал и как функций центральности, поперечного импульса и быстроты в мюонном канале. Описанные зависимости представлены на (рис. 3.4).

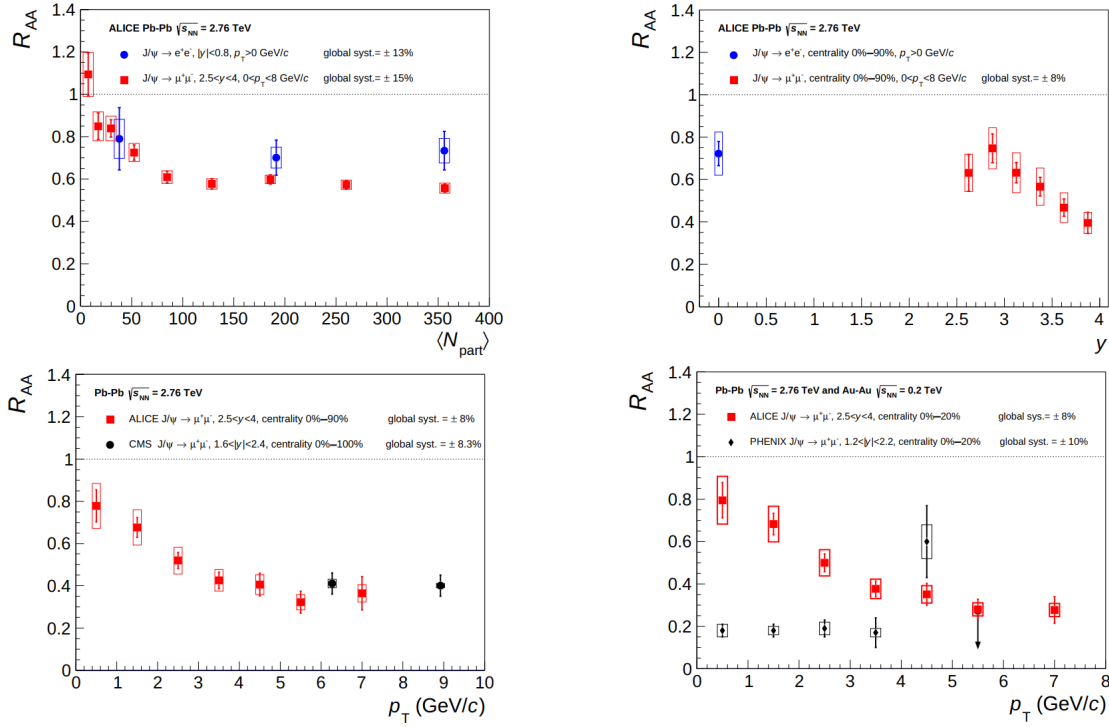


Рис. 3.4: Зависимости функций подавления R_{AA} от поперечного импульса (снизу), среднего числа сталкивающихся нуклонов и быстроты (сверху) для различных экспериментов при различных $\sqrt{s_{NN}}$

В выводах работы [3] авторы указывают, что наблюдают расхождения с результатами экспериментов [2], мотивируя расхождения эффектом статистической рекомбинации, довольно подробно описанным с феноменологической точки зрения в главе 2.

3.2 Выводы и уроки из измерений образования чармония не предыдущих ускорителях

Во всех работах, рассмотренных в этой главе описываются эффекты, влияющие на выход состояний чармониев, но основное внимание сделано именно на подавление выхода J/ψ . Общий вывод, который можно сделать после ознакомления с опубликованными результатами, заключается в необходимости систематических измерений различными состояниями чармония: как $J/\psi(1S)$, так и $\chi_c(1P)$. С другой стороны, необходимо проводить измерение состояний чармония не только в pp и $PbPb$, но и в pPb столкновениях, так как эффекты кварк-глюонной материи могут проявляться при самых экзотических условиях, например высокой плотности энергии или единичных актах нуклонных взаимодействий при большом числе нуклонов, окружающих состояния чармония.

Для систематических измерений чармония необходимо наличие большой статистики событий, т.е. экспериментов с большой светимостью. Кроме того, в силу особенностей чармониев, а именно довольно близких значений масс состояний χ_c , необходимы детекторы, имеющие высокие разрешения. Экспериментальная установка должна обеспечить измерения в широкой области фазового пространства, а значит необходимы детекторы с широким аксептансом. Одним из экспериментов, потенциально удовлетворяющим этим требованиям может стать ALICE3, описанный далее.

Глава 4

Экспериментальная установка ALICE3

На (рис. 4.1) представлен дизайн будущей установки эксперимента ALICE3, подробно описанный в [11].

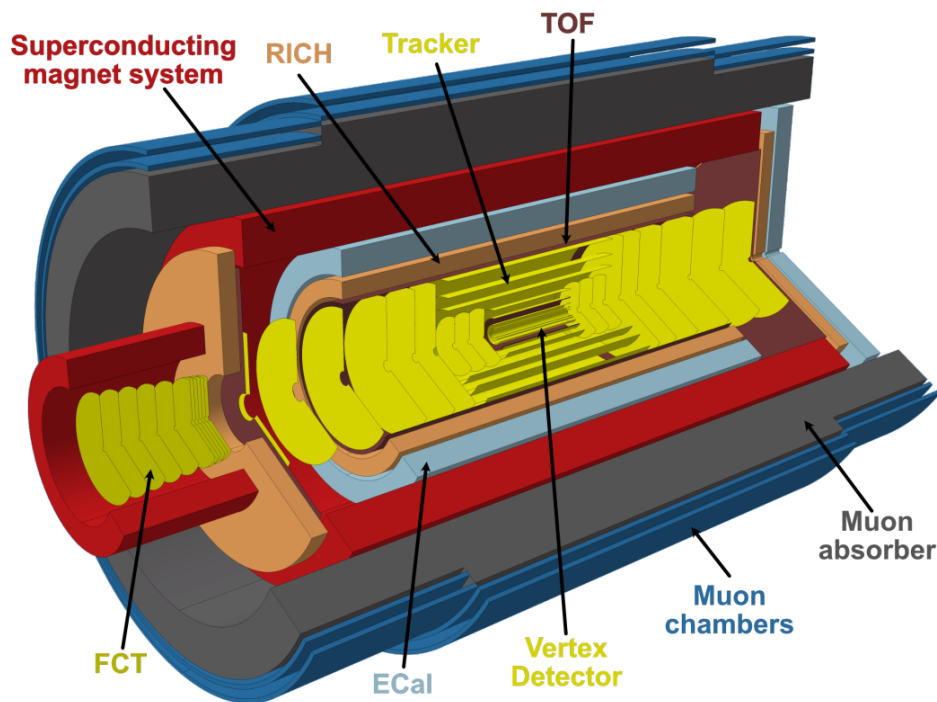


Рис. 4.1: Схема планируемой установки эксперимента ALICE3 и ее основные детекторы

Эксперимент ALICE3 будет модификацией нынешнего эксперимента ALICE. Одним из основных направлений данного эксперимента будет исследование столкновений ультррелятивистских тяжелых ионов свинца. При этом данные столкновения могут быть хорошим источником высокоточных измерений в области физики b и c кварков, в частности, систематическое изучение различных состояний кваркониев. Эксперимент планирует набирать данные в Pb-Pb столкновениях с интегральной светимостью $\mathcal{L}_{int} = 35$ нбарн⁻¹ и $\mathcal{L}_{int} = 3$ фбарн⁻¹ в p-p столкновениях.

Установка эксперимента ALICE3 состоит из следующих детекторов:

1. Тонкий кремниевый вершинный детектор (Vertex detector) для регистрации

вершин треков частиц.

2. Время-пролетный (TOF) и кольцевой черенковский (RICH) детекторы для идентификации частиц.
3. Трекер фотонной конверсии (FCT) для реконструкции электрон-позитронной пары методом конверсии фотона.
4. Электромагнитный калориметр (EMCal), необходимый для измерения энергий частиц.
5. Мюонная камера, для регистрации мюонов.

При этом в установке будет присутствовать суперпроводящий соленоидальный магнит, создающий магнитное поле величиной 2Т, необходимое для искривления траекторий заряженных частиц.

Для проведения измерений состояний чармониев ключевыми детекторами являются вершинный детектор и трекер, необходимые для восстановления треков пары заряженных лептонов, произошедших от распада J/ψ , электромагнитный калориметр для регистрации фотонов и электрон-позитронной пары от распада χ_c и мюонный детектор, регистрирующий мюонную пару от распада J/ψ .

Трекер и вершинный детектор представляют собой 11 цилиндрических слоев и 24 (2×12) диска, которые в общей сложности перекрывают область псевдобыстрот $|\eta| < 4$, имея при этом длину относительно пучка $z = 800$ см и находящиеся на расстоянии от $r_{\min} = 0.5$ до $r_{\max} = 80$ см. Данные детекторы позволят измерять импульсы заряженных частиц по кривизне траектории в магнитном поле. Ожидаемое импульсное разрешение при этом находится около 1 % для мюонов, имеющих поперечный импульс $p_T = 1$ ГэВ/с в области $|\eta| < 2$.

Электромагнитный калориметр EMCal предназначен для регистрации фотонов с энергиями в диапазоне от нескольких десятков МэВ до 50-100 ГэВ. При реконструкции чармониев электромагнитный калориметр может дополнительно использоваться для идентификации электрон-позитронной пары, произошедшей от распада J/ψ . При этом калориметр будет иметь несколько модулей, подробная информация о которых представлена в (таб. 4.1).

EMCAL module	Barrel sampling	End-cap sampling	Barrel high-precision
acceptance	$\Delta\varphi = 2\pi,$ $ \eta < 1.5$	$\Delta\varphi = 2\pi,$ $1.5 < \eta < 4$	$\Delta\varphi = 2\pi,$ $ \eta < 0.33$
geometry	$R_{\text{in}} = 1.15$ m, $ z < 2.7$ m	$0.16 < R < 1.8$ m, $z = 4.35$ m	$R_{\text{in}} = 1.15$ m, $ z < 0.64$ m
technology	sampling Pb + scint.	sampling Pb + scint.	PbWO ₄ crystals
cell size	30×30 mm ²	40×40 mm ²	22×22 mm ²
no. of channels	30 000	6 000	20 000
energy range	$0.1 < E < 100$ GeV	$0.1 < E < 250$ GeV	$0.01 < E < 100$ GeV

Таблица 4.1: Характеристики модулей электромагнитного калориметра EMCal

Для описания разрешения электромагнитного калориметра и трекера используются соотношения (ур. 4.1 - 4.2).

$$\frac{\sigma_E(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E^2} + \frac{b^2}{E} + c^2}, \quad (4.1)$$

$$\frac{\sigma_p}{p} = \sqrt{a^2 + (b \cdot p)^2}; \quad (4.2)$$

При этом прогнозируемые параметры, характеризующие различные конфигурации детекторов представлены в (таб. 4.2 - 4.3).

Детектор	ALICE3 ECAL v1	ALICE3 ECAL v2
a_E, GeV	0.005	0.002
$b_E, GeV^{1/2}$	0.025	0.02
c_E	0.01	0.01

Таблица 4.2: Прогнозируемые значения параметров калориметра эксперимента ALICE3

Детектор	ALICE3 tracker v1	ALICE3 tracker v2	ALICE3 tracker v3
a_p	0.015	0.02	0.03
b_p (GeV)	0	0	0

Таблица 4.3: Прогнозируемые значения параметров трекера эксперимента ALICE3

Для энергетического разрешения калориметра параметр a является характеристикой шумов регистрирующей электроники и не зависит от материала или геометрии ячеек, параметр b является стохастическим членом, ответственным за Пуассоновские флуктуации числа фотоэлектронов на фотодетекторе, а параметр c связан с порогом регистрации фотодетектора и оптическими свойствами кристаллов, из которых изготовлена ячейка калориметра. Как видно, только параметры b и c зависят от свойств материала или геометрии ячейки калориметра, поэтому именно эти коэффициенты будут являться объектом изучения и формирования критериев в данной работе.

Глава 5

Моделирование регистрации состояний чармония в эксперименте ALICE3

В главе 4 приведен обзор экспериментальной установки планируемого эксперимента ALICE3. В главах 3 и 2 подробно описаны задачи, которые в частности являются актуальными для эксперимента ALICE3. В данной главе приводится описание моделирования событий протон-протонных столкновений с образованием состояний χ_{cJ} . Основными инструментами моделирования являются генераторы событий Pythia8 и Geant4.

5.1 Генератор события Pythia8 и модель отклика детекторов

5.1.1 Конфигурация генератора Pythia8

В качестве генератора Pythia8 был взят релиз версии 8.308. Pythia8 имеет большое количество конфигурируемых настроек. Самой основной опцией конфигурации генератора является генерируемый процесс. в Данной работе использовались несколько конфигураций:

SoftQCD:all – для основных этапов анализа. В частности, данные полученные при данной конфигурации активно использовались для оценок фоновых событий и статистических исследований.

WeakSingleBoson:ffbar2gmZ – для анализа процессов Дрелла-Яна, который заключался в оценке вклада данных процессов в реконструкцию J/ψ .

Charmonium:all – для обогащения статистики сигнальных событий и статистический анализ возможности регистрации без рассмотрения фоновых событий.

Помимо процессов, конфигурировались энергия в с.ц.м ($\sqrt{s} = 13$ ТэВ) и каналы распада: $\chi_c \rightarrow J/\psi \gamma$, $J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

5.1.2 Данные, получаемые от генератора событий Pythia8

Выходные данные, которые можно получить от генератора Pythia8 представляют собой информацию о составе события (список частиц, образованных в процессе взаимодействия) с указанием кинематики и связей между частицами. Для хранения и обработки данных генератора были разработаны два абстрактных класса, получивших названия *AliParticle* и *AliEvent*.

Основные требования, выдвигаемые к данным абстрактным классам – возможность полной реконструкции события со всеми процессами, необходимыми для анализа процессов образования и регистрации чармония.

Класс *AliParticle* позволяет создать объект, обладающий свойствами, которые полностью характеризуют частицу с точки зрения кинематики (позволяют восстановить 4-импульс частицы), а также указывают на место частицы в иерархии события – установить дочерние частицы и частицу, от которой произошла данная частица.

Класс *AliEvent* представляет из себя совокупность частиц, которые используются для анализа исследуемых процессов, а именно – фотоны, электроны, позитроны, нейтральные и заряженные стабильные адроны.

Таким образом, в результате работы генератора событий Pythia8 мы получили возможность реконструкции событий от начальных частиц до конечных состояний, которые планируется регистрировать с помощью детекторов эксперимента ALICE3.

Кроме того, не менее важной информацией, получаемой от генератора событий является величина сечения процесса, которая пересчитывается в ожидаемое сечение регистрации состояний χ_{cJ} .

При этом генератор событий не предназначен для учета конкретного эксперимента. Для этого была разработана модель, включающая в себя акцептанс установки, а также особенности детекторов, такие как энергетическое или координатное разрешение для электромагнитного калориметра или импульсное разрешение для трековой системы.

5.1.3 Процедура построения физического поведения детекторов

Генератор событий создает идеальные физические данные. Все величины приведены с конечной точностью, но природа этой точности – точность компьютерных вычислений внутри генератора, а также точность моделей, заложенных в генератор. В реальном эксперименте будет конечная точность измерения физических величин, таких как энергия и импульс регистрируемых частиц. Для соответствия реальному эксперименту в моделирование была внесена процедура эмулирования реалистичного отклика детекторов. Для этого с помощью генераторов случайных чисел разыгрывались величины измеренных энергий и импульсов с известной функцией распределения случайной величины – функцией распределения Гаусса. В качестве математического ожидания использовалось значение, полученное от генератора событий Pythia8, а среднеквадратичное отклонение вычислялось по соотношениям (ур. 4.1, 4.2). Значения соответствующих параметров в энергетическом и координатном разрешениях электромагнитного калориметра, а также параметров в разрешении трековой системы были выбраны в соответствии с прогнозируемыми детекторами, которые планируется использовать в эксперименте ALICE3.

Используя приведенные соотношения, была построена эффективная модель регистрации частиц в детекторах, что позволило проанализировать влияние разрешения детекторов на возможность регистрации χ_{cJ} в эксперименте ALICE3.

5.2 Уточнение отклика калориметра в Geant4

В разделе 5.1 описана процедура искажения данных, получаемых от генератора событий. В целях валидации используемых данных было проведено моделирование

ячейки калориметра, с целью уточнения значений параметров энергетического разрешения.

5.2.1 Конфигурация генератора Geant4

Для симуляции калориметрической ячейки использовался генератор Geant4. Основными параметрами при моделировании стали геометрия ячейки, вещество калориметра и параметры частиц, регистрируемых в калориметре.

В первую очередь был проведен анализ энергетического разрешения для фотонов, так как именно для прецизионных измерений импульсов фотонов, произошедших от распада χ_{cJ} предполагается использовать электромагнитный калориметр. Кроме того, подобная процедура повторялась для электронов, мюонов, а также стабильных заряженных адронов. Рассмотрение процессов регистрации описанных частиц в электромагнитном калориметре позволило построить эффективную модель энерговыделения частиц в калориметре. Данная модель дала возможность проанализировать роль описанных частиц в процессе реконструкции событий рождения и распада состояний χ_c .

В качестве калориметра был взят "бесшумный" ($a = 0$ в (??)) калориметр на основе неорганического сцинтиллятора $PbWO_4$. Прототипом данного калориметра стал действующий калориметр эксперимента ALICE – PHOS. так как для калориметра PHOS известно энергетическое разрешение [12], то совпадение полученного в результате моделирования разрешения с реальным разрешением является критерием корректности построенной модели прецизионного электромагнитного калориметра.

5.2.2 Процедура построения физического поведения калориметра

Для получения энергетического разрешения прецизионного калориметра рассматривались спектры энерговыделения в зависимости от истинной энергии частицы, попавшей в калориметр. В результате работы генератора Geant4 были получены спектры, которые в дальнейшем подвергались процедуре обработки, с целью эмуляции электроники, используемой для обработки сигналов (рис. 5.1)

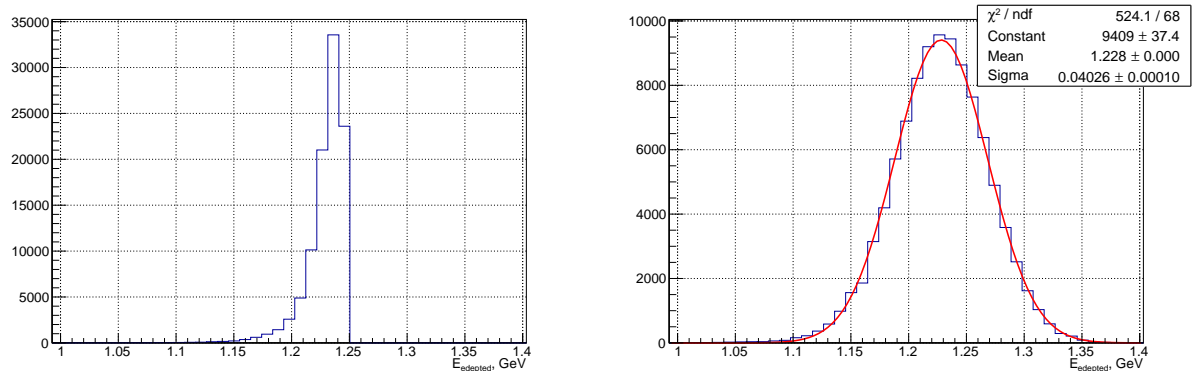


Рис. 5.1: Спектры энерговыделения фотона в ячейке калориметра при собственной энергии $E_\gamma = 1.25$ ГэВ. Слева – истинный спектр энерговыделения, полученный с помощью Geant4, справа – спектр, прошедший процедуру искажения и профитированный функцией распределения Гаусса

Данная обработка подразумевала случайное разыгрывание числа регистрируемых фотоэлектронов, согласно распределению Пуассона, а кроме этого, разыгры-

вание итогового значения энергии согласно распределению Гаусса в соответствии с пороговым значением энергии фотоэлектрона, регистрируемого фотодетектором.

5.2.3 Анализ энергетического разрешения калориметра для регистрации фотонов

Итоговый спектр энергосодержания моделируется функцией Гаусса, для получения значения средней выделенной энергии и её стандартного отклонения. В результате повторения процедуры для различных начальных значений энергий регистрируемых фотонов была получена зависимость разрешения калориметра от энергии, для которой был проведен фит функцией, задаваемой соотношением (4.1) при $a = 0$. Результат представлен на (рис. 5.2).

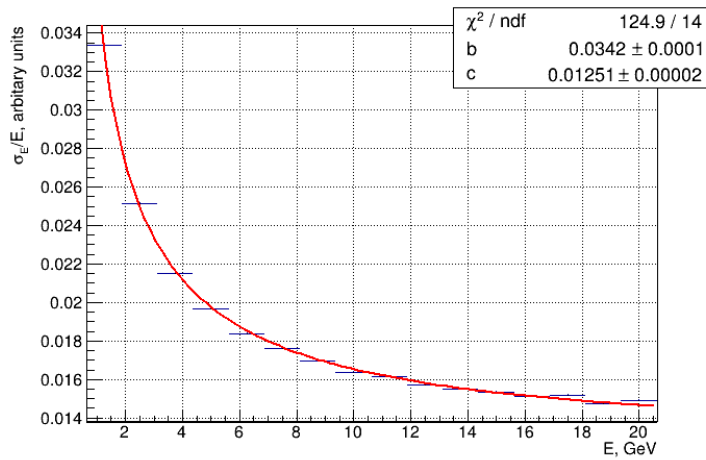


Рис. 5.2: Параметризация энергетического разрешения калориметра в зависимости от энергии фотона

Полученное энергетическое разрешение хорошо согласуется с энергетическим разрешением прототипа моделируемого калориметра [12], что может быть свидетельством корректности процедуры моделирования и обработки.

Следующим шагом моделирования калориметра является исследование спектров энергосодержания заряженных адронов.

5.3 Построение модели энергосодержания заряженных адронов в электромагнитном калориметре

Мотивация для анализа энергосодержания адронов проста: построенная эффективная теория энергосодержания адронов в калориметре позволит оценить роль адронов в процессе реконструкции состояний χ_c за счет явления неверной идентификации частицы, регистрируемой в детекторе.

5.3.1 Рассмотрение особенностей спектра энергосодержания заряженных адронов в электромагнитном калориметре

При рассмотрении характерного спектра (рис. 5.3) энергосодержания адронов в калориметре можно сделать следующий вывод: в спектре присутствуют две составля-

ющие. Одна из них соответствует процессам образования электромагнитного ливня, а вторая описывает сильное взаимодействие регистрируемой частицы с веществом калориметра. Так как природа описанных частей спектра различна, то для построения эффективной теории энерговыделения имеет смысл рассматривать компоненты независимо.

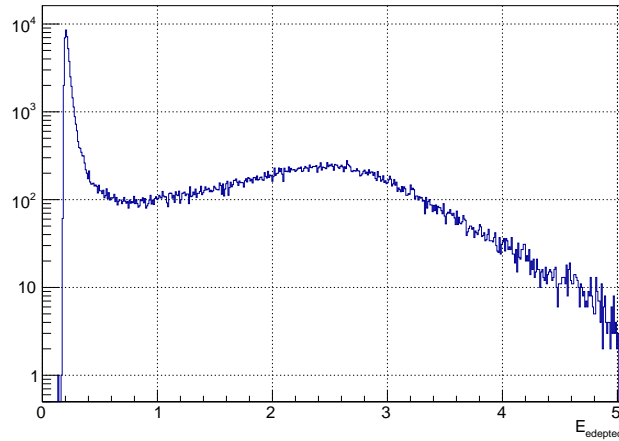


Рис. 5.3: Спектр энерговыделения π^- мезона при энергии $E_{\pi^-} = 5$ ГэВ

5.3.2 Анализ пика энерговыделения для M.I.P.

Для анализа процессов образования электромагнитных ливней можно рассмотреть спектры энерговыделения для мюонов, попавших в калориметр, так как спектр мюонов содержит только m.i.p. пик.

Для получения параметров пика в первую очередь проводится процедура, описанная в прошлом разделе. Учитываются флуктуации числа фотоэлектронов и порог регистрации сигнала. Пример спектра энерговыделения мюона в калориметре представлен на (рис. 5.4)

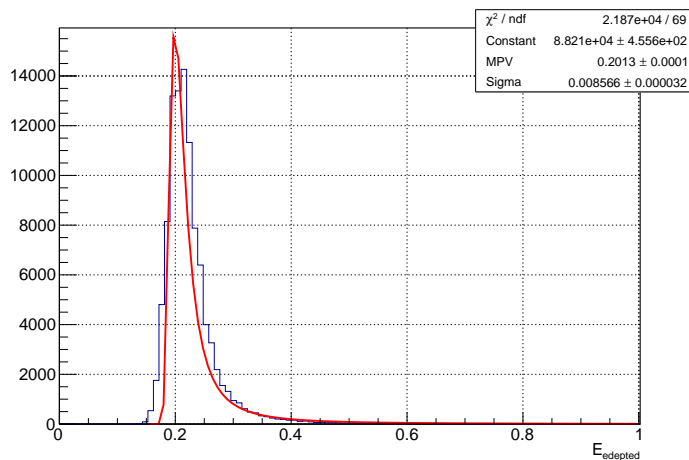


Рис. 5.4: Спектр энерговыделения мюона, имеющего энергию $E_{\mu} = 2.5$ ГэВ, после процедуры обработки и фитирования функцией распределения Ландау

Согласно теории взаимодействия частиц с веществом и развития электромагнитных ливней истинный спектр энергосыделения описывается с помощью распределения Ландау. После процедуры обработки первичных спектров нельзя строго утверждать, что спектр все еще описывается с распределением Ландау. Более корректным распределением, описывающим итоговые спектры будет свертка распределений Ландау и Гаусса. Несмотря на этот факт, для построения эффективной теории мы пренебрежем этим фактом и будем описывать итоговые спектры с помощью чистого распределения Ландау.

Так как вид электромагнитной компоненты спектра энергосыделения имеет один и тот же вид для различных частиц, то полученные зависимости для мюонных спектров можно экстраполировать и на спектры других частиц.

После фитирования энергосыделений для различных начальных энергий мюонов были получены зависимости параметров пика $m.i.p.$ от начальной энергии мюонов. Описанные зависимости представлены на (рис. 5.5)

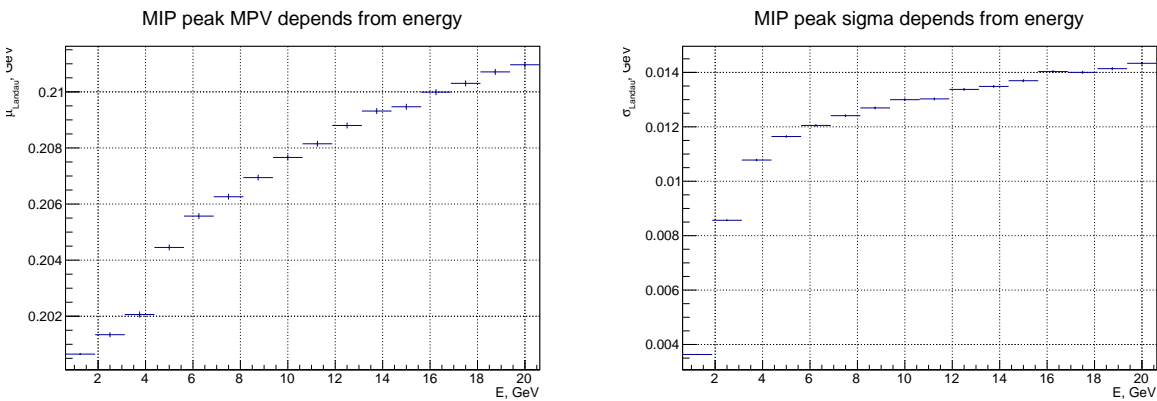


Рис. 5.5: Зависимости параметров $\mu(MPV)$ и σ для спектра энергосыделения мюона от энергии мюона E_{μ}

5.3.3 Вклад сильных взаимодействий в спектр энергосыделения заряженных адронов

Для описания компоненты спектра энергосыделения, отвечающей сильным взаимодействиям с веществом калориметра, получим ее изолированно от электромагнитной составляющей. Для этого воспользуемся следующим методом: произведем "вычитание" спектра $m.i.p.$ из спектра адронов при соответствующих нормировках. Обоснованность таких действий была показана в предыдущих разделах.

Итоговую компоненту спектра, соответствующую сильным взаимодействиям опишем с помощью распределения Гаусса. Данное распределение было выбрано по большей части с утилитарной точки зрения.

В итоге, мы получаем эффективную модель энергосыделения, которая представляет из себя функцию плотности вероятности энергосыделения для различных энергий (ур. 5.1).

$$F_E = p_0 \cdot L(E, p_1, p_2) + p_3 \cdot G(E, p_4, p_5) \quad (5.1)$$

где $L(E, MPV, \sigma)$ – функция распределения плотности Ландау, а $G(E, \mu, \sigma)$ – функция распределения плотности Гаусса.

Характерные спектры энергосыделения заряженных адронов (на примере π^-) представлены на (рис. 5.6)

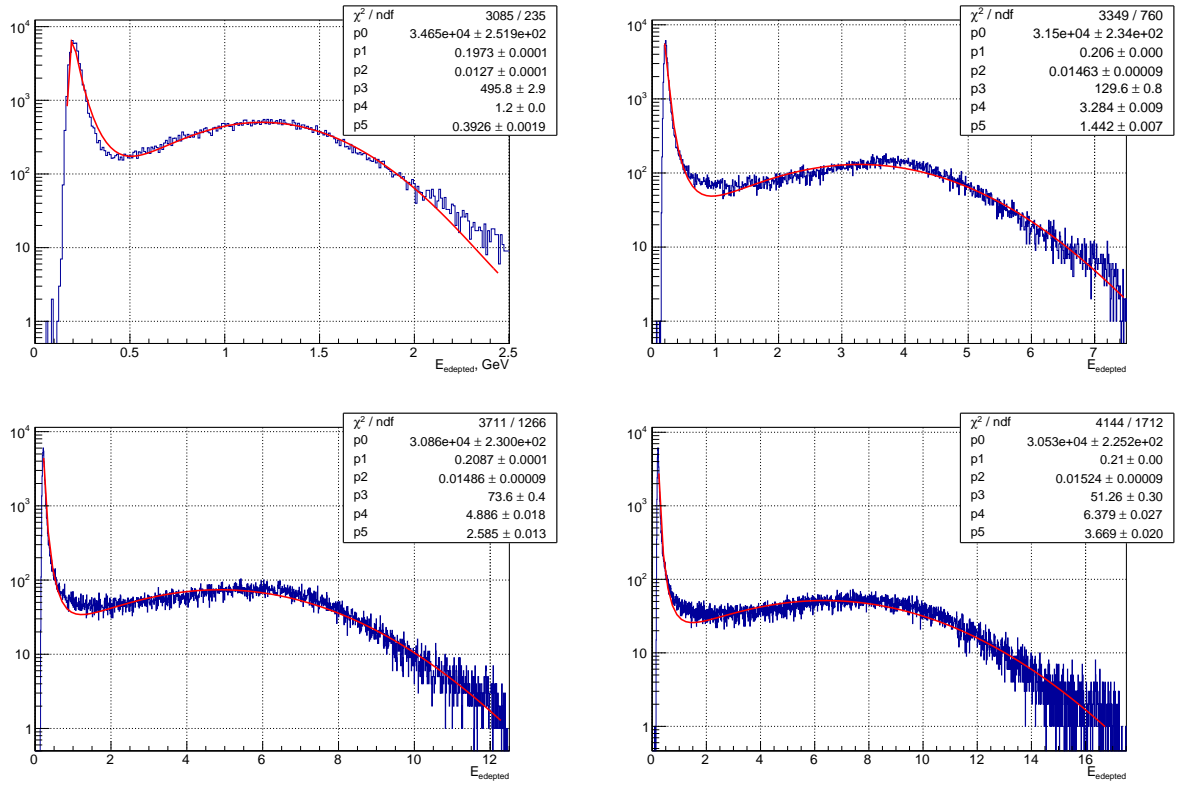


Рис. 5.6: Спектры энерговыведения π^- при различных собственных энергиях, после процедуры реконструкции и фитирования функцией распределения 5.1

5.3.4 Зависимость распределения энерговыведения эффективной теории от энергий адронов

Так как и $m.i.p.$, и сильновзаимодействующая компонента спектра зависят от энергии регистрируемого в калориметре адрона, то необходимо описать зависимость итогового распределения от энергии.

в первую очередь, стоит определить соотношение между двумя "источниками" энерговыведения – сильным взаимодействием и электромагнитными ливнями.

Для этого можно найти следующее отношение:

$$R_{source} = \frac{\int p_0 \cdot L(E, p_1, p_2) dE}{\int p_3 \cdot G(E, p_4, p_5) dE} \quad (5.2)$$

Так как распределения зависят от энергии, то можно сделать вывод, что и величина R_{source} так же будет зависеть от энергии: $R_{source} = R_{source}(E)$. Гистограмма, отображающая данную зависимость представлена на (рис. 5.7).

Кроме того, параметры p_i в (ур. 5.1) тоже зависят от энергии. Графики данных зависимостей представлены на (рис. 5.8)

Данные зависимости были профитированы степенными ($p_1, p_2 \propto \alpha \cdot E^\beta$) и экспоненциальными ($p_0, p_3, p_4, p_5 \propto \alpha \cdot \exp(E \cdot \beta)$) функциями, для параметризации итоговой функции распределения плотности от энергии. Одной из возможных задач дальнейших исследований может стать поиск более оптимальных способов параметризации приведенных выше зависимостей.

Как итог, результатом построения модели энерговыведения заряженных адронов в калориметре стала функция распределения плотности вероятности, для которой проведена процедура параметризации зависимости от энергии заряженного адрона.

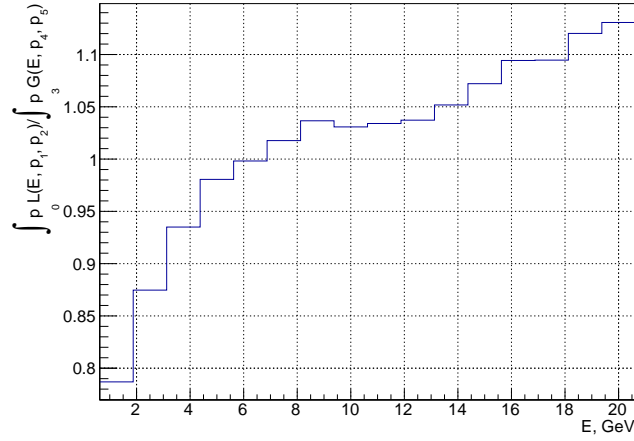


Рис. 5.7: Зависимость величины R_{source} от энергии адрона

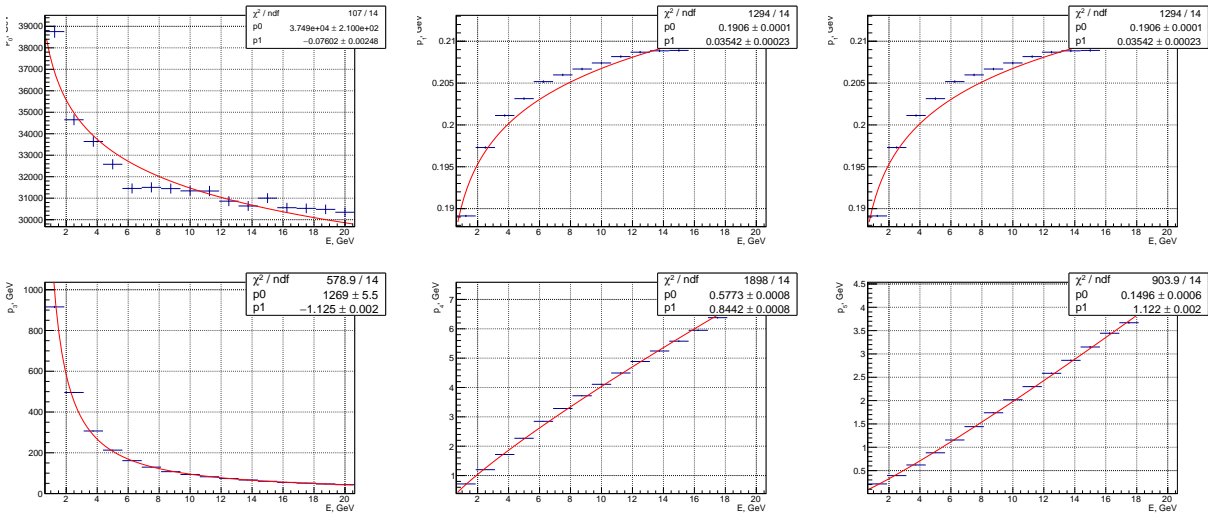


Рис. 5.8: Зависимости параметров $p_i(E)$ в функции плотности вероятности энергодельделения заряженных адронов

Данная функция распределения позволит при быстром Монте-Карло генерировании получить возможность моделировать процессы энергодельделения заряженных адронов. Наличие такой возможности позволит улучшить процедуру реконструкции чармония.

5.4 Реконструкция чармония, методы оценки и подавления фона

В процессе быстрого генерирования, благодаря созданным абстрактным классам мы получили возможность полностью восстановить иерархию события. Данный факт можно использовать для анализа истинно сигнальных событий – событий, когда в детекторах будут зарегистрированы продукты распада интересующих нас состояний чармония. Кроме того, можно сформулировать критерии отбора конечных состояний, обеспечивающих реконструкцию сигнальных событий. Наконец, благодаря наличию информации о всем событии, у нас появляется возможность исследовать

фоновые события. Опишем последовательно каждый из этапов анализа.

5.4.1 Отбор конечных состояний для истинных сигнальных событий

Для отбора конечных состояний в первую очередь учитывается аксептанс экспериментальной установки, описанный ранее. Так как рассматриваемая мода распада состояний χ_c предполагает промежуточный этап ($\chi_c \rightarrow J/\psi\gamma \rightarrow e^+e^-\gamma$), то истинно сигнальным событием можно считать зарегистрированную тройку частиц – электрон-позитронную пару и фотон, произошедшие от распада χ_c и последующего распада J/ψ .

5.4.2 Анализ истинных сигнальных событий

Начнем с анализа электрон-позитронной пары, произошедшей от распада J/ψ . Один из инструментов, который мы будем использовать для анализа – спектры инвариантных масс. Построим спектры инвариантных масс пары e^+e^- , с учетом эмулирования реального отклика детекторов. Срез данного двумерного спектра, проинтегрированный по поперечному импульсу пары в диапазоне [5, 6] ГэВ представлен на (рис. 5.9).

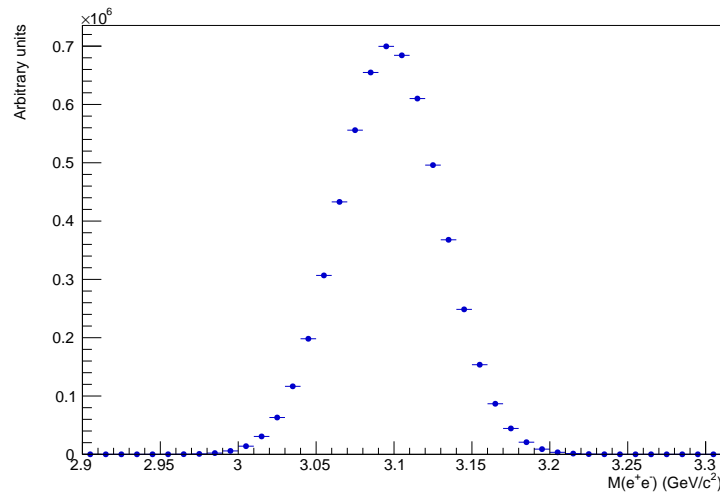


Рис. 5.9: Спектр инвариантных масс e^+e^- пары для при $p_T \in [5, 6]$ ГэВ

Характерной особенностью данного спектра является ширина этого спектра, которая много больше "естественной" ширины J/ψ , поэтому будем считать, что ширина спектра определяется исключительно разрешением детекторов.

Затем, перейдем к рассмотрению трехчастичных спектров инвариантных масс для электрон-позитронной пары и фотона от распада χ_c .

Для инвариантной массы данной тройки можно получить следующее выражение:

$$M_{inv}^2(e^+, e^-, \gamma) = \left(\left(\frac{E_{e^+}}{\vec{p}_{e^+}} \right) + \left(\frac{E_{e^-}}{\vec{p}_{e^-}} \right) + \left(\frac{E_\gamma}{\vec{p}_\gamma} \right) \right)^2 \quad (5.3)$$

После раскрытия, получаем:

$$M_{inv}^2(e^+, e^-, \gamma) = 2m_e^2 + 2(\vec{p}_{e^+}, \vec{p}_{e^-}) + 2(\vec{p}_{e^+}, \vec{p}_\gamma) + 2(\vec{p}_{e^-}, \vec{p}_\gamma) \quad (5.4)$$

Так как при эмулировании реалистичного поведения детекторов каждое из слагаемых, содержащих скалярное произведение импульсов частиц внесет вклад в итоговое разрешение массы, то можно сделать вывод, что чем меньше таких слагаемых, тем лучше будет итоговое массовое разрешение.

Заметим, что

$$M_{inv}^2(e^+, e^-) = \left(\left(\frac{E_{e^+}}{p_{e^+}} \right) + \left(\frac{E_{e^-}}{p_{e^-}} \right) \right)^2 = 2m_{e^-}^2 + 2(\vec{p}_{e^+}, \vec{p}_{e^-}) \quad (5.5)$$

А значит, учитывая (ур. 5.4, 5.5), имеет смысл рассматривать спектр разности инвариантных масс $M_{\chi_c} - M_{J/\psi}$, которая будет иметь лучшее разрешение по сравнению с M_{χ_c} .

При этом, если обратить внимание на итоговое выражение для $M_{\chi_c}^2 - M_{J/\psi}^2$:

$$M_{\chi_c}^2 - M_{J/\psi}^2 = 2(\vec{p}_{e^+}, \vec{p}_\gamma) + 2(\vec{p}_{e^-}, \vec{p}_\gamma) \quad (5.6)$$

то можно сделать вывод, что энергетическое разрешение фотона является определяющим фактором в вопросе конечного массового разрешения. Для того, чтобы в этом убедиться рассмотрим:

$$\sigma_{\Delta M^2} = \left(\left(\frac{\partial \Delta M^2}{\partial p_\gamma} \cdot \sigma_{p_\gamma} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta M^2}{\partial p_{e^+}} \cdot \sigma_{p_{e^+}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta M^2}{\partial p_{e^-}} \cdot \sigma_{p_{e^-}} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.7)$$

$$(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = p_1 \cdot p_2 \cdot \cos \theta \quad (5.8)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \Delta M_{inv}^2}{\partial p_i} = \frac{p_\gamma \cdot p_{e^+} \cdot \cos \theta_1}{\partial p_i} + \frac{p_\gamma \cdot p_{e^-} \cdot \cos \theta_2}{\partial p_i} + \quad (5.9)$$

$$\frac{\partial \Delta M_{inv}^2}{\partial p_\gamma} = 2(p_{e^+} \cos \theta_1 + p_{e^-} \cos \theta_2), \quad \frac{\partial \Delta M_{inv}^2}{\partial p_{e^\pm}} = 2p_\gamma \cos \theta_{1,2} \quad (5.10)$$

Так как в силу закона сохранения энергии фотоны от распада χ_c получают гораздо менее жесткие, нежели электроны, то можно уверенно считать, что разрешение фотона действительно вносит определяющий вклад в итоговое массовое разрешение. В подтверждение этому можно обратить внимание на распределение электронов, позитронов и фотонов по поперечному импульсу, изображенное на (рис. 5.10).

Итак, посмотрим, какие спектры разности инвариантных масс χ_c и J/ψ получаются при различных разрешениях калориметра, регистрирующего фотон. Спектры, проинтегрированные по поперечному импульсу в двух диапазонах ($p_T \in [1, 2]$ ГэВ и $p_T \in [5, 6]$ ГэВ) представлены на (рис. 5.11).

Как видно из (рис. 5.11), используя калориметр с разрешением действующего калориметра PHOS, в области низких поперечных импульсов сигналы от различных состояний χ_c (конкретно – χ_{c1} и χ_{c2}) становятся практически неразделимы. Данный факт накладывает большие ограничения на возможность систематических измерений состояний чармония в области низких поперечных импульсов. При этом, отдельно стоит уточнить, что в силу малых брэнчингов распада по исследуемому каналу сигнал от состояния χ_{c0} очень мал по сравнению с сигналами от других состояний.

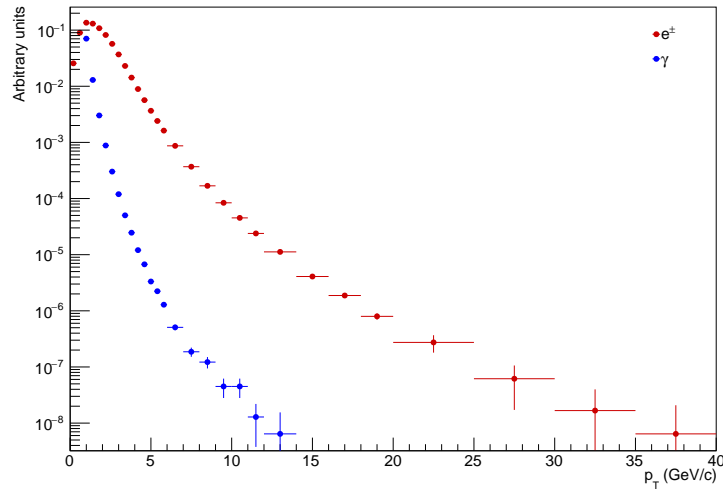


Рис. 5.10: Спектр дочерних частиц от распада χ_c по поперечному импульсу

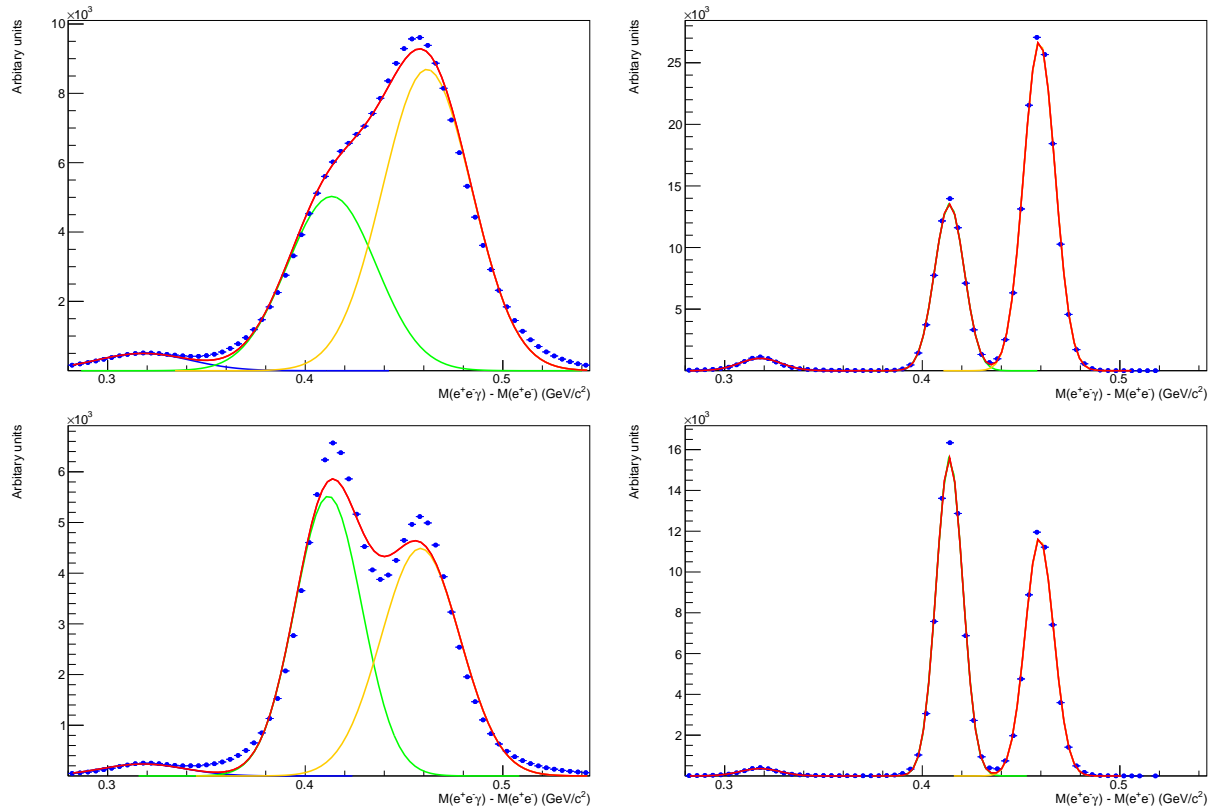


Рис. 5.11: Спектры разности инвариантных масс $M_{e+e-\gamma} - M_{e+e-}$, для диапазона $p_T \in [1, 2]$ ГэВ (сверху) и $p_T \in [5, 6]$ ГэВ (снизу). Слева представлены результаты для калориметра с разрешением, соответствующим разрешению калориметра PHOS ($a = 0.018, b = 0.033, c = 0.011$), справа – результаты для калориметра с рекордным разрешением ($a = 0.001, b = 0.01, c = 0.01$).

5.4.3 Отбор конечных состояний для реконструкции сигнальных событий

Любой реальный эксперимент не обладает тем набором данных, которые есть у нас в процессе быстрого Монте-Карло моделирования. В частности, по данным реального эксперимента можно лишь косвенно судить о иерархии частиц в событии,

что приводит к необходимости построения процедуры реконструкции промежуточных состояний.

В исследуемом канале есть одно промежуточное состояние – J/ψ , распадающееся на электрон-позитронную пару. Значит, необходимо сформулировать критерий для электронов и позитронов в событии, по которым можно будет судить о происхождении данной пары. Данный критерий назовем "Гипотезой J/ψ " и сформулируем в следующем виде:

Будем считать электрон-позитронную пару кандидатом в J/ψ тогда, когда инвариантная масса данной пары будет соответствовать следующему соотношению:

$$M_{e^+e^-}(p_T) \in [M_{J/\psi}(p_T) - \sigma_M(p_T), M_{J/\psi}(p_T) + \sigma_M(p_T)] \quad (5.11)$$

В выражении (ур. 5.11) появились два параметра – $M_{J/\psi}(p_T)$ и $\sigma_M(p_T)$, зависящие от энергии. Данные параметры определим из известных нам данных для истинных J/ψ , а именно – спектров инвариантных масс, полученных с учетом эмуляции детекторов, обладающих конечным разрешением.

Для параметризации $M_{J/\psi}(p_T)$ и $\sigma_M(p_T)$ от энергии профитируем спектры инвариантных масс (рис. 5.9) функцией распределения Гаусса, после чего получим зависимость математического ожидаемого ($M_{J/\psi}(p_T)$) и стандартного отклонения ($\sigma_M(p_T)$). Теперь, имея данные о 4-импульсах электронов и позитронов можно произвести вычисление инвариантной массы пары и проверить *гипотезу J/ψ* .

В таком случае, возникает вопрос о эффективности реконструкции J/ψ при использовании *гипотезы J/ψ* для набора электронов и позитронов в событии. Так как исходное распределение по массе инвариантной пары профитировано функцией распределения плотности вероятности Гаусса, то можно предсказать эффективность регистрации:

$$\eta_{theor} = \frac{\int_{\mu-\sigma}^{\mu+\sigma} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right)}{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right)} \approx 0.66 \quad (5.12)$$

Построив отношение числа реконструированных состояний J/ψ к числу истинных состояний в событии в зависимости от p_T , получаем практическую эффективность реконструкции. Данная зависимость изображена на (рис. 5.12).

Полученное из моделирования значение асимптотически соответствует теоретическому предсказанию (≈ 0.66), но в области малы и средних поперечных импульсов наблюдается отклонение. Для отклонения есть две предпосылки:

1. Неточность параметризации $M_{J/\psi}(p_T)$ и $\sigma_M(p_T)$. Так как получить аналитически зависимость данных величин от поперечного импульса пары довольно трудно (Кроме того, не рационально, так как аналитическая зависимость будет требовать большого количества процессорного времени для получения граничных значений диапазона масс, удовлетворяющих *гипотезе J/ψ*), то для параметризации использовались функции, имеющие похожее асимптотическое поведение, чем и объясняется согласие на больших поперечных импульсах между предсказанным и полученным значением эффективности реконструкции.
2. Неточное описание массового распределения функцией плотности вероятности Гаусса. Фитирование спектров инвариантных масс происходило при предварительном интегрировании по промежутку фиксированной длины, а на низких

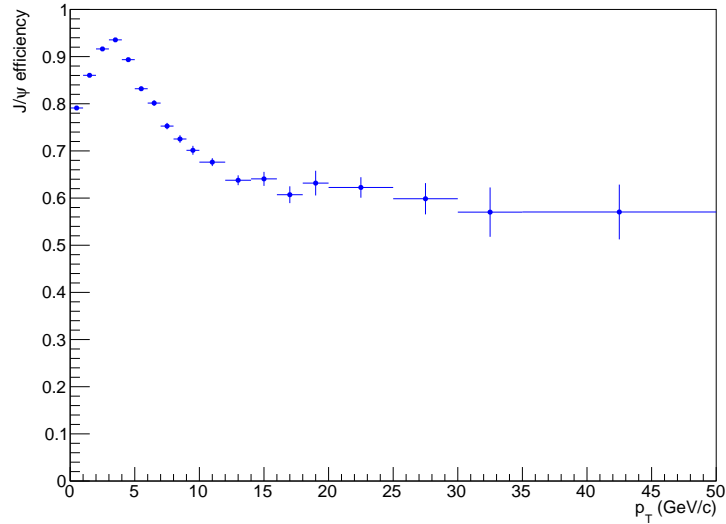


Рис. 5.12: Эффективность реконструкции состояния J/ψ в зависимости от поперечного импульса электрон-позитронной пары при использовании гипотезы J/ψ

поперечных импульсах спектр мог иметь сильно различающийся вид (как минимум, по ширине) на границах диапазона интегрирования.

Объединяя два этих факта, можно сделать вывод, что критерии гипотезы остаются неидеальными, поэтому одной из потенциальных задач для дальнейшего исследования является уточнение приведенных критериев.

После отбора электрон-позитронной пары в кандидаты J/ψ следующий шаг – построение комбинаторного фона для спектра разности инвариантных масс.

Для этого необходимо просто "перебрать" все пары кандидатов в J/ψ и фотоны. По итогу можно получить спектр, на котором будут присутствовать как сигнальные события, так и комбинаторный фон. Характерный спектр инвариантных масс представлен на (рис. 5.13).

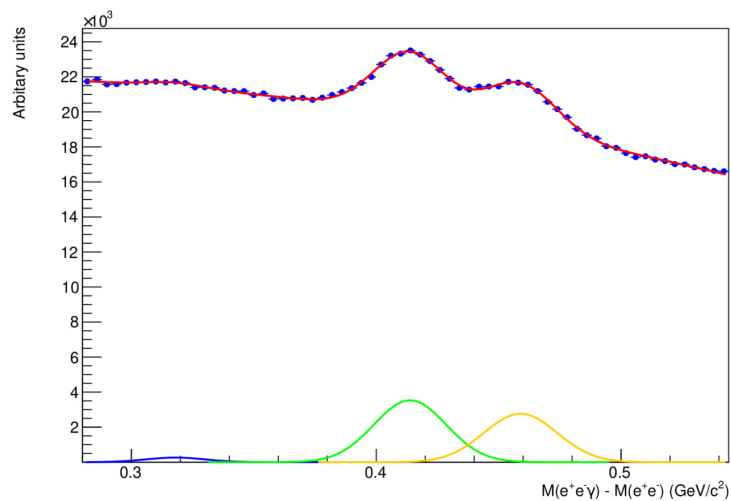


Рис. 5.13: Спектр разности инвариантных масс $M_{inv}(e^+e^-\gamma) - M_{inv}(e^+e^-)$ проинтегрированный по $p_T \in [5, 6]$ ГэВ

Для дальнейшего анализа Полученного спектра выполним стандартную проце-

дурю сепарации сигнальных и фоновых событий. Для этого профитируем спектр функций, представляющей сумму трех функций распределения Гаусса (для каждого из состояний χ_c) и полиномиальной функцией для фоновой компоненты.

Итоговые выделенные вклады сигнальных событий представлены на (рис. 5.13) синей, зеленой и желтой кривыми.

5.4.4 Анализ реконструированных сигнальных событий

После предыдущих действий мы получили довольно широкий спектр информации о конечных, исходных и реконструированных состояниях. Обладая данной информацией, можно провести некоторый статистический анализ результатов.

В первую очередь, оценим эффективность реконструкции и дифференциальные сечения регистрации состояний χ_c . Зависимости описанных величин от p_T представлены на (рис. 5.14).

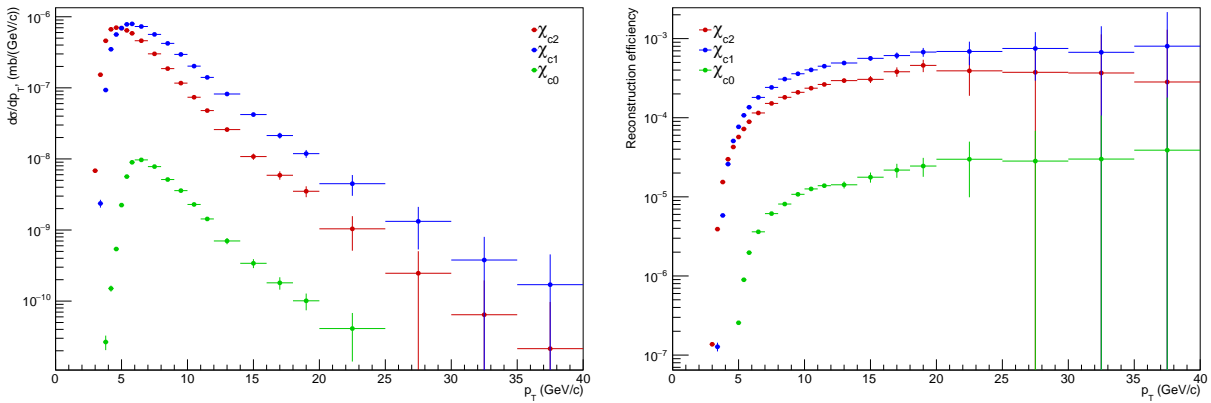


Рис. 5.14

Описанная выше процедура реконструкции состояний χ_c применима не только для результатов Монте-Карло генерирования, но и для данных реального эксперимента. По этой причине можно провести оценку уровня значимости, получаемого в результате описанных выше действий. Для этого воспользуемся определением:

$$sign = \frac{N_{signal}}{\sqrt{N_{signal} + N_{backg}}} = \frac{\mathcal{L} \cdot \sigma_{signal}}{\sqrt{\mathcal{L} \cdot (\sigma_{signal} + \sigma_{backg})}} = \mathcal{L} \frac{\sigma_{signal}}{\sqrt{\sigma_{signal} + \sigma_{backg}}} \quad (5.13)$$

Так как все дифференциальные сечения, используемые в (ур. 5.13) получены в зависимости от p_T , то можно получить оценку уровня значимости в зависимости от поперечного импульса. График описанной зависимости представлен на (рис. 5.15).

Полученные оценки уровня статистической значимости – один из главных результатов, полученный в данной работе. В первую очередь стоит отметить, что данная оценка ограничивает уровень статистической значимости сверху. На то есть целый ряд причин:

1. Отсутствие процедуры идентификации частиц в конечном состоянии.
2. 100% эффективность регистрации частиц в детекторах при моделировании.
3. Ограничения, заложенные в модель генератора событий.

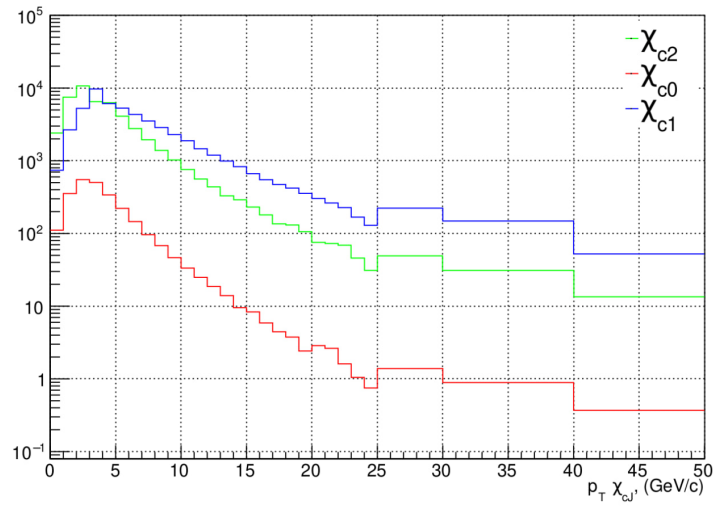


Рис. 5.15: Уровень статистической значимости для регистрации различных состояний χ_c в зависимости от поперечного импульса

Все вышеописанные факторы завышают итоговое число реконструированных событий, что приводит к сильно завышенным значениям уровня достоверности.

Хоть результат и является только лишь оценкой сверху, он все еще несет большое количество полезной информации. Как минимум, можно сказать, что на данном этапе потенциально возможна статистически достоверная регистрация различных состояний чармония (J/ψ , χ_{c1} , χ_{c2}) в планируемом эксперименте ALICE3 на БАК, что является хорошим маркером к продолжению исследований в данном направлении.

Глава 6

Заключение

В начале работы были сформулированы цели и задачи, в частности:

Разработка модели энерговыделения частиц в электромагнитном калориметре. Результатом выполнения данной задачи является полученная параметризация функции плотности распределения вероятности энерговыделения частиц. В частности, указаны функции для фотонов, электронов, мюонов или заряженных адронов. В ходе получения модели была создана программа для различных Монте-Карло исследований с электромагнитным калориметром, использующая программный комплекс Geant4.

Формирование требований к энергетическому разрешению электромагнитного калориметра будущего эксперимента ALICE3. В рамках данной задачи было показано, что для систематических статистически достоверных измерений состояний чармония требуются детекторы, имеющие разрешение превосходящее разрешение сегодняшних детекторов. Продемонстрировано влияние разрешения детекторов на потенциальные результаты экспериментов по измерению чармония путем быстрого Монте-Карло моделирования с генератором событий Pythia8.

Получение оценок уровня статистической достоверности регистрации состояний чармония в эксперименте ALICE3. Используя результаты предыдущих пунктов, была получена зависимость уровня статистической значимости от поперечного импульса чармония (рис. 5.15). Результат показал состоятельность исследования, так как полученная оценка оказалась сильно завышенной относительно ожидаемых значений, что указывает на примитивность модели. На основании данных, произведенных в результате выполнения работы можно сформулировать усовершенствованные требования к алгоритму, используемому в процессе моделирования.

В ходе выполнения ВКР все сформулированные цели и задачи доведены до логического завершения. Полученные данные неоднократно представлены на студенческих научных конференциях, и опубликованы в виде статей в рецензируемых журналах [13], [14].

Литература

- [1] *Abreu, M. C.* Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/ψ suppression pattern measured in Pb + Pb collisions at the CERN SPS / M. C. Abreu et al. // *Phys. Lett. B.* — 2000. — Vol. 477. — Pp. 28–36.
- [2] *Adare, A.* J/ψ suppression at forward rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / A. Adare et al. // *Phys. Rev. C.* — 2011. — Vol. 84. — P. 054912.
- [3] *Abelev, Betty Bezverkhny.* Centrality, rapidity and transverse momentum dependence of J/ψ suppression in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV / Betty Bezverkhny Abelev et al. // *Phys. Lett. B.* — 2014. — Vol. 734. — Pp. 314–327.
- [4] *Kluberg, Louis.* Color Deconfinement and Charmonium Production in Nuclear Collisions / Louis Kluberg, Helmut Satz // *Relativistic Heavy Ion Physics* / Ed. by R. Stock. — 2010.
- [5] *Zyla, P. A.* Review of Particle Physics / P. A. Zyla et al. // *PTEP.* — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01.
- [6] *Bierlich, Christian.* A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3 / Christian Bierlich et al. — 2022. — 3.
- [7] *Agostinelli, S.* GEANT4—a simulation toolkit / S. Agostinelli et al. // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 2003. — Vol. 506. — Pp. 250–303.
- [8] *Braun-Munzinger, P.* (Non)thermal aspects of charmonium production and a new look at J/ψ suppression / P. Braun-Munzinger, J. Stachel // *Phys. Lett. B.* — 2000. — Vol. 490. — Pp. 196–202.
- [9] *Kharzeev, D.* Charmonium interaction in nuclear matter / D. Kharzeev, H. Satz // *Phys. Lett. B.* — 1995. — Vol. 356. — Pp. 365–372.
- [10] *Matsui, T.* J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation / T. Matsui, H. Satz // *Phys. Lett. B.* — 1986. — Vol. 178. — Pp. 416–422.
- [11] Letter of intent for ALICE 3: A next-generation heavy-ion experiment at the LHC. — 2022. — 11.
- [12] *Kharlov, Yuri.* Performance of Calorimetry in ALICE / Yuri Kharlov // *PoS.* — 2018. — Vol. LHCP2018. — P. 231.
- [13] *Varlamov, A. M.* Production and Reconstruction Model of the χ_{cJ} States at the ALICE Experiment at the Large Hadron Collider / A. M. Varlamov, Yu. V. Kharlov // *Phys. Atom. Nucl.* — 2022. — Vol. 85, no. Suppl 2. — Pp. S109–S116.

- [14] *Kharlov, Yuri*. Probing the Hot QCD Matter via Quarkonia at the Next-Generation Heavy-Ion Experiment at LHC / Yuri Kharlov, Yeghishe Hambardzumyan, Antony Varlamov // *Particles*. — 2023. — Vol. 6, no. 2. — Pp. 546–555. <https://www.mdpi.com/2571-712X/6/2/30>.