

ФУДУРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ


КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

Поиск связанного состояния протона и антипротона в реакции $e^+e^- \rightarrow 2p2\bar{p}$
в эксперименте BESIII

Выполнил студент
409 группы

Погодин Святослав Николаевич



Научный руководитель:
д.ф.-м.н. Скачков Николай Борисович



Научный консультант:
д.ф.-м.н. Гуськов Алексей Вячеславович



Допущен к защите

Зав. кафедрой: д.ф.-м.н., академик РАН В. А. Матвеев

Москва
2020

Оглавление

Введение	3
1 Основная часть	6
1.1 Ускоритель ВЕРСИИ и детектор BESIII	6
1.1.1 ВЕРСИИ	6
1.1.2 BESIII	7
1.2 Светимость	9
1.3 Идентификация частиц	10
1.3.1 Идентификация частиц с помощью измерения удельных потерь энергии	11
1.3.2 Идентификация частиц с помощью измерения времени пролета	13
1.3.3 Объединение двух методов	13
1.4 Программное обеспечение и используемые данные	14
1.5 Алгоритм отбора событий	15
1.5.1 Предварительный отбор событий	15
1.5.2 Отбор по положению первичной вершины	15
1.5.3 Отбор по числу протонов и антипротонов	15
1.5.4 Объединение отборов по положению первичной вершины и числу частиц	15
1.5.5 Отбор по энергии и импульсу частиц	16
1.5.6 Зачем нужно идентифицировать протоны?	19
1.6 Проверка критериев отбора событий	19
1.7 Методы работы и их сравнение	21
1.7.1 Первый метод	21
1.7.2 Второй метод	21
1.7.3 Сравнение числа событий	21
1.8 Результаты	22
1.8.1 Спектр инвариантных масс $p\bar{p}$	22
1.8.2 Зависимость числа событий от энергии	22

Выводы	27
Список использованных источников	28

Введение

Ядерная материя в современной Вселенной содержится в виде нуклонов внутри атомных ядер и в нейтронных звёздах. Нуклоны (нейтроны и протоны) – это блоки такой материи, которые состоят из кварков. Кварки связаны между собой сильным взаимодействием, которое осуществляется обменом глюонами. В отличие от фотонов, которые обеспечивают электромагнитное взаимодействие и не взаимодействуют друг с другом, глюоны взаимодействуют между собой за счёт цвета, который в сильных взаимодействиях является аналогом электрического заряда. Цветовые глюоны и кварки являются основой теории сильных взаимодействий – квантовой хромодинамики.

Сильные взаимодействия становятся слабыми на коротких расстояниях – свойство, известное как «асимптотическая свобода». И наоборот, они становятся необычайно сильными на расстояниях порядка размеров нуклона (10^{-15} м), связывая кварки внутри нуклона и в других частицах, называемых адронами. Явление невозможности получения кварков в свободном состоянии было названо конфайнментом.

Всего существует 6 кварков: u , d , s , c , b , t . Кварки объединяются в частицы, называемые адронами. Адроны – связанные системы кварков и антикварков. Наиболее изучены и распространены адроны с 3 кварками – барионы, и с кварком и антикварком – мезоны. Однако в настоящее время прорабатывается и экспериментально, и теоретически вопрос существования и более сложных систем – тетракварков, пентакварков, глюболов, адронных молекул и т.д.

Адронная молекула – связанное состояние пары адронов, в котором связь обеспечивается путём обмена мезонами. На настоящий момент достоверно открыта и хорошо изучена только одна адронная молекула – дейтрон. Хорошо изучены его свойства, и частности, были проверены эмпирические модели (рис. 1). С помощью этого потенциала были описаны свойства нуклон-нуклонного взаимодействия.

Взаимодействие в системе $N\bar{N}$ сильно отличается от хорошо изученного NN взаимодействия. Система имеет барионное число, равное нулю, и легко аннигилирует в мезоны. При низких энергиях сечение аннигиляции более чем вдвое превышает сечение упругого рассеяния. Принцип Паули налагает на волновую функцию системы более слабые ограничения, чем на волновую функцию системы NN .

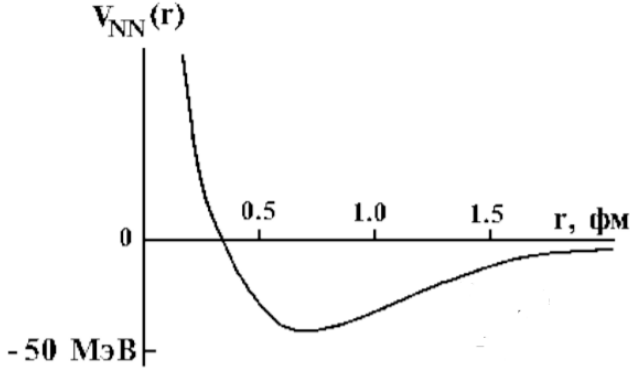


Рис. 1: Нуклон-нуклонный потенциал.

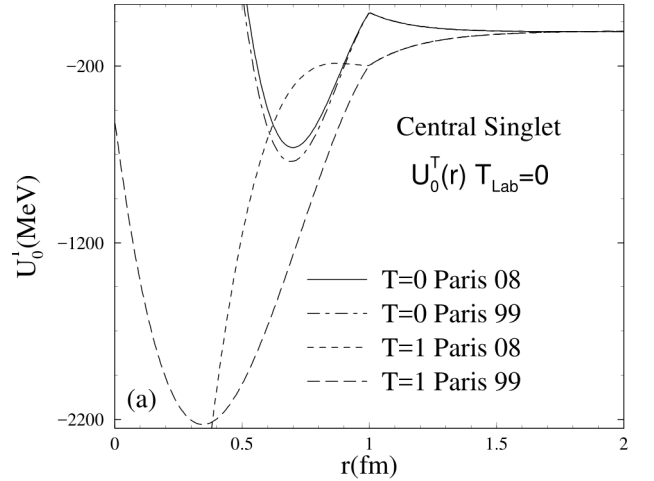


Рис. 2: Парижский потенциал.

В 70-ые годы усиленно изучался вопрос о $N\bar{N}$ и его потенциале. Большой прогресс в изучении $N\bar{N}$ взаимодействия был достигнут в CERN на установке LEAR в 80-ые годы благодаря высокому качеству антипротонного пучка. Было предложено несколько моделей протон-антипротонного взаимодействия, например Парижский (рис. 2).[1][2]

В 2003 году в эксперименте BESII наблюдалось резкое припороговое усиление сигнала в спектре инвариантных масс $p\bar{p}$ в радиационных распадах $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$ (рис. 3), а затем и в $J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta'$ с порогом ниже или на уровне $2m_p$ (рис. 4). Одним из объяснений этого эффекта является рождение и распад связанного состояния протона и антипротона, однако вопросы остаются: во-первых, ширина дальнейшего распада связанного состояния $p\bar{p}$ расходуется с $\pi^+\pi^-\eta'$, во-вторых, увеличение числа событий с массой вблизи порога рождения наблюдается только в данном распаде, в других, например, $J/\psi \rightarrow \omega p\bar{p}$, нет.[3][4]

Изучение этого процесса продолжается в настоящий момент в эксперименте BESIII (модернизированный BESII). В уже упомянутом распаде $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-\eta'$ множество пиков, отдельный интерес из которых представляют три: $X(1835)$, $X(2120)$, $X(2370)$. На объяснение первого из них была предложена модель связанного состояния $p\bar{p}$. Кроме нее для объяснения могут рассматриваться модель глобола или радиальное возбуждение η' мезона.[5]

Таким образом, целью настоящей работы является поиск и изучение связанного состояния $p\bar{p}$ в реакции $e^+e^- \rightarrow 2p\bar{p}$ для построения картины $N\bar{N}$ взаимодействия при малых энергиях (порядка нескольких ГэВ) по данным эксперимента BESIII. Для этого были поставлены следующие задачи:

1. Изучение литературы по вопросам изучения нуклон-антинуклонного взаимодействия и бариониума в экспериментах LEAR и BESII/BESIII;
2. Знакомство и работа со стандартным программным обеспечением для

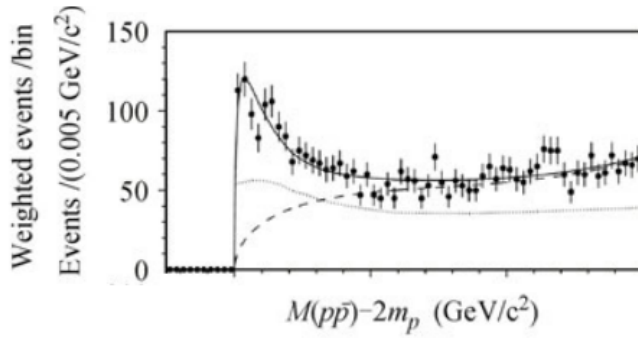


Рис. 3: Спектр инвариантных масс $M_{p\bar{p}} - 2m_p$ для реакции $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$. Сплошная линия – результат эксперимента, пунктирная – ожидаемое распределение, точечная – эффективность приема от величины инвариантной массы $p\bar{p}$. [5]

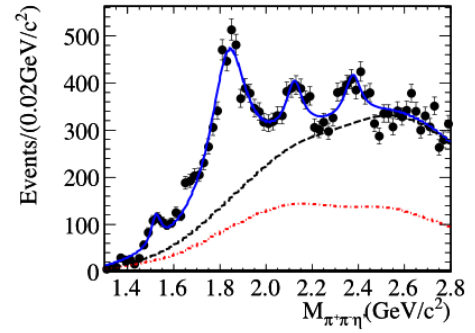


Рис. 4: Распределение инвариантной массы $\pi^+\pi^-\eta'$ для выбранных событий из двух η' мод распада с подгонкой масс-спектра к четырем резонансам; здесь штрих-пунктирная линия является вкладом не η' -событий, а фоном $\pi^0\pi^+\pi^-\eta'$ для двух мод η' -распада; штриховая линия – вкладом общий фон и не резонансный $\pi^+\pi^-\eta'$ процесс. [5]

работы с данными BESIII;

3. Разработка критериев отбора для нахождения событий заданной конфигурации и их применение к данным BESIII;
4. Проверка критериев отбора событий
5. Построение гистограмм отбора событий, гистограмм энергии и импульса отобранных событий, графика зависимости числа событий от энергии;
6. Анализ полученных результатов.

Работа имеет следующую структуру:

1. Описание объекта и предмета исследования
2. Методы идентификации частиц
3. Описание критериев отбора
4. Проверка правильности работы программ
5. Результаты измерений
6. Выводы

Глава 1

Основная часть

1.1 Ускоритель BEPCII и детектор BESIII

Пекинский электронно-позитронный коллайдер (BEPC) в Институте физики высоких энергий (ИФЭ) в Пекине до CLEOс в 2003 году был уникальным объектом, работающим в области энергий образования τ лептона и c кварка. Он работал в диапазоне от от 3.8 до 4.6 ГэВ со светимостью $5 \times 10^{30} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ на пике J/ψ . Детекторы Пекинского спектрометра (BESI и BESII) на BEPC работали примерно с 1990 года и изучали многие физические задачи, включая точное измерение массы τ лептона и детальное R – сканирование; было получено 58 миллионов событий с J/ψ , 14 миллионов с ψ' и более 30пб^{-1} на ψ'' .

В 2008 году был запущен детектор BESIII, который является усовершенствованным продолжением BESII, и работает до сих пор.[6]

1.1.1 BEPCII

BEPCII – это e^+e^- коллайдер с двумя кольцами, который работает в области энергий τ лептона и c кварка ($E_{cm} = 3.8 - 4.6$ ГэВ) с расчетной светимостью $1 \times 10^{33} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ при энергии пучка 1,89 ГэВ.

Линейный ускоритель длиной 202,4 метра может ускорять электроны и позитроны до 1,89 ГэВ со скоростью инъекции позитронов $62 \text{мА} \times \text{мин}^{-1}$.

Кольца имеют длину 237,5 метра. Электроны и позитроны сталкиваются в точке взаимодействия с горизонтальным углом пересечения 11 мрад и периодичностью 8 нс. Единовременно в кольце циркулируют 93 сгустка частиц, составляя при этом ток 910 мА. Машина также обеспечивает высокий поток синхротронного излучения при энергии пучка 2,5 ГэВ.

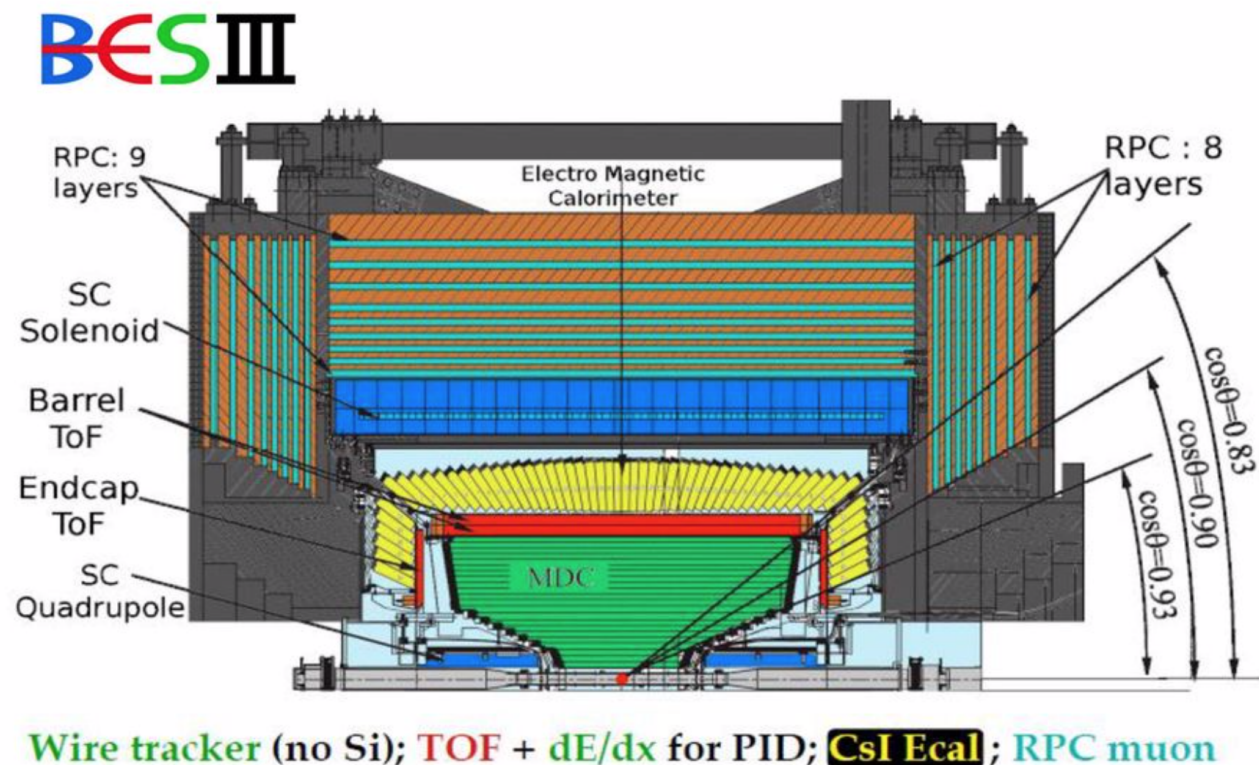


Рис. 1.1: Схематический вид детектора BESIII.

1.1.2 BESIII

Детектор BESIII состоит из главной дрейфовой камеры (main drift chamber – MDC) на основе гелия, детекторов времени пролета (Time-Of-Flight – TOF) для идентификации частиц, калориметра на основе кристаллов CsI (Tl), сверхпроводящего соленоидального магнита с полем 1 Тесла, и системы идентификации мюонов, использующий магнитный хомут, чередующийся с резистивными пластинчатыми счетчиками (RPC).

Главная дрейфовая камера

Главная дрейфовая камера представляет собой многослойный цилиндр. Внутренний и внешний цилиндры изготовлены из углеродного волокна. Имеется короткая внутренняя часть вблизи лучевой трубы, ступенчатая область и коническая внешняя область см. рис. 1.1. Полярный угол покрытия составляет $\cos \theta = 0,83$ для трека частиц, проходящих через все слои, и $\cos \theta = 0,93$ для треков, проходящих через 20 слоев. Концевые пластины обрабатываются с точностью до 25 микрон. Всего имеется 43 слоя позолоченных вольфрамовых проволок толщиной 25 микрон; провода, создающие поле, изготовлены из алюминия с позолотой, в диаметре 110 микрон. В камере используется газовая смесь 60/40 He/C₃H₈.

Пространственное, координатное, импульсное и dE/dx – разрешения со-

Таблица 1.1: Средневзвешенная энергия столкновения.

Энергетическая точка, МэВ	Средневзвешенное значение, МэВ
3810	$3807.65 \pm 0.10 \pm 0.58$
3900	$3896.24 \pm 0.11 \pm 0.72$
4009	$4007.62 \pm 0.05 \pm 0.66$
4090	$4085.45 \pm 0.14 \pm 0.66$
4190	$4188.59 \pm 0.15 \pm 0.68$
4210	$4207.73 \pm 0.14 \pm 0.61$
4220	$4217.13 \pm 0.14 \pm 0.67$
4230	$4226.26 \pm 0.04 \pm 0.65$
4245	$4241.66 \pm 0.12 \pm 0.73$
4260	$4257.97 \pm 0.04 \pm 0.66$
4310	$4307.89 \pm 0.17 \pm 0.63$
4360	$4358.26 \pm 0.05 \pm 0.62$
4390	$4387.40 \pm 0.17 \pm 0.65$
4420	$4415.58 \pm 0.04 \pm 0.72$
4470	$4467.06 \pm 0.11 \pm 0.73$
4530	$4527.14 \pm 0.11 \pm 0.72$
4575	$4574.50 \pm 0.18 \pm 0.70$
4600	$4599.53 \pm 0.07 \pm 0.74$

ставляют $\sigma_s = 130$ мкм, $\sigma_p/p = 0,5\%$ при 1 ГэВ/с и $\sigma_{dE/dx} / dE/dx \sim 6\%$ соответственно. Испытания на пучке, выполненные в магнитном поле 1 Т, дали пространственное разрешение лучше, чем 110 микрон, и разрешение dE/dx , превышающее 5%. Испытания конечной камеры и считывающей электроники с использованием космических лучей без магнитного поля дают пространственное разрешение $\sigma_s = 139$ мкм и эффективность ячейки 97%; ожидается лучшее разрешение с данными встречного луча и дальнейшей калибровкой.

ТОФ

За пределами главной дрейфовой камеры, между радиусами 810 мм и 930 мм, находится система времени полета (ТОФ), которая имеет решающее значение для идентификации частиц. Она состоит из двухслойного цилиндра из 88 сцинтилляторов ВС408 размером $50 \times 50 \times 2380$ мм в каждом слое и комплектов торцевых крышек из 48 сцинтилляторов ВС404 в форме вентилятора.

Используются тонкие сетчатые фототрубки Hamamatsu R5942 – по два на каждый ствольный сцинтиллятор и по одному на каждый торцевой колпачок сцинтиллятора. Ожидаемое временное разрешение для каонов и пионов и для двух цилиндрических частей составляет от 100 до 110 пс, что позволяет разделять каоны и пионы на уровне 2σ при энергиях до 2 ГэВ.

Калориметр

Калориметр на основе кристаллов CsI (Tl) служит для восстановления треков, фотонов и идентификации электронов и позитронов. Он содержит в общей сложности 6240 кристаллов в частях цилиндра и торцевой крышки калориметра. Типичный кристалл имеет размер $5,2 \times 5,2 \text{ см}^2$ на передней поверхности и $6,5 \times 6,5 \text{ см}^2$ на задней поверхности с длиной 28 см или 15 длин излучения. Сборка содержит алюминиевую пластину с двумя фотодиодами (Hamamatsu S2744-08) с чувствительной площадью 10 мм на 20 мм и алюминиевую коробку для двух предусилителей и усилителя, смонтированных на конце кристалла. Расчетная энергия и пространственное разрешение при 1 ГэВ составляют 2,5% и 0,6 см, соответственно, а диапазон энергий будет составлять всего 20 МэВ. Кристаллы удерживаются винтами и между кристаллами нет стен.

Магнит

Это однослойный соленоид длиной 3.91 м, радиусом 1.482 метра, с магнитным полем 1 Тесла при номинальном токе 3369 А позволяет по кривизне трека определить заряд и импульс частицы. Выполнен с использованием сверхпроводящих квадрупольей, с использованием картографирования с компьютерным управлением машины. Измеренное поле в главной дрейфовой камере имеет точность лучше 0,25% и было измерено с точностью позиционирования 0,5 мм.

Система идентификации мюонов

Замыкатель магнитного поля имеет девять слоев резистивных пластин (RPC) в цилиндре и восемь слоев в торцевой крышке для формирования счетчика мюонов. Электроды RPC изготовлены из специального фенольного бумажного ламината на бакелите, который имеет очень хорошее качество поверхности. Используемый газ представляет собой Ar:C₂H₂F₄:изобутан (50:42:8). Обширные испытания и долговременные испытания на надежность показали, что камеры имеют высокую эффективность, низкий темновой ток и хорошую долговременную стабильность.

1.2 Светимость

Важной характеристикой коллайдеров является светимость L . Встречные пучки состоят из отдельных сгустков частиц, двигающихся с определенным интервалом навстречу друг другу. Если число частиц в двух сталкивающихся сгустках составляет n_1 и n_2 , то число взаимодействий N при одиночном

Таблица 1.2: Интегральная светимость для энергетических точек детектора BESIII.

Энергетическая точка, МэВ	Интегральная светимость L_i , пб ⁻¹
3810	$50.54 \pm 0.03 \pm 0.49$
3900	$52.61 \pm 0.03 \pm 0.51$
4009	$482.0 \pm 0.1 \pm 4.7$
4090	$52.86 \pm 0.03 \pm 0.35$
4190	$526.7 \pm 0.1 \pm 2.2$
4210	$517.1 \pm 0.1 \pm 1.8$
4220	$514.6 \pm 0.1 \pm 1.8$
4230	$44.54 \pm 0.003 \pm 0.29$
4245	$538.1 \pm 0.1 \pm 2.6$
4260	$828.4 \pm 0.1 \pm 5.5$
4310	$45.08 \pm 0.03 \pm 0.30$
4360	$543.9 \pm 0.1 \pm 3.6$
4390	$55.57 \pm 0.03 \pm 0.37$
4420	$1043.9 \pm 0.1 \pm 6.9$
4470	$111.09 \pm 0.04 \pm 0.73$
4530	$112.12 \pm 0.04 \pm 0.74$
4575	$48.93 \pm 0.03 \pm 0.32$
4600	$586.9 \pm 0.1 \pm 3.9$

столкновении сгустков:

$$N = n_1 n_2 \sigma / S$$

, где σ – эффективное сечение взаимодействия частиц, а S – площадь поперечного сечения сгустка. Если сгустки сталкиваются с частотой f , то число актов реакции N в единицу времени:

$$N = f n_1 n_2 \sigma / S = L \sigma$$

, где $L = f n_1 n_2 / S$ см⁻²с⁻¹ – светимость коллайдера.

Также используется значение интегральной светимости (интеграл светимости) – светимость, набранная за время работы ускорителя. Она выражается в обратных пикобарнах (пб⁻¹). Она показывает сечение за «стандартный период».

В таб. 1.2 представлена интегральная светимость энергетических точек, использованных в работе.

1.3 Идентификация частиц

Для того, чтобы идентифицировать долгоживущую заряженную частицу, необходимо определить ее знак ее заряда Ze ($Ze = \pm 1$) и массу m . Импульс

p связан с массой m соотношением

$$p = \gamma m \beta c \rightarrow m = p / c \beta \gamma \quad (1.1)$$

, где c – скорость света в вакууме, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ – релятивистский (лоренц) фактор, $\beta = v/c$. Разрешение по массам:

$$\left(\frac{dm}{m}\right)^2 = \left(\gamma^2 \frac{d\beta}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{dp}{p}\right)^2 \quad (1.2)$$

Импульс p и знак заряда Ze определяются по кривизне треков частицы в магнитном поле. Обычно импульсы определяются с небольшими погрешностями. Основной вклад в разрешение по массам вносит погрешность в определении скорости β . Это особенно существенно при больших импульсах из-за множителя γ^2 . Для двух частиц с одинаковыми импульсами p и с массами m_1 и m_2 можно записать

$$m_1^2 - m_2^2 = p^2 \frac{\Delta\beta(\beta_1 + \beta_2)}{c^2(\beta_1\beta_2)^2} \quad (1.3)$$

Пологая $\beta_1 \approx \beta_2 = \beta$, получим

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} \approx \frac{(m_1^2 - m_2^2)c^2}{2p^2} \quad (1.4)$$

Для того, чтобы отделить пионы от каонов с импульсами несколько ГэВ/с, разрешение по скорости должно быть лучше нескольких процентов.

Для определения скорости β используются следующие методы:

- измерение удельных потерь энергии (dE/dx);
- техника времени пролета (TOF);

1.3.1 Идентификация частиц с помощью измерения удельных потерь энергии

Согласно формуле Бете-Блоха удельные потери энергии dE/dx для тяжелых частиц зависят от скорости β :

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{\ln(\beta^2\gamma^2)}{\beta^2} \quad (1.5)$$

Зная зависимости для каждого вида частиц мы можем по данным найти β .

На рис. 1.2 показаны зависимости ионизационных потерь для электронов, мюонов, пионов, каонов и протонов от импульса частицы. В области релятивистских энергий происходит рост ионизации, величина которой при заданном импульсе зависит от массы частицы. Различие в ионизационных потерях

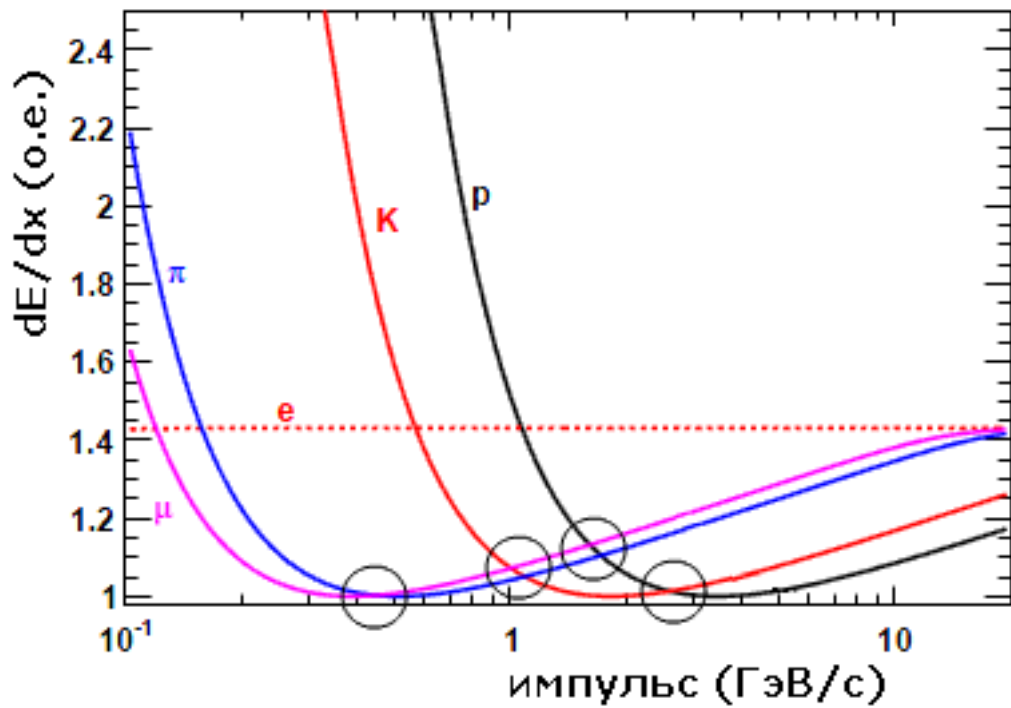


Рис. 1.2: Типичные зависимости удельных потерь от импульса. Кружками показаны перекрывающиеся области, где удельные потери различных частиц с одинаковыми импульсами совпадают.

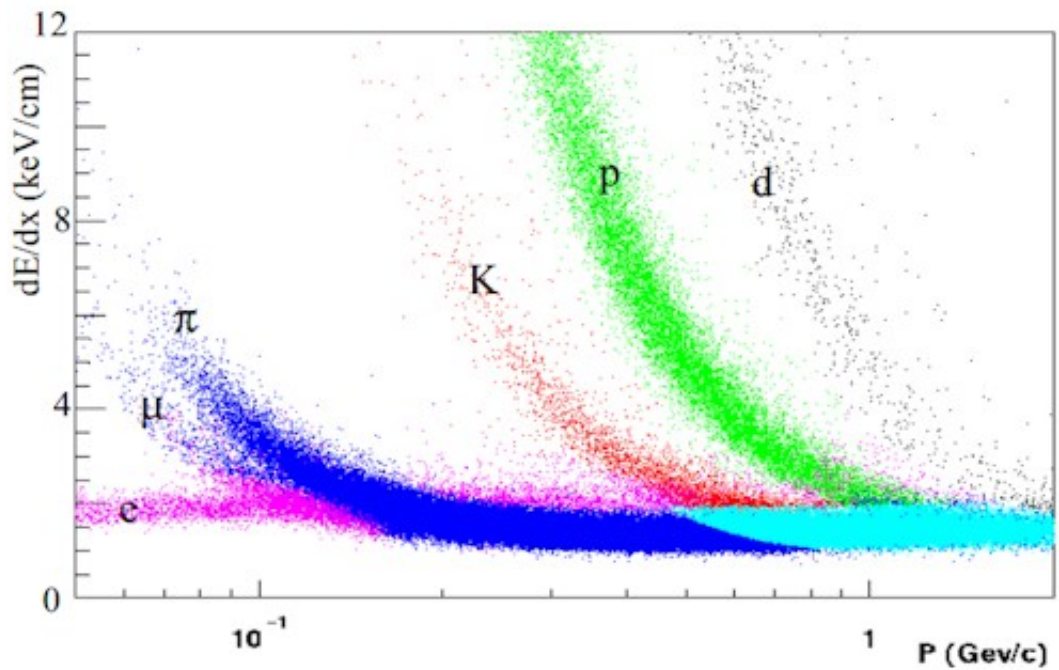


Рис. 1.3: Идентификация частиц с помощью dE/dx -метода на детекторном комплексе ALICE

сравнительно мало. Поэтому для идентификации частиц необходимо чтобы энергетическое разрешение детектора было не хуже 6-7%.

В детекторе BESIII измерение dE/dx происходит в главной дрейфовой камере с разрешением на уровне 5-6%, в некоторых случаях с лучшим.

1.3.2 Идентификация частиц с помощью измерения времени пролета

Измеряя время t пролета частицей расстояния L определяется ее скорость β :

$$\beta = L/ct \quad (1.6)$$

Соответственно для массы m можно записать:

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{\frac{c^2 t^2}{L^2} - 1} \quad (1.7)$$

Разность времени пролета Δt расстояния L двумя частицы с одинаковыми импульсами p и с массами m_1 и m_2 будет

$$\Delta t = \frac{L}{\beta_1 c} - \frac{L}{\beta_2 c} = \frac{L}{c} \left[\sqrt{1 + \frac{m_1^2 c^2}{p^2}} - \sqrt{1 + \frac{m_2^2 c^2}{p^2}} \right] \quad (1.8)$$

Метод времени пролета дает хорошие результаты при небольших импульсах. Разрешение по массам определяется соотношением

$$\frac{dm}{m} = \sqrt{\gamma^4 \left(\frac{dt}{t} + \frac{dL}{L} \right)^2 + \left(\frac{dp}{p} \right)^2} \quad (1.9)$$

, где dt , dL , dp – разрешение по времени, расстоянию и импульсу соответственно.

Частица летит в магнитном поле, который искривляет ее траекторию. Для точной фиксации L учитываются данные трекеров. Основной вклад в разрешение по массам дает временное разрешение.

В детекторе BESIII система времени пролета находится за пределами главной дрейфовой камеры. Временное разрешение составляет 100-110 пс.

1.3.3 Объединение двух методов

В области небольших импульсов метод dE/dx позволяет достичь хорошей идентификации адронов. Однако, в области больших импульсов кривые dE/dx пересекаются. Метод времени пролета полезен для ликвидации неоднозначностей, которые возникают в dE/dx -методе в области от $1/\beta^2$ до релятивистского подъема.

В нашем диапазоне энергий имеются области пересечения кривых dE/dx , поэтому необходимо объединение двух методов. Также, это повышает точность определения.

1.4 Программное обеспечение и используемые данные

Для обработки первичных данных, моделирования, калибровки, реконструкции и анализа событий была разработана программа BESIII Online Software System (BOSS). BOSS разработана с использованием языка C++ и объектно-ориентированных методов в операционной системе Scientific Linux CERN (SLC3). Программное обеспечение BESIII использует стандартные библиотеки для работы с множеством частиц. Полученные в результате реконструкции объекты, такие как треки, вершины, кластеры энерговыделения в калориметрах, сохранялись в деревья пакета ROOT, называемые mini Data Summary Tapes (mDST). Система ROOT представляет собой набор средств организации, манипуляции и обработки данных со всей функциональностью необходимых для обработки и анализа больших объемов данных эффективным способом. Для имеющихся данных, определенных в виде набора объектов, специализированные методы хранения используются для получения прямого доступа к отдельным атрибутам выбранных объектов без необходимости использования большей части данных.

Для анализа физических данных использовался пакет *Beep*. Этот пакет состоит из набора классов и функций на основе ROOT, используемых для:

1. доступа к информации о событиях, сохраненных в mDST файлах;
2. разработки собственного программного кода для анализа данных; применения тех или иных критериев отбора, заполнения и сохранения гистограмм и т.д.;
3. записи новых mDST файлов, содержащих события, отобранные их входных mDST файлов.

Для каждого события в mDST файле содержится следующая информация о треках первичной и всех вторичных частиц, а именно:

1. вектор импульса частицы (если импульс был измерен);
2. заряд частицы (если импульс был измерен);
3. z и R координаты начала и конца трека;
4. удельные ионизационные потери частицы;
5. данные о времени пролета частицы.

В данной работе для анализа были использованы данные с детектора BESIII за 2012-2014 года в формате mDST.

1.5 Алгоритм отбора событий

1.5.1 Предварительный отбор событий

Для уменьшения объема анализируемых данных был выполнен предварительный отбор событий. Предварительный отбор проводился на вычислительных ресурсах института Физики высоких энергий Китайской академии наук. В дальнейшем анализ производился локально.

Отбирались события, у которых было от 2 положительных и отрицательных треков.

До предварительного отбора событий очень много, больше миллиона на одну точку. После него осталось 1000-2000 событий для точек 4009, 4230 и 4600 и 50-200 для остальных.

1.5.2 Отбор по положению первичной вершины

Продольная длина банча пучков равна 10 см, его радиус сечения 1 см. Координата центра области пересечения при столкновении принимается равной $(0, 0, 0)$. Отсюда получаем стандартный критерий отбора: первичная вершина должна находиться в цилиндре, ось которого совпадает с осью пучка, длиной 10 см и радиусом 1 см.

1.5.3 Отбор по числу протонов и антипротонов

Основываясь на данных детектора времени пролета и ионизационным потерям в главной дрейфовой камере, требовалось, чтобы в событии присутствовали частицы, идентифицированные как протон и как антипротон.

Среди предотобранных событий находились события с ровно двумя протонами и двумя антипротонами. Помимо упомянутых заряженных треков в событии возможно присутствие любого количества нейтральных частиц.

1.5.4 Объединение отборов по положению первичной вершины и числу частиц

В данной работе отбор по числу частиц шел сразу после отбора по положению первичной частицы. Результаты отборов для точки 4230 на рис. 1.4а.

1.5.5 Отбор по энергии и импульсу частиц

Требовалось, чтобы модуль суммарного вектора импульса частиц лежал в диапазоне 20 МэВ от минимального, а суммарная энергия частиц в диапазоне 20 МэВ от энергии столкновения.

Результаты отбора для точки 4230 на рис. 1.4б.

На рис. 1.5 показаны распределения событий по импульсу (1.5а) и энергии (1.5б). Методом максимального правдоподобия была построена гауссова функция плотности распределения. Для области допустимых значений берется значение $\pm 2\sigma$, которое равно ± 20 МэВ для энергии и ± 30 МэВ для импульса.

При построении первых гистограмм энергии-импульса оказалось, что все точки разности энергий расположены ниже 0, то есть энергия события была всегда меньше табличной. Был поиск объяснения, и он был найден. Дело в явлении излучения в начальном состоянии (initial-state radiation), суть которого такова: электрон и/или позитрон перед столкновением излучает один (реже больше) фотонов произвольной энергии от нуля до энергии пучка (вероятность излучить фотон большей энергии ниже) и теряет энергию, таким образом, взаимодействие происходит уже на энергии меньшей, чем номинальная энергия столкновения. В дальнейшем это было учтено и центральное значение для области допустимых значений энергии опущено на 15 МэВ.

Если энергия системы частиц может быть найдена по таблице 1.1, то для нахождения минимального импульса системы частиц надо получить формулу.

Минимальный импульс

В коллайдере ВЕРСИИ банчи электронов и позитронов сталкиваются под углом 11 мрад, из-за чего система обладает ненулевым импульсом, который можно найти.

Для нахождения перейдем в систему центра масс и воспользуемся переменной Мандельштама s . Имеем:

$$\sqrt{s} = (E_{e^+} + E_{e^-}) = E \quad (1.10)$$

Энергия, импульс и масса связаны известным соотношением ($c = 1$):

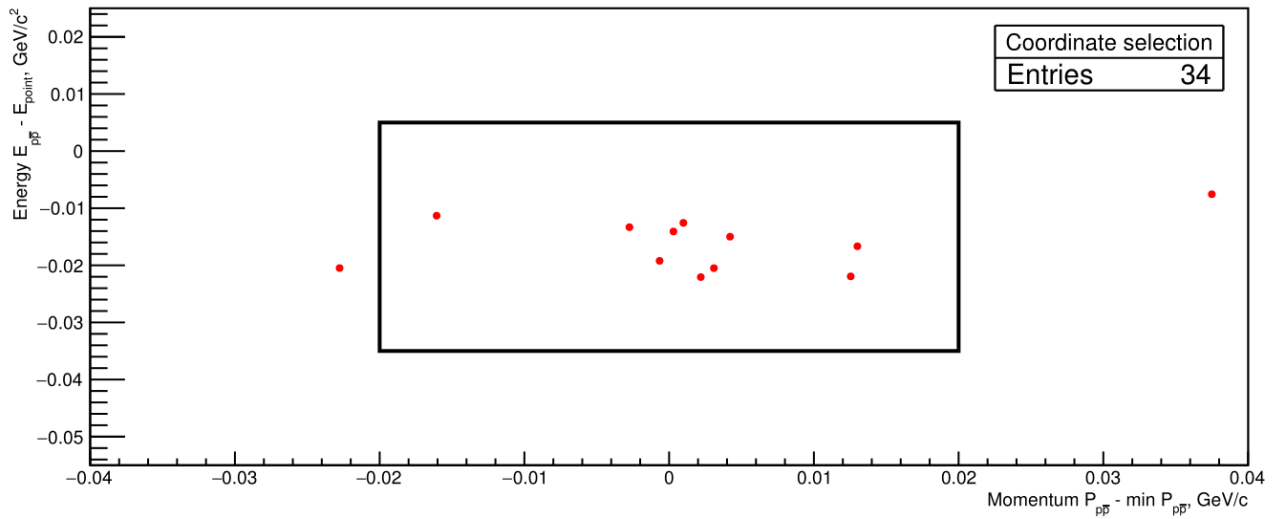
$$E^2 = m^2 + p^2 \quad (1.11)$$

, откуда

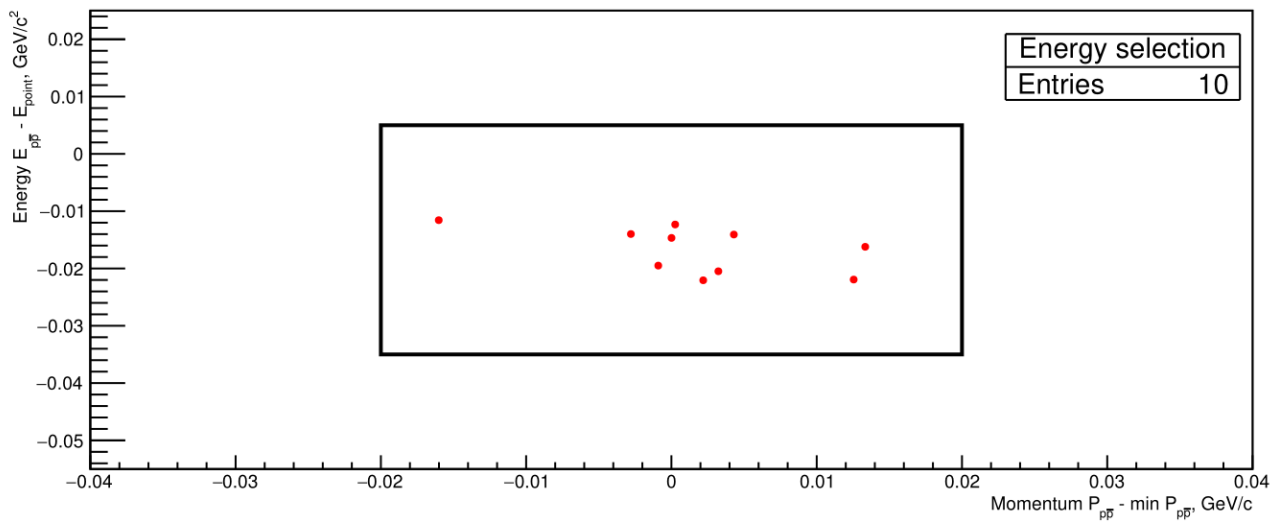
$$p = \sqrt{E^2 - m^2} \quad (1.12)$$

Для электронов и позитронов $E_e \gg m_e$:

$$p_e \approx E_e \quad (1.13)$$

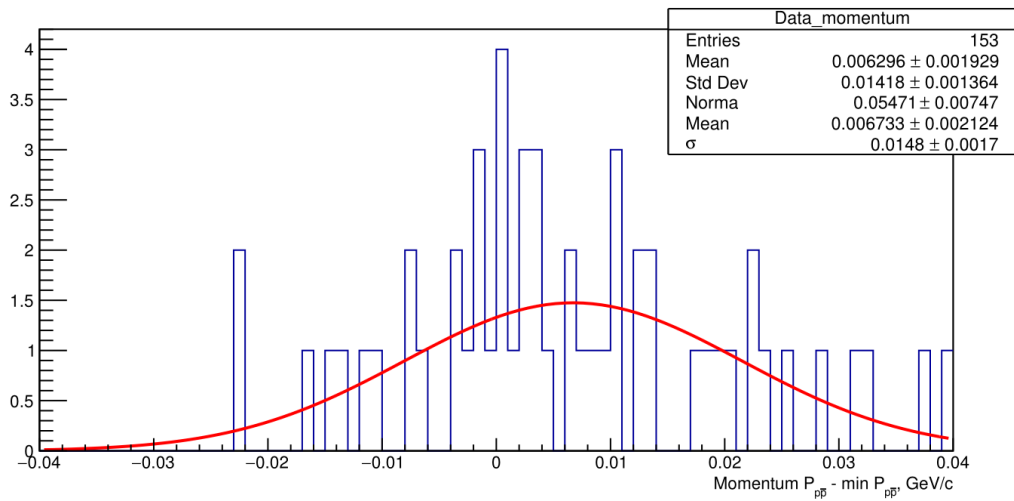


(a)

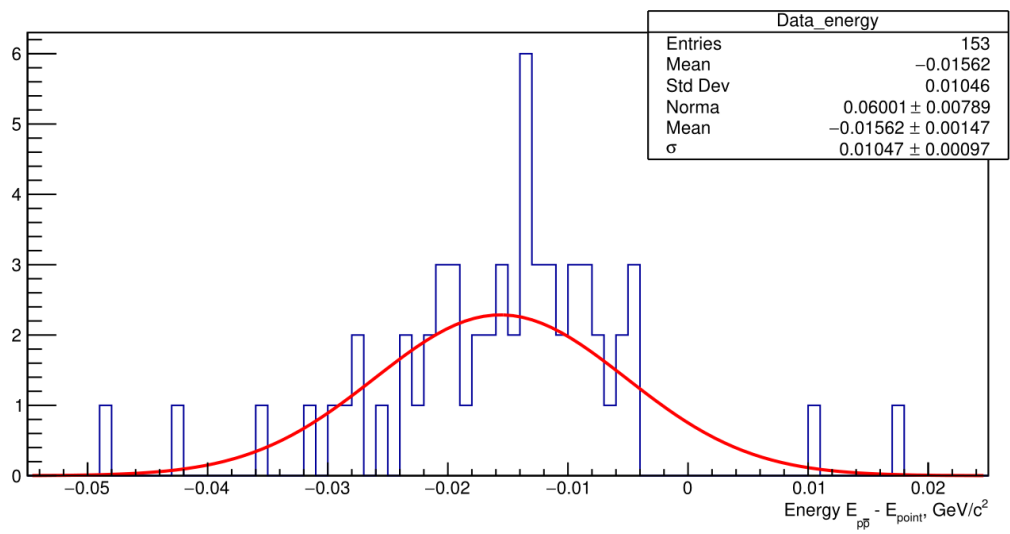


(b)

Рис. 1.4: Результаты отбора для точки 4230 (а) По координате вершины и числу частиц в событии, (б) По балансу энергии и импульса. Черным прямоугольником выделена область допустимых значений энергии-импульса.



(a)



(b)

Рис. 1.5: Распределения событий по (a) импульсу и (b) энергии.

По закону сохранения импульса векторная сумма импульсов до столкновения будет равна векторной сумме после. Т.к. пучки обладаю одинаковой энергией, то после столкновения останется только перпендикулярная к оси пучка часть импульса p'_e :

$$p'_e = p_e \cdot \sin(\alpha) \approx p_e \cdot \alpha \quad (1.14)$$

, так как угол мал. Складывая импульсы протонов и электронов получим:

$$p' = p'_{e-} + p'_{e+} \approx \alpha(E_{e-} + E_{e+}) = \alpha E = \alpha \sqrt{s} \quad (1.15)$$

1.5.6 Зачем нужно идентифицировать протоны?

Может возникнуть вопрос: для чего нужно идентифицировать протоны? Это ведь уменьшает статистику. Для ответа на вопрос для точки 4230 был проведен схожий отбор, который отличается только отсутствием идентификации протонов и антипротонов. Результаты можно видеть на рис. 1.6а. Видно, что очень много событий находятся вне зоны отбора. Идентификация частиц позволяет избавиться от огромного количества «мусора». Так же, из интереса, был построен спектр инвариантной массы протонов и антипротонов, и он соответствует равномерному распределению по фазовому пространству (рис. 1.6б).

1.6 Проверка критериев отбора событий

Перед началом поиска и работы с реакцией распада на 2 протона и 2 антипротона, был выполнен поиск J/ψ мезона через распад на $\mu^+\mu^-$ в точке 4230. Мюоны отбирались по dE/dx методу, результат на гистограмме 1.7а, совпадает с известными результатами. После этого был поиск J/ψ мезона через связанное состояние $p\bar{p}$, результат на гистограмме 1.7б. Ширина в обоих случаях полностью определяется экспериментальным разрешением.

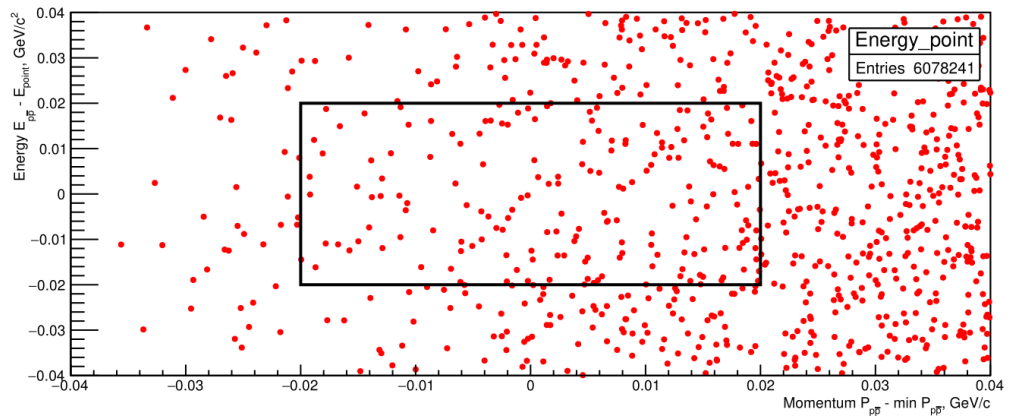
Проведем оценку правильности отбора событий. Доля распада для реакции $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ примерно равна 5.961%; для реакции $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$, 2.121×10^{-3} соответственно [8]. Тогда отношение количества событий в этих реакциях в предположении одинаковой эффективности регистрации пар мюонов и протонов:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{5.961 \times 10^{-2}}{2.121 \times 10^{-3}} \approx 28 \quad (1.16)$$

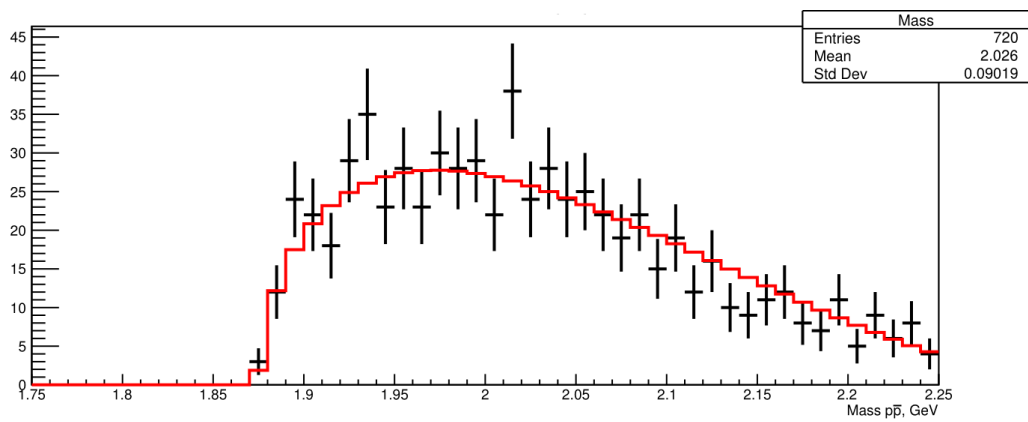
, где N_1 – число событий в распаде на мюоны, N_2 – на протоны.

Число частиц в распаде на $\mu^+\mu^-$ равно 1172, стандартное отклонение числа частиц 39. Тогда ожидаемое число событий в распаде на $p\bar{p}$ должно быть $\bar{N} = 1172 : 28 \approx 42$ со стандартным отклонением $\sigma_{\bar{N}} = \sqrt{1172}/28 \approx 1$. Стандартное отклонение самого же среднего числа частиц будет $\sigma = \sqrt{42} \approx 7$.

Экспериментально значение числа частиц при распаде на протон и антипротон равно 54. Это значение лежит в интервале $\bar{N} \pm 2\sigma$ теоретически рассчитанного, и не противоречит ожиданиям.



(a)



(b)

Рис. 1.6: Результаты для точки 4230 без идентификации протонов и антипротонов. (a) Прошедшие отбор по положению первичной вершины и числу частиц события. (b) Спектр инвариантных масс событий, удовлетворяющих балансу энергии-импульса.

1.7 Методы работы и их сравнение

Для нахождения событий рождения 2 протонов и 2 антипротонов было разработано 2 метода.

1.7.1 Первый метод

В первом методе требовалась идентификация всех 4 частиц, которые удовлетворяли отбору по координате первичной вершины и проверке полноты восстановления.

1.7.2 Второй метод

Во втором методе требовалась идентификация 3 частиц и наличие 4 частицы. Все частицы должны удовлетворять отбору по координате первичной вершины и проверке полноты восстановления. По закону сохранения барионного заряда 4 частица должна быть недостающим протоном или антипротоном.

1.7.3 Сравнение числа событий

Во втором методе ожидалось большее количество событий, потому что вероятность идентифицировать 3 протона больше, чем 4. Сравнение результатов можно посмотреть в таб. 1.3 и на гистограммах 1.8. Как видно, разницы практически нет, поэтому в дальнейшем работа велась только с данными, полученными первым методом.

Таблица 1.3: Сравнение числа событий в первом и втором методах.

Энергетическая точка, МэВ	1-ый подход	2-ой подход
4009	1	1
4210	1	1
4230	10	10
4260	3	3
4360	3	3
4470	3	3
4600	18	19

1.8 Результаты

1.8.1 Спектр инвариантных масс $p\bar{p}$

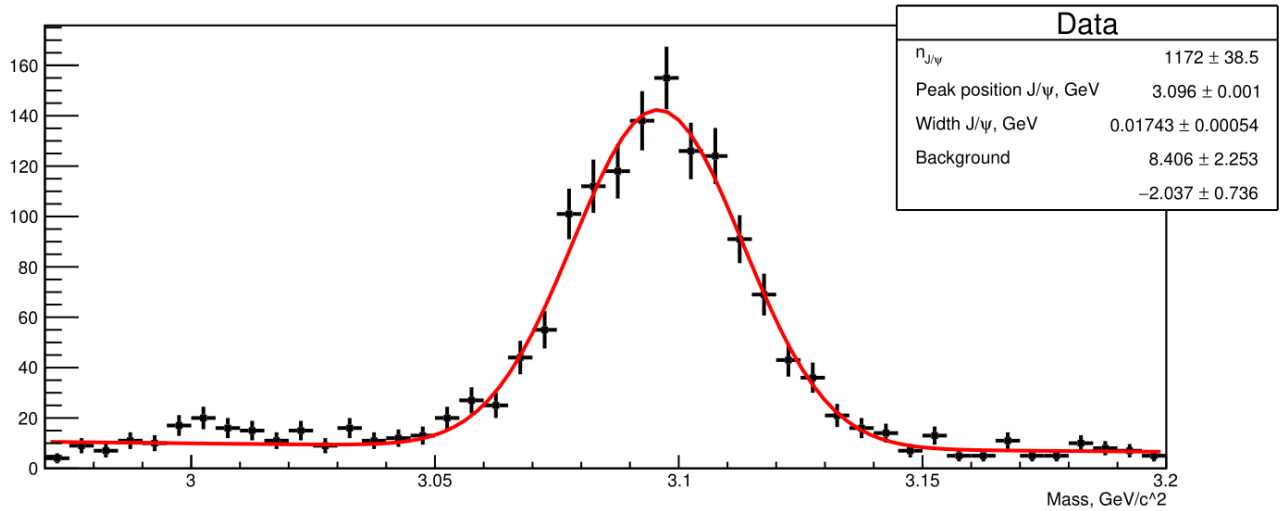
Спектр инвариантных масс для двух точек с наибольшим числом пар представлен на рис. 1.9. Красным отмечено равномерное распределение по фазовому пространству, с которым сравнивались результаты. Отметим, что число пар ровно в 4 раза больше, чем число событий (которое можно посмотреть, как уже говорилось, в таб. 1.3). Это объясняется тем, что рассматривались все возможные пары протонов и антипротонов. Обозначим протоны как $p1$ и $p2$ и антипротоны как $ap1$ и $ap2$. Возможные комбинации: $p1 + ap1$, $p1 + ap2$, $p2 + ap1$ и $p2 + ap2$.

В этих гистограммах ожидалось обнаружить пик припорогового увеличения числа событий, но его нет. Также число пар небольшое. Таким образом, полученные результаты не содержат статистически значимого указания на рождение $X(1835)$. Также гистограммы 1.9 можно сравнить с полученными данными эксперимента BESII на рис. 3 из введения.

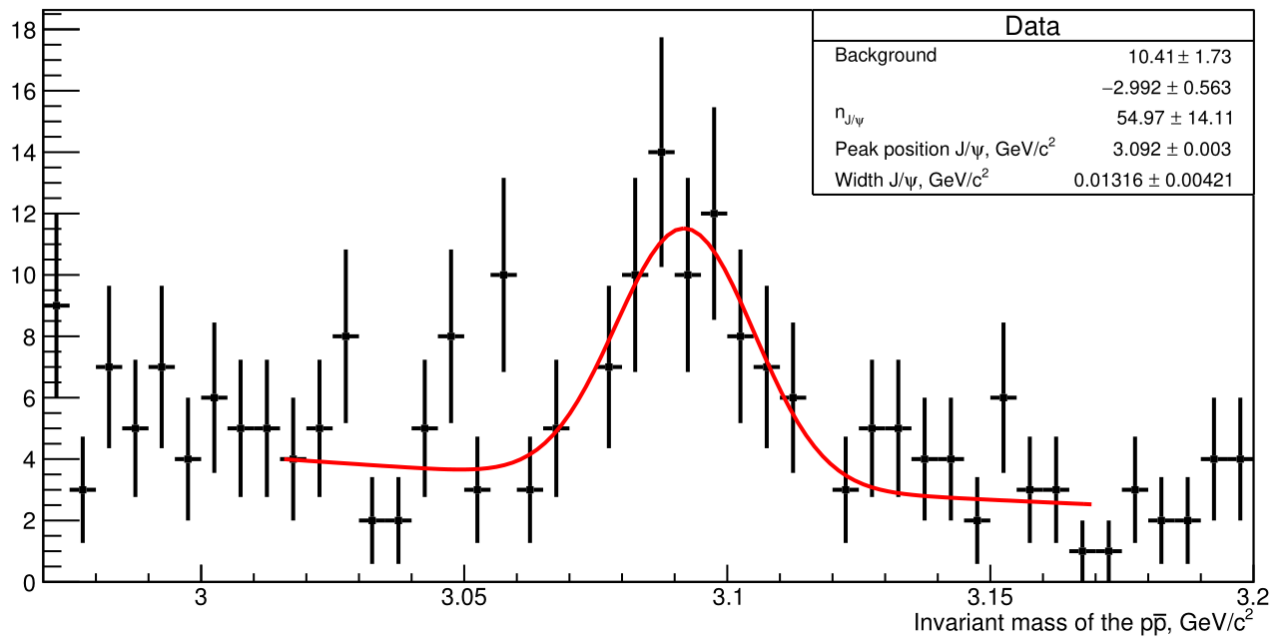
1.8.2 Зависимость числа событий от энергии

На рис. 1.10 построен график зависимости числа событий, нормированных на интеграл светимости, от энергии пучка. Если считать, что эффективность регистрации и эффективность не зависят от энергии, тогда форма кривой повторяла форму сечения.

Этот график показывает сечение числа частиц в разных точках. Отметим пик в точке 4230 и рост у значений больших энергий. Если считать, что эффективность регистрации постоянна, то получаем график, пропорциональный сечению.

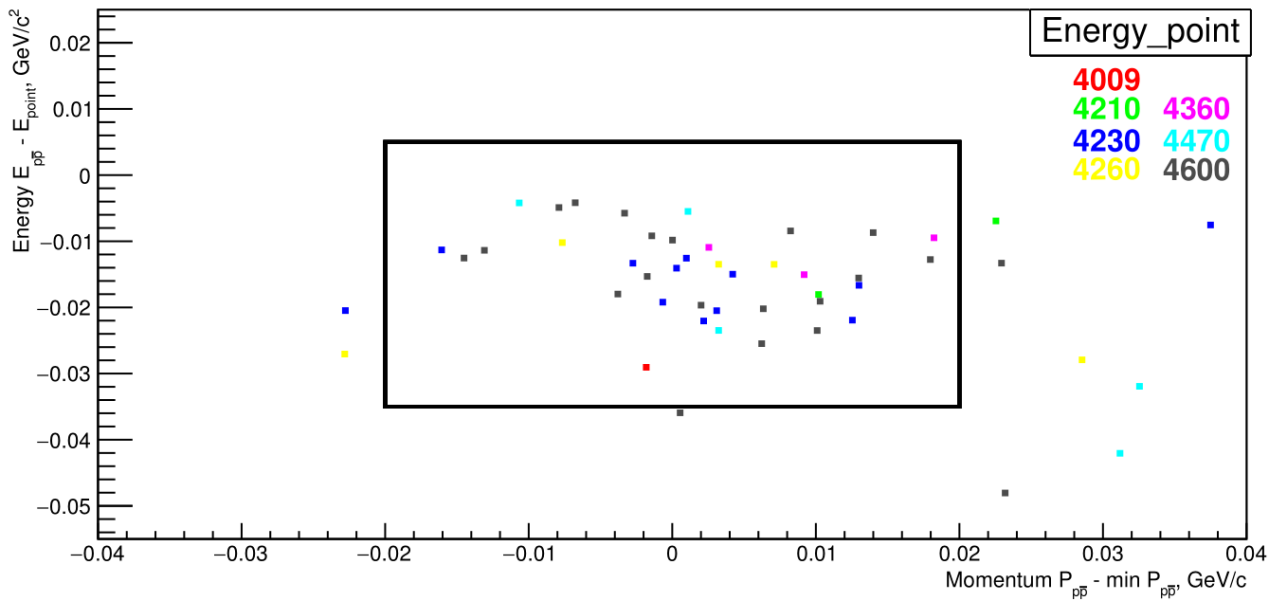


(a)

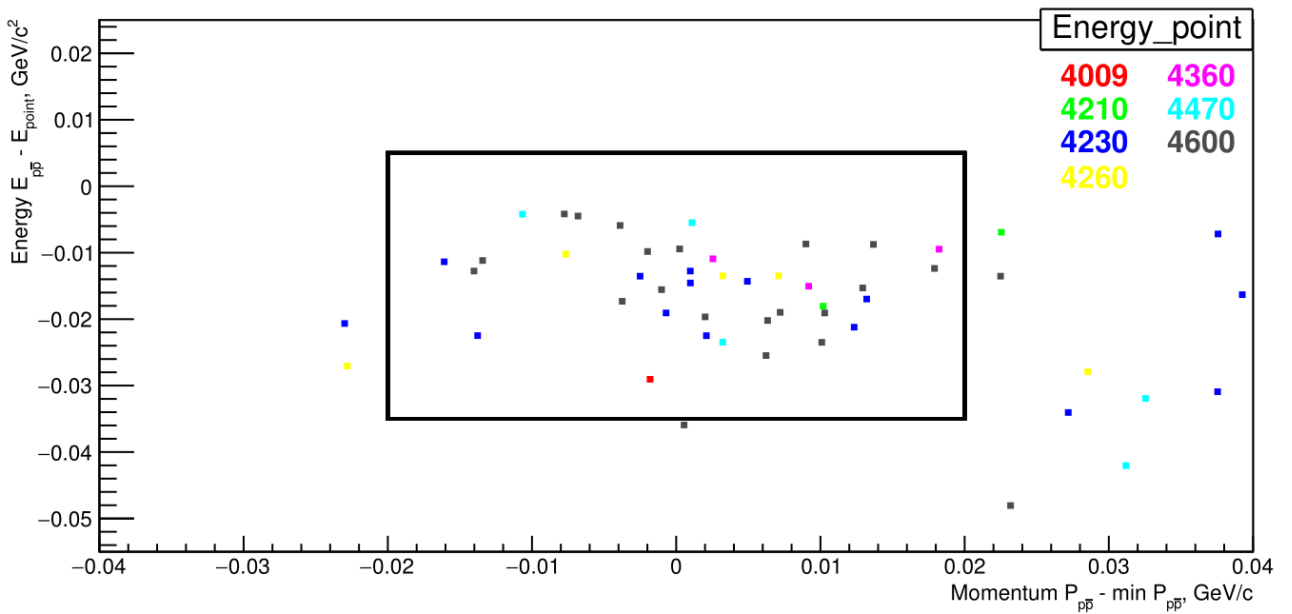


(b)

Рис. 1.7: (a) Спектр инвариантных масс $\mu^+\mu^-$ в реакции $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. (b) Спектр инвариантных масс $p\bar{p}$ в реакции $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$.

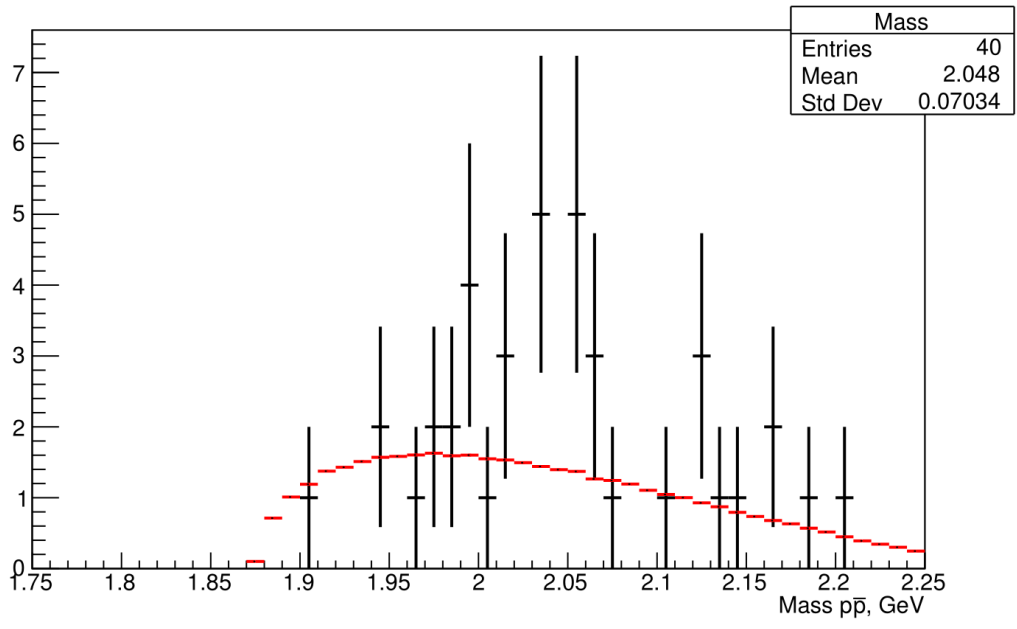


(a)

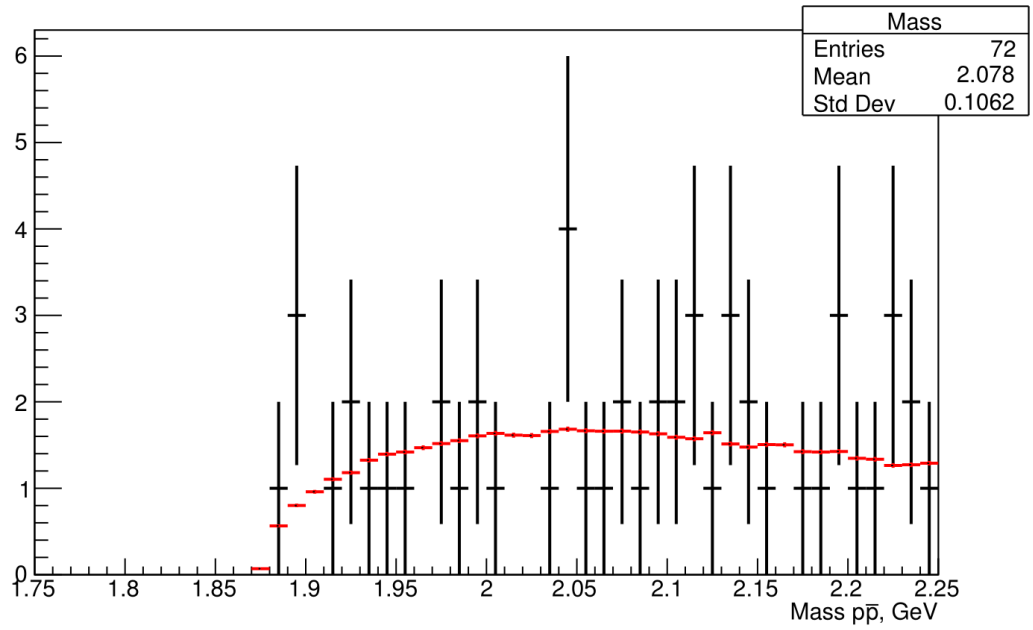


(b)

Рис. 1.8: Сравнение числа событий в двух методах. (a) для первого метода, (b) для второго.



(a)



(b)

Рис. 1.9: Спектр инвариантных масс для точек 4230 (а) и 4600 (б). Красным показан результат равномерного распределения по фазовому пространству.

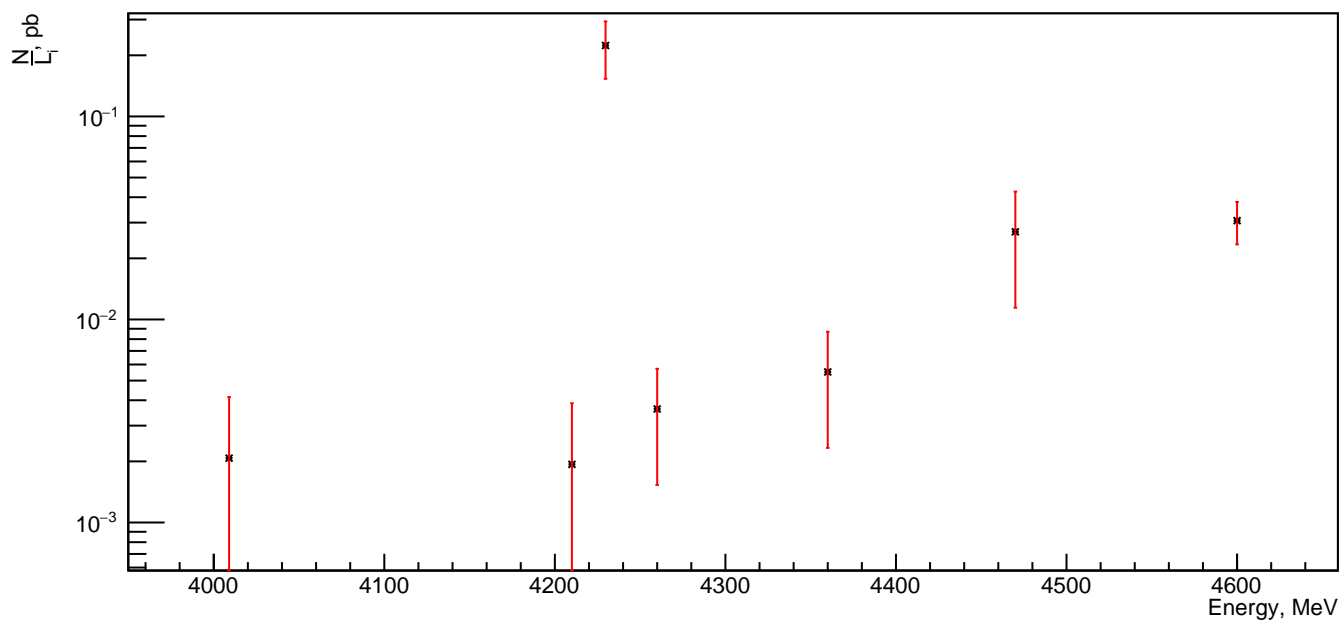


Рис. 1.10: Зависимости числа событий, нормированных на интеграл светимости, от энергии пучка.

Выводы

1. Была изучена литература по вопросам изучения нуклон-антинуклонного взаимодействия и барионииума в экспериментах LEAR и BESII/BESIII.
2. Было освоено стандартное программное обеспечение для работы с данными BESIII.
3. Были разработаны критерии отбора событий, соответствующих процессу $e^-e^+ \rightarrow 2p\bar{p}$, в данных эксперимента BESIII за 2012 – 2014 года.
4. Была произведена проверка критериев отбора событий.
5. Полученные спектры инвариантных масс $p\bar{p}$ для каждой из проверенной энергий столкновений не содержат статистически значимых указаний на рождение $X(1835)$.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] L. Tauscher, CERN-EP-80-153.
- [2] B. El-Bennich, M. Lacombe, B. Loiseau and S. Wycech, Phys. Rev. C 79 (2009) 054001 doi:10.1103/PhysRevC.79.054001 [arXiv:0807.4454 [nucl-th]].
- [3] S. L. Olsen, Front. Phys. (Beijing) 10 (2015) no.2, 121
- [4] M. Ablikim et al. [BESIII Collaboration], Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 072002 doi:10.1103/PhysRevLett.106.072002 [arXiv:1012.3510 [hep-ex]].
- [5] M. Ablikim et al. [BES Collaboration], Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 072002
- [6] F. A. Harris [BES Collaboration], Int. J. Mod. Phys. A 24 (2009) 377
- [7] Weidong Li et al. [BES Collaboration], Int. J. Mod. Phys. A 14 (2008) 66
- [8] <http://pdg.lbl.gov/2019/listings/rpp2019-list-J-psi-1S.pdf>