

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Кафедра физики элементарных частиц

ДИПЛОМНАЯ РАБОТА

Орлова И. А.

На тему

**ИЗУЧЕНИЕ РОЖДЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ПИ-МЕЗОНА В
РЕАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РАССЕЯНИЯ
ЗАРЯЖЕННОГО ПИ-МЕЗОНА НА ЯДЕРНОЙ МИШЕНИ В
ЭКСПЕРИМЕНТЕ COMPASS**

Научный руководитель
к.ф.м.н.
Гуськов А.В.

Заведующий кафедрой
академик РАН
Кадышевский В.Г.

Оглавление

1	Введение	2
1.1	Литературный обзор	2
1.1.1	Константа $F^{3\pi}$	2
1.1.2	Теоретические предсказания для константы $F^{3\pi}$	3
1.1.3	Экспериментальное исследование вершины $\gamma \rightarrow 3\pi$	4
1.1.4	Эксперимент по измерению $F^{3\pi}$ константы на установке “Сигма”	5
1.1.5	Возможности измерения $F^{3\pi}$ константы на установке COMPASS	6
1.2	Постановка научной задачи	6
1.3	Цель исследования	7
2	Экспериментальная установка и используемое программное обеспечение	8
2.1	Эксперимент COMPASS	8
2.2	Описание установки	9
2.2.1	Трековые детекторы	10
2.2.2	Калориметрия	10
2.2.3	Пучки	11
2.2.4	Система триггеров	12
2.3	Используемое программное обеспечение	12
3	Анализ экспериментальных данных	13
3.1	Данные	13
3.2	Критерии отбора событий	13
3.2.1	Критерии отбора событий по конфигурации трека	13
3.2.2	Критерии отбора событий по конфигурации сигнала в электромагнитном калориметре ECAL2	14
3.2.3	Критерии отбора по кинематическим переменным	15
3.2.4	Проверка критериев отбора событий на распадах K^-	18
3.2.5	Проверка процедуры анализа на мюонных данных	19
3.3	Оценка числа событий $\pi^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ электромагнитного процесса	20
4	Обсуждение результатов	21
4.1	Сравнение полученных результатов с результатами предыдущих измерений	21
4.1.1	Сравнение с результатами тестового сеанса 2004 года	21
4.1.2	Сравнение результатов с результатами, полученными коллаборацией “Сигма-Аякс”	22
4.2	Экспериментальные разрешения установки COMPASS	24
5	Выводы	25

Глава 1

Введение

Константа $F^{3\pi}$ описывает вершину $\gamma \rightarrow 3\pi$, содержащую киральную аномалию. Сравнение предсказаний различных теоретических моделей КХД для данной константы с экспериментально измеренным значением может служить для проверки состоятельности этих моделей в области низких энергий. Существующие в настоящий момент экспериментальные данные не обеспечивают точности, необходимой для подобных проверок. В эксперименте COMPASS, расположенном на вторичном пучке супер-протонного синхротрона в ЦЕРН, планируется использовать процесс рождения нейтрального π -мезона в реакции электромагнитного рассеяния заряженного π -мезона на ядерной мишени для более точного определения значения константы $F^{3\pi}$. Экспериментальные данные, необходимые для изучения этого процесса были набраны в 2009 году с использованием пучка адронов с импульсом 190 ГэВ/с и никелевой мишени в рамках программы по изучению процессов с жёсткими фотонами в конечном состоянии. Новый набор данных с адронным пучком запланирован на 2012 год.

В данной работе приводятся результаты анализа физических данных 2009 года. В ходе анализа были разработаны и использованы критерии отбора событий электромагнитного процесса $\pi^- + (A, Z) \rightarrow \pi^- + \pi^0 + (A, Z)$ и отбрасывания фоновых событий. В работе приводится оценка числа событий изучаемого процесса, которые в дальнейшем будут использованы для определения сечения процесса и значения константы $F^{3\pi}$. Предложенные критерии отбора были проверены на распадах $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$, а также на данных по взаимодействию мюонного пучка с энергией 190 ГэВ/с с никелевой мишенью при той же конфигурации установки. Результаты анализа сравниваются как с результатами эксперимента “Сигма”, так и с результатами предварительного набора данных на установке COMPASS в 2004 году. В ходе анализа были определены такие важные характеристики установки, как экспериментальные разрешения для следующих кинематических величин: инвариантной массы двух фотонов, инвариантной массы конечного состояния $\pi^- \pi^0$, квадрата переданного ядру 4-импульса Q^2 , и полной энергии конечного состояния $E_{\pi^-} + E_{\pi^0}$.

На основании проведённого анализа делается вывод о пригодности установки COMPASS для прецизионного измерения сечения процесса $\pi^- + (A, Z) \rightarrow \pi^- + \pi^0 + (A, Z)$ и определения константы $F^{3\pi}$.

1.1 Литературный обзор

1.1.1 Константа $F^{3\pi}$

Идея киральных аномалий была предложена в [1] для устранения противоречия между расчётом амплитуды процесса $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ с помощью алгебры токов и теоремы о частичном сохранении аксиально-векторного тока с одной стороны, и эксперимен-

тальным значением времени жизни нейтрального пиона - с другой. Поскольку КХД испытывает трудности с теоретическими предсказаниями для процессов при малых энергиях, одним из вариантов решения данной проблемы стал подход к описанию низкоэнергетического предела КХД с помощью киральной эффективной теории [2]. Вывод эффективного кирального лагранжиана Весса-Зумино-Виттена [3], [4] опирается на гипотезу о киральных аномалиях.

В теории киральных аномалий процессы $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\gamma \rightarrow 3\pi$ и ряд других в низкоэнергетическом пределе полностью описываются петлевыми диаграммами, приведёнными на Рис. 1.

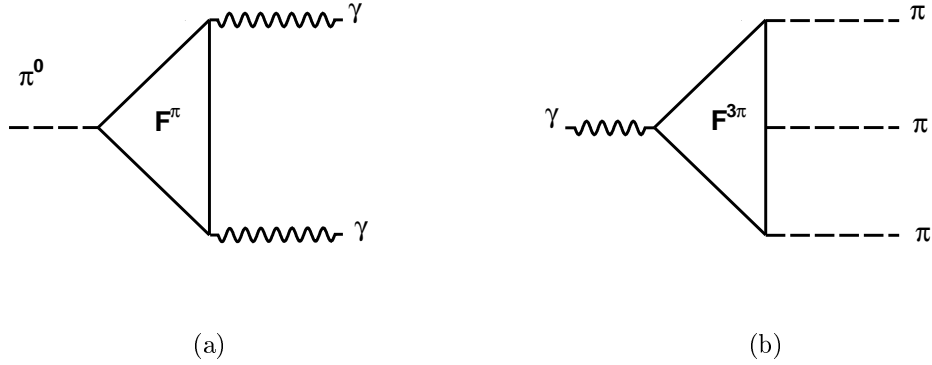


Рис. 1: Диаграммы, описывающие в низкоэнергетическом пределе аномальные процессы: а) $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ б) $\gamma \rightarrow 3\pi$.

При этом константы связи, входящие в амплитуды процессов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ (F^π) и $\gamma \rightarrow 3\pi$ ($F^{3\pi}$), связаны соотношением

$$F^{3\pi} = \frac{F^\pi(0)}{ef^2}, \quad (1)$$

где $e = (4\pi\alpha)^{1/2}$, а f - константа распада заряженного пиона.

1.1.2 Теоретические предсказания для константы $F^{3\pi}$

Низкоэнергетическая теорема (1) и киральный лагранжиан Весса-Зумино-Виттена дают для $F^{3\pi}$ выражение [4], [5], [6]

$$F^{3\pi} = \frac{e}{12\pi^2} \frac{N_c}{f^3}, \quad (2)$$

откуда при $N_c = 3$ следует значение:

$$F^{3\pi} = 10.5 \pm 1.5 \text{ ГэВ}^{-3}. \quad (3)$$

При расчёте по формуле (2) использовалась константа распада заряженного пиона $f \approx 90$ МэВ, однако, стоит заметить, что на то время в её выборе существовала неопределённость [7] порядка 15%. В более поздних теоретических работах для определения $F^{3\pi}$ константы использовалось значение f , которое было подсчитано в работах Холстейна [8] и Марциано и Сирлина [9]. Их результат для этой константы:

$$f = 92.4 \pm 0.2 \text{ МэВ}. \quad (4)$$

В работе [10], используя данное значение константы распада заряженного пиона для $F^{3\pi}$ -константы в приближении $O(p^4)$ было получено значение:

$$F^{3\pi} = \frac{e}{12\pi^2} \frac{N_c}{f^3} = 9.7 \pm 0.2 \text{ ГэВ}^{-3}. \quad (5)$$

Более точные вычисления, использующие приближение $O(p^6)$, приводят к значению константы:

$$F^{3\pi} = 10.7 \pm 0.5 \text{ ГэВ}^{-3}, \quad (6)$$

что вполне согласуется с результатом (3).

Другие теории давали при расчётах значение данной константы в интервале

$$1 \text{ ГэВ}^{-3} < F^{3\pi} < 30 \text{ ГэВ}^{-3}. \quad (7)$$

Наиболее актуальные теории давали схожие с (3) значения: модель векторной доминантности 11.8 ГэВ^{-3} [11]; модель составных мезонов 11.5 ГэВ^{-3} [12]; кварк-виртонная модель 7.7 ГэВ^{-3} [13].

1.1.3 Экспериментальное исследование вершины $\gamma \rightarrow 3\pi$

Любая теоретическая модель, претендующая на успешное описание сильных взаимодействий в области низких энергий, должна быть способна дать предсказание для константы $F^{3\pi}$. Сравнение предсказаний теоретических моделей с экспериментальным значением этой константы может служить проверкой состоятельности этих моделей.

Кроме того, экспериментальная проверка теоремы (1) представляет серьёзный интерес как способ проверки гипотезы киральных аномалий. Амплитуда аномальных процессов, рассчитанная из петлевых диаграмм в кварковой модели пропорциональна числу цветов кварков. Согласие расчёта времени жизни π^0 -мезона, вычисленное из диаграммы (Рис. 1а) при числе цветов $N_c = 3$, с экспериментальным значением рассматривается как одно из подтверждений теории цветных кварков. Однако такой расчёт опирается на гипотезу киральных аномалий. Поэтому подтверждение теории аномалий в других процессах, в частности $\gamma \rightarrow 3\pi$, существенно также и как ещё одна проверка цветной $SU(3)$ -теории.

Удобным процессом для исследования вершины $\gamma \rightarrow 3\pi$ является реакция рождения нейтрального пи-мезона в реакции электромагнитного рассеяния заряженного пи-мезона на ядерной мишени:

$$\pi^- + (A, Z) \rightarrow \pi^- + \pi^0 + (A, Z). \quad (8)$$

Сечение данной реакции может быть достаточно большим, так как оно пропорционально квадрату заряда ядра Z и связано с сечением процесса $\gamma\pi^- \rightarrow \pi^-\pi^0$ методом эквивалентных фотонов (см. Рис. 2):

$$\frac{d\sigma}{ds dt dQ^2} = \frac{Z^2 \alpha}{\pi} \frac{(Q^2 - Q_{min}^2)}{Q^4} \frac{1}{(s - m_\pi^2)} \frac{d\sigma_{\gamma\pi \rightarrow \pi\pi}}{dt}, \quad (9)$$

где

$$s = (P'_{\pi^-} + P_{\pi^0})^2, \quad t = (P_{\pi^-} + P'_{\pi^-})^2, \quad Q_{min}^2 = \left(\frac{s - m_\pi^2}{2E}\right)^2, \quad (10)$$

а P_{π^-} , P'_{π^-} и P_{π^0} - 4-импульсы начального и конечного π -мезонов, Q^2 - квадрат переданного ядру 4-импульса, E - энергия начального π^- -мезона. Для сечения реакции $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$ имеем

$$\frac{d\sigma_{\gamma\pi\rightarrow\pi\pi}}{dt} = \frac{(F^{3\pi})^2}{128\pi} \frac{1}{4} (s - 4m_\pi^2) \sin^2 \theta, \quad (11)$$

где θ - угол рассеяния π^- -мезона в системе центра инерции.

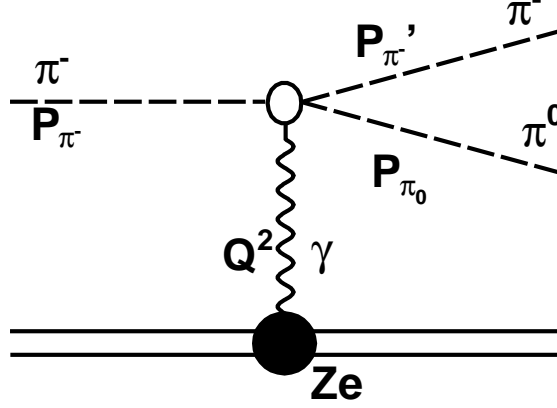


Рис. 2: Диаграмма реакции $\pi^- + (A, Z) \rightarrow \pi^- + \pi^0 + (A, Z)$.

Стоит заметить, что величина $F^{3\pi}$ в физической области зависит от s , t и Q^2 , в то время как теоретические предсказания дают значение $F^{3\pi}$ константы для нулевых значений этих переменных. Обычно полагается, что вблизи нуля зависимость слабая и при s , t , $Q^2 \ll m_\rho^2$:

$$F^{3\pi}(s, t; Q^2) \approx F^{3\pi}(0). \quad (12)$$

В реакции (8) фотон почти реален ($Q^2 \approx 0$), потому исследование процесса в области малых значений s и t переменных, где выполняется условие (12) и модельно зависимые поправки при переходе в физическую область малы, даёт хорошую возможность измерения $F^{3\pi}$ и проверки теоремы (1).

Также существует способ измерить $F^{3\pi}$ константу в реакциях неупругого рассеяния отрицательного пиона на электроны атомной оболочки

$$\pi^- + e^- \rightarrow \pi^{-'} + e^{-'} + \pi^0, \quad (13)$$

(такой подход подробно рассматривается в работах [14], [15]), а также в реакции однопионного обмена (см. [16])

$$\pi^- + e^- \rightarrow \pi^{-'} + e^{-'} + \pi^0. \quad (14)$$

1.1.4 Эксперимент по измерению $F^{3\pi}$ константы на установке “Сигма”

Первое измерение константы $F^{3\pi}$ было проведено коллаборацией “Сигма - Аякс” (ИФВЭ, ОИЯИ) на детекторе, установленном на пучке π^- -мезонов с энергией 40 ГэВ ускорителя У-70 в ИФВЭ (Серпухов). Экспериментальная установка включала детекторы, определяющие параметры пучковой частицы, ядерную мишень, магнитный спектрометр для регистрации заряженных частиц и детектор гамма-квантов. Подробное описание установки можно найти в [17].

Основная статистика событий реакции (8) была набрана на мишенях C, Al и Fe, мишени имели толщину 0.29, 0.19, и 0.26 радиационных длин соответственно (чтобы с одной стороны обеспечить набор достаточной статистики, а с другой стороны не потерять события из-за конверсии фотонов в материале мишени). Значения для $F^{3\pi}$ и σ , полученные на данных мишенях, приведены в Таб. 1

Таблица 1: Результаты полученные на установке “Сигма” в Серпухове.

Мишень	$F^{3\pi}$, ГэВ ⁻³	σ , нб	σ/Z^2 , нб
C	13.4 ± 1.8	64 ± 20	1.78 ± 0.47
Al	12.4 ± 1.4	260 ± 57	1.54 ± 0.34
Fe	12.9 ± 1.5	1110 ± 250	1.64 ± 0.37

Усреднение значений $F^{3\pi}$ и σ/Z^2 , полученных на разных ядрах привело к результатам:

$$F^{3\pi} = 12.9 \pm 0.9 \text{ ГэВ}^{-3}, \quad (15)$$

$$\sigma/Z^2 = 1.63 \pm 0.23_{\text{стат}} \pm 0.13_{\text{сист}} \text{ нб}. \quad (16)$$

Поскольку значение константы $F^{3\pi}$ в эксперименте было определено для ненулевых значений переменных s, t, Q^2 , то для сравнения экспериментальных и теоретических результатов возникает необходимость экстраполяции теоретического значения в физическую область. Подробнее этот вопрос рассматривается в работах [18], [19], [20]. В результате экстраполяции значения константы $F^{3\pi}$ в физическую область оно изменяется на величину $\approx 1 \text{ ГэВ}^{-3}$.

Из приведённого экспериментального результата видно, что его точность в несколько раз ниже точности теоретических предсказаний, поэтому есть необходимость в осуществлении нового, более точного измерения константы $F^{3\pi}$.

1.1.5 Возможности измерения $F^{3\pi}$ константы на установке COMPASS

Одной из основных задач эксперимента COMPASS [21] является измерение константы $F^{3\pi}$ с точностью превышающей точность, достигнутую на экспериментальной установке “Сигма”.

Тестовый сеанс был проведён в 2004 году. Анализ показал, что несмотря на низкое качество набранных в тестовом сеансе данных, установка COMPASS, по видимому, пригодна для проведения подобного рода измерений [22]. В 2009 году был проведён новый набор физических данных на адронном пучке. Эти данные и анализируются в настоящей работе.

В 2012 году планируется новый набор гораздо большего количества данных на адронном пучке для изучения физических процессов с фотонами в конечном состоянии, в том числе и процесса $\pi^- \gamma \rightarrow \pi^- \pi^0$.

1.2 Постановка научной задачи

Были поставлены следующие задачи:

1. разработать эффективные критерии выделения событий электромагнитного процесса $\pi^- + (A, Z) \rightarrow \pi^- + \pi^0 + (A, Z)$, исходя из кинематики реакции и особенностей экспериментальной установки COMPASS;

2. применить разработанные критерии отбора событий для поиска процесса $\pi^- + (A, Z) \rightarrow \pi^- + \pi^0 + (A, Z)$ в физических данных эксперимента COMPASS 2009 года;
3. оценить число событий искомого процесса, доступных для дальнейшего анализа;
4. оценить экспериментальное разрешение установки COMPASS для таких кинематических переменных изучаемого процесса, как инвариантная масса двух фотонов, инвариантная масса конечного состояния $\pi^- \pi^0$, квадрат переданного ядру 4-импульса Q^2 , и полная энергия конечного состояния $E_{\pi^-} + E_{\pi^0}$.

1.3 Цель исследования

Измерение константы $F^{3\pi}$, соответствующей вершине $\gamma\pi^- \rightarrow \pi^- \pi^0$, является одной из основных задач эксперимента COMPASS, что зафиксировано в [21]. Разработка критериев отбора событий электромагнитного процесса $\pi^- + (A, Z) \rightarrow \pi^- + \pi^0 + (A, Z)$ и оценка числа событий данного процесса, присутствующего в имеющихся экспериментальных данных, является первым необходимым шагом для точного измерения сечения реакции и оценки величины константы $F^{3\pi}$. Полученная оценка числа событий на раннем этапе анализа позволит предварительно оценить статистическую точность, с которой величина константы $F^{3\pi}$ может быть измерена в эксперименте COMPASS.

Экспериментальные разрешения установки COMPASS для основных кинематических переменных изучаемой реакции, определяемые в данной работе, характеризуют качество работы детектора COMPASS в адронном сеансе 2009 года. Полученные значения могут быть использованы в качестве исходных данных для оптимизации работы установки COMPASS в будущем адронном сеансе 2012 года.

Электромагнитный процесс $\pi^- + (A, Z) \rightarrow \pi^- + \pi^0 + (A, Z)$ является одним из фоновых процессов (в случае потери одного мягкого фотона) для реакции $\pi + (A, Z) \rightarrow \pi + \gamma + (A, Z)$ [23], используемой в эксперименте COMPASS для измерения электрической и магнитной поляризуемостей заряженного пиона. Информация о числе событий и занимаемой ими кинематической области позволит уменьшить систематическую ошибку измерения поляризуемостей пиона.

Глава 2

Экспериментальная установка и используемое программное обеспечение

2.1 Эксперимент COMPASS

COMPASS (COmmon Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) - эксперимент на вторичном пучке супер-протонного синхротрона (SPS) в ЦЕРНе. Целью данного эксперимента является изучение структуры адронов и адронная спектроскопия с использованием мюонных и адронных пучков высокой интенсивности. Физическая программа эксперимента COMPASS состоит из двух частей: программы измерений с мюонным пучком и программы, для осуществления которой необходим адронный пучок.

Мюонная программа включает в себя следующие пункты:

- изучение продольной структуры спина нуклона,
- изучение поперечной структуры спина,
- изучение поляризации Λ - гипероны.

Физическая программа с адронным пучком состоит из следующих пунктов:

- точное измерение поляризуемостей заряженного пиона,
- первое наблюдение примаковского рассеяния каона и первая оценка его поляризуемостей,
- изучение киральной аномалии. Электромагнитный процесс $\pi^- + \gamma \rightarrow \pi^- + \pi^0$ включает в себя аномальную вершину, которая может быть описана в рамках киральной теории возмущений,
- наблюдение рождения гибридных мезонов в реакции Примакова,
- адронная спектроскопия, поиск экзотических мезонов и глюболов.

В настоящее время идёт разработка физической программы для второй фазы эксперимента COMPASS, которая включает в себя следующие пункты:

- проверка предсказаний киральной теории возмущений (в том числе и для процесса $\pi^- + \gamma \rightarrow \pi^- + \pi^0$)
- изучение обобщённых партонных распределений (измерение полу-инклюзивного глубоко неупругого рассеяния $\mu + p \rightarrow \mu + h + X$ на неполяризованной мишени)

- изучение процессов Дрелла-Яна (измерение на поперечно поляризованной мишени процесса $\pi^- + p \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$)

2.2 Описание установки

COMPASS - универсальная установка, созданная для исследования различных физических процессов, поэтому её конфигурация может изменяться в зависимости от того, для изучения какого физического процесса набираются данные и не все её элементы являются необходимыми для выделения одного конкретного процесса. Потому в этом разделе описывается конфигурация установки на момент проведения адронного сеанса в 2009 году. Общий вид установки COMPASS показан на Рис. 3.

Установку можно условно разделить на три части. Первая часть включает в себя детекторы, стоящие до мишени, которые измеряют параметры трека налетающей частицы.

Вторая и третья части установки COMPASS - спектрометры больших и малых углов - расположены за мишенью, и их суммарный размер превышает 50 метров. Использование этих спектрометров позволяет регистрировать вторичные частицы в широких диапазонах импульса и углов вылета.

Каждый из этих спектрометров включает в себя спектрометрический магнит, трековые детекторы, электронный и адронный калориметры и детекторы для идентификации мюонов. Частью спектрометра больших углов является также детектор распознавания колец черенковского излучения RICH.

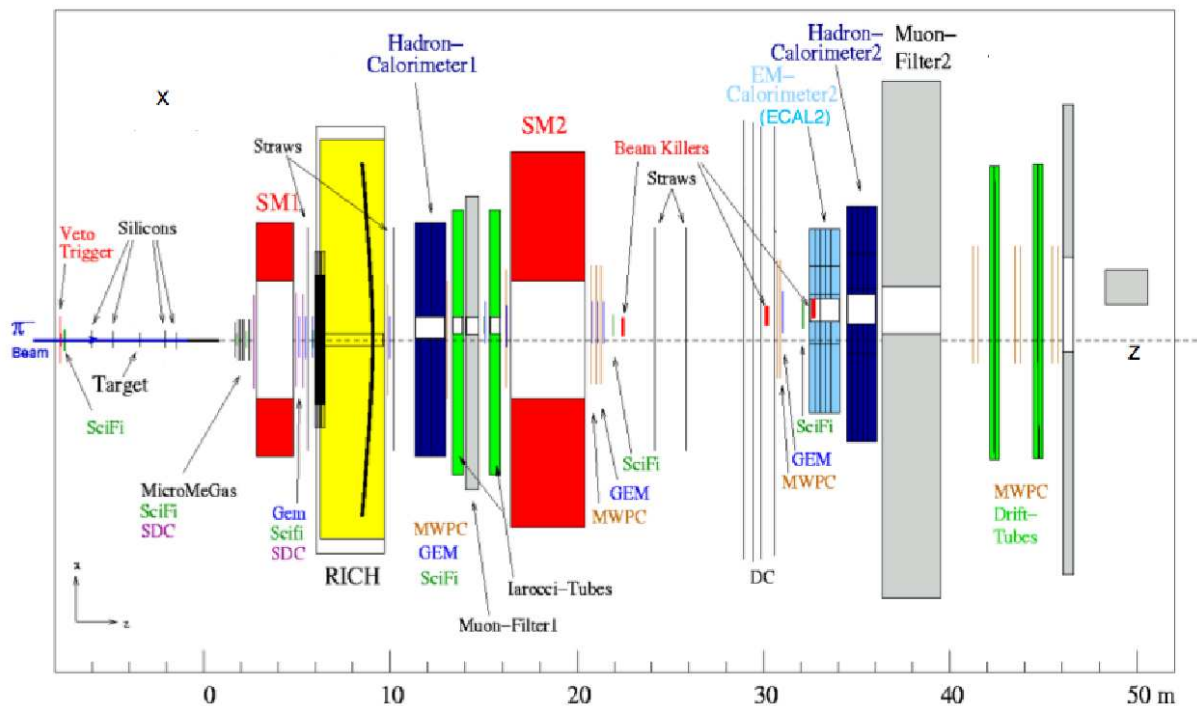


Рис. 3: Схема установки COMPASS (2009).

Прецизионное восстановление трека пучковой частицы обеспечивается быстрыми трековыми детекторами, расположенными до мишени. Это две станции прецизионных трековых детекторов на скintиллирующих волокнах и три станции кремниевых микрополосковых детекторов.

Вторая часть установки COMPASS - спектрометр больших углов - призван обеспечить регистрацию и идентификацию вторичных частиц при углах вылета до 180 мрад. Основным элементом спектрометра больших углов является спектрометрический дипольный магнит SM1, окружённый трековыми детекторами.

За спектрометрическим магнитом SM1 следует детектор черенковских колец, который используется для идентификации заряженных адронов в диапазоне импульсов от нескольких ГэВ/с до 45 ГэВ/с. После черенковского детектора установлен электромагнитный калориметр ECAL1. Далее следует адронный калориметр HCAL1 с центральным отверстием, соответствующим угловому аксептансу спектрометра малых углов. Он служит для регистрации вторичных адронов и участвует в формировании триггера. Заканчивается спектрометр больших углов мюонным фильтром.

Третья часть установки COMPASS - спектрометр малых углов - отвечает за регистрацию частиц, вылетающих под малыми углами (30 мрад) и имеют импульсы от 5 ГэВ/с. Центральным элементом спектрометра малых углов является дипольный магнит SM2, окружённый трековыми детекторами. Задняя часть спектрометра малых углов включает в себя электромагнитный и адронный калориметры, а также второй мюонный фильтр. Каждый из перечисленных элементов имеет отверстие для прохождения не провзаимодействовавших частиц пучка. Электромагнитный калориметр ECAL2 используется для регистрации γ -квантов и нейтральных пионов. Адронный калориметр HCAL2, также как и HCAL1, участвует в формировании сигнала триггера.

2.2.1 Трековые детекторы

Поток частиц на единицу площади в различных частях установки COMPASS меняется на пять порядков в зависимости от расстояния до мишени. Детекторы, стоящие близко к пучку или мишени должны обладать как высокой скоростью счета (до нескольких МГц/канал), так и высоким пространственным разрешением. При этом количество вещества на пути пучка должно оставаться минимальным для уменьшения эффектов многократного рассеяния, вторичных взаимодействий и конверсии фотонов.

Эти требования особенно строги для детекторов, расположенных до магнита SM1, где нагрузка особенно сильна из-за большого числа низкоэнергетичных вторичных частиц, вылетающих из области мишени.

Вдали от области пучка требования к пространственному и временному разрешению не такие строгие, но детекторы должны иметь большие размеры. Детекторы, находящиеся на разных расстояниях от пучка, были сконструированы с использованием разных технологий. В областях установки, далёких от пучка, используются различные проволочные детекторы, центральные области которых выключены для уменьшения скорости счёта. Области пучка перекрыты быстрыми детекторами на основе сцинтиллирующих волокон, кремниевыми и газовыми детекторами.

Кремниевые микростриповые детекторы используются в мюонной программе для определения трека пучкового мюона, а в адронной программе также для определения треков за мишенью и восстановления вершины взаимодействия. Для изучаемой реакции эти детекторы являются основными, поскольку они определяют вершину и угол рассеяния пионов.

2.2.2 Калориметрия

Установка COMPASS включает в себя два адронных (HCAL1, HCAL2) и два электромагнитных калориметра: ECAL1, ECAL2 (см. Рис. 3). Оба адронных калориметра построены на основе сборок из пластин железа и сцинтиллятора. Оба калориметра

выполняют в эксперименте две функции: они измеряют энергию вторичных адронов и участвуют в формировании сигнала триггера в мюонной программе.

Электромагнитный калориметр ECAL2 является основным калориметром для изучения электромагнитного процесса $\pi^- \gamma \rightarrow \pi^- \pi^0$. Он состоит из двух типов модулей: модулей из свинцового стекла и модулей типа “шашлык”. Оба типа имеют поперечный размер 38×38 мм². Модули типа “шашлык” составляют центральную часть калориметра. Каждый блок оснащен фотоэлектронным умножителем (ФЭУ), который измеряет интенсивность излучения в блоке. Дыра размером 2x2 модулей в центре калориметра позволяет проходить непрореагировавшим ранее частицам пучка.

Электроника ECAL2 дает возможность измерять время возникновения кластера относительно времени прихода триггера. Временная информация особенно важна для идентификации нежелательных кластеров, возникающих из-за эффекта нагромождения.

2.2.3 Пучки

Линия M2 вывода пучка SPS может быть настроена как для транспортировки пучка положительных мюонов высокой интенсивности с энергией до 190 ГэВ, так и для транспортировки адронного пучка (пионного или протонного, положительного или отрицательного) с энергией до 280 ГэВ.

Адронный пучок формируется в результате взаимодействия первичного протонного пучка с импульсом 400 ГэВ/с, выведенного с SPS, с мишенью. Мишени разной толщины могут быть использованы при необходимости для получения пучков необходимой интенсивности. Номинальная интенсивность первичного протонного пучка составляет 1.5×10^{13} протонов за сброс длиной 9.6 с при интервалах между сбросами в 40 с.

Шесть квадрупольных и три дипольных магнита выбирают из вторичных частиц пионы и выделяют из потока вторичных пионов частицы в диапазоне импульсов $\pm 10\%$ от номинального (до 225 ГэВ). Примесь каонов в адронном пучке с импульсом 190 ГэВ вблизи первичной мишени составляет 3%. Состав адронного пучка приведён в Таб. 2. Пионы транспортируются по каналу, состоящему из чередующихся фокусирующих и дефокусирующих квадрупольных магнитов. За время транспортировки часть пионов распадается на мюон и нейтрино.

Таблица 2: Состав адронного пучка с импульсом 190 ГэВ.

Particle	Fraction, %
π^-	93.5
K^-	3
μ^-	3
p^-	0.5
e^-	~ 0.1

После прохождения через канал транспортировки пучка частицы выводятся на мишень. Мишень изготовлена из никеля толщиной в 4 мм (0.3 радиационные длины). Кроме того, ниже по пучку установлены ещё 2 вольфрамовые мишени, толщины которых составляет 50 и 25 микрон.

Магнитная оптика пучковой линии оптимизируется для получения минимального импульсного разброса в пучке (импульсный разброс адронного пучка $\sim 1\%$). Соотношение между компонентами зависит от импульса и энергии пучка. Для идентификации отдельных частиц пучка применяется пара дифференциальных черенковских

счётчиков (CEDAR). Магнитная оптика также оптимизирована для получения широкого параллельного пучка, оптимального для работы черенковских счётчиков. При этом в плоскости мишени COMPASS сечение пучка относительно мало.

Электронный пучок с импульсом 40 ГэВ/с также может быть выведен на установку, он используется главным образом для абсолютной калибровки электромагнитных калориметров.

2.2.4 Система триггеров

В 2009 году было реализовано два специализированных триггера, называемых *Primakoff 1* и *Primakoff 2*. Из-за малого угла вылета фотонов $\sim m_\pi/E_{beam}$ соответствующие им кластеры в ECAL2 находятся в компактной области в центре калориметра. Включение в триггер только центральной области калориметра размером 16x16 модулей позволило обеспечить высокую эффективность отбора событий требуемой конфигурации и установить довольно низкий порог триггера. *Primakoff 1* записывает события с энерговыделением более 40 ГэВ, но его счёт был искусственно подавлен в 2 раза. *Primakoff 2* записывает все события с порогом на выделение энергии выше 60 ГэВ.

2.3 Используемое программное обеспечение

Для первичной реконструкции событий в эксперименте COMPASS используется разработанный коллаборацией пакет CORAL (COmpass Reconstruction and AnaLysis), написанный на C++ и имеющий модульную архитектуру. CORAL имеет два режима работы: первый режим позволяет реконструировать события из экспериментальных данных, второй режим позволяет производить реконструкцию данных, полученных в результате Монте-Карло моделирования.

Основной задачей программы CORAL является преобразование первичных данных, содержащих амплитудно-временную информацию, записанную детекторами установки COMPASS в ходе набора данных, в физические данные, в которых содержится информация о треках, вершинах взаимодействий, кластерах энерговыделения в калориметрах и т.д., имевших место в каждом событии.

Данные полученные на выходе программы CORAL, называемые mini Data Summary Tapes (mDST), сохраняются в стандартном формате пакета ROOT [24] (деревья). Эти файлы распределяются по вычислительным центрам участников эксперимента и служат входными данными для любого физического анализа. Размер mDST файлов примерно в 100 раз меньше размера исходных файлов с первичными данными.

Для анализа физических данных используется разработанный на основе ROOT пакет PHAST (PHysics Analysis Software Tools) [25]. Этот пакет состоит из набора классов и функций, используемых для:

- доступа к информации о событиях, сохранённых в mDST файлах,
- разработки собственного программного кода для анализа данных, применения тех или иных обрезаний, заполнения и рисования гистограмм и т. д.,
- записи новых mDST файлов, содержащих события, отобранные из входных mDST файлов.

Глава 3

Анализ экспериментальных данных

3.1 Данные

В анализе, представленном в данной работе, использовались физические данные (mDST), соответствующие адронному сеансу 2009 года. Использовался весь объём данных, набранных за время сеанса, соответствующий прохождению через установку 3.3×10^{11} адронов. Также в анализе использовались мюонные данные, набранные в 2009 году при той же конфигурации установки, объём которых соответствовал интегральному потоку 2×10^{11} мюонов.

На момент выполнения анализа используемые физические данные являлись самыми качественными с точки зрения использования алгоритмов и калибровок, применённых для их получения из исходных данных.

Разработанный алгоритм отбора событий был реализован в виде программного кода на языке C++ в рамках пакета PHAST. Для обработки данных использовались стандартные средства вычислительного комплекса CERN.

3.2 Критерии отбора событий

Поскольку целью работы является выделение электромагнитного процесса $\pi^- + A \rightarrow \pi^- + \pi^0 + A$, то критерии отбора подбирались таким образом, чтобы обеспечивалось максимально эффективное выделение данной реакции и максимальное подавление фоновых процессов.

3.2.1 Критерии отбора событий по конфигурации трека

Для анализа использовались события удовлетворяющие следующим критериям:

- в событии присутствует только одна вершина, из которой выходит только один трек, соответствующий отрицательно заряженной частице, отождествляемой с рассеянным пионом, а входящим треком является трек пучкового пиона.
- трек рассеянного пиона должен быть восстановлен в области от мишени до ESCAL2, что обеспечивает как точное измерение импульса частицы в обоих спектрометрах, так и возможность экстраполяции трека в плоскость электромагнитного калориметра (см. раздел 3.2.2).
- восстановленная Z-координата вершины соответствует номинальному положению мишени с точностью до ошибки восстановления координаты вершины (зависимость угла рассеяния от координаты и выбранная для анализа область указаны на Рис. 4)

$$-82 \text{ см} < Z_{\text{мишени}} < -62 \text{ см} \quad (17)$$

- события, в которых энергия рассеянного пиона превышала 170 ГэВ, отбрасывались, поскольку с большой долей вероятности они связаны с прохождением пучкового пиона, единственным взаимодействием которого при прохождении сквозь мишень было многократное рассеяние.

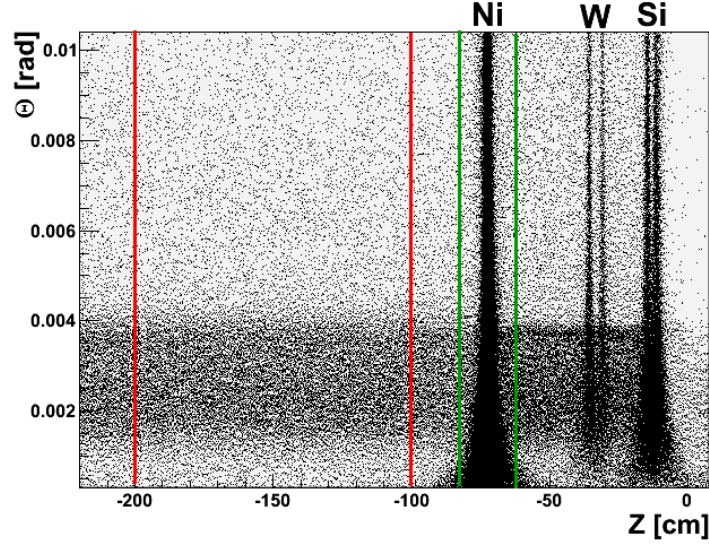


Рис. 4: Зависимость угла рассеяния π^- от Z -координаты вершины. Красным цветом выделены условия, для отбора распадов K^- вне мишени. Зелёным цветом выделены условия, для отбора событий $\pi^- \gamma \rightarrow \pi^- \pi^0$ в мишени.

3.2.2 Критерии отбора событий по конфигурации сигнала в электромагнитном калориметре ECAL2

Поскольку в изучаемой реакции в конечном состоянии присутствуют два γ -кванта, для анализа отбирались события с двумя кластерами энерговыделения в электромагнитном калориметре с энергией выше 7 ГэВ (для того, чтобы не принимать во внимание низкоэнергетичные кластеры, связанные с шумами электроники калориметра и т. д.). Помимо этих двух кластеров, ассоциируемых с фотонами, допускается существование ещё одного кластера, порождённого взаимодействием рассеянного π^- мезона с калориметром. Дополнительно требовалось, чтобы суммарная энергия двух кластеров составляла не менее 40 ГэВ, поскольку события с меньшим энерговыделением не должны вызывать срабатывание триггера *Primakoff1*.

В связи с тем, что среднее время жизни π^0 мало ($8.4(6) \times 10^{-17}$ с) и его γ -фактор имеет порядок 10^3 (при характерных для эксперимента энергиях), его пробег от точки рождения до точки распада (порядка 10 мкм) мал по сравнению с точностью восстановления вершины; следовательно, можно считать, что π^0 распадается в вершине взаимодействия. Используя данное предположение, восстанавливается инвариантная масса двух γ -квантов. Координаты вершины обозначаются как (x_0, y_0, z_0) . Из информации о кластерах ECAL2 определяются координаты фотонов в калориметре $(x_{1,2}, y_{1,2}, z_{1,2})$. 4-импульс фотонов определяется по формуле:

$$P_{1,2} = \left(E_{1,2}, E_{1,2} \frac{x_{1,2} - x_0}{R_{1,2}}, E_{1,2} \frac{y_{1,2} - y_0}{R_{1,2}}, E_{1,2} \frac{z_{1,2} - z_0}{R_{1,2}} \right), \quad (18)$$

где $E_{1,2}$ - энергия первого (второго) фотона, а $R_{1,2}$ - расстояние от первичной вершины до соответствующего кластера в ECAL2.

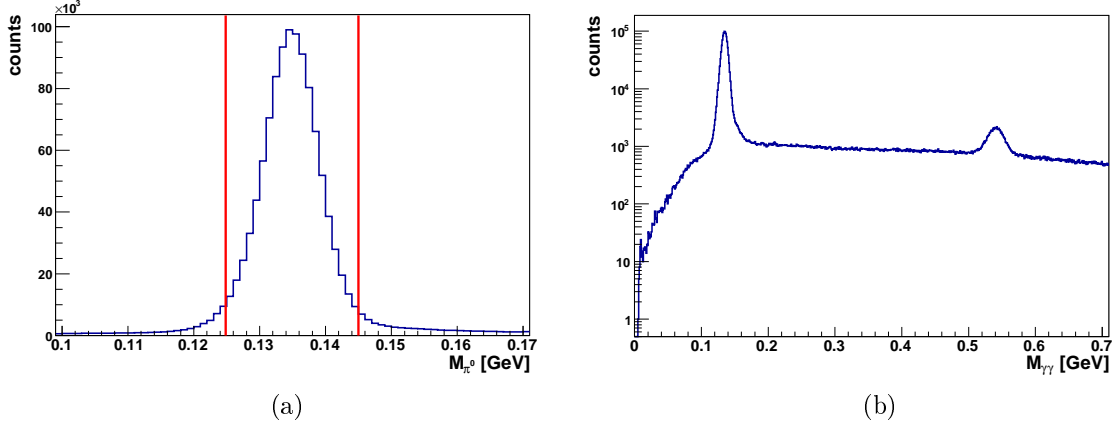


Рис. 5: а) Спектр инвариантных масс двух γ -квантов в области пика π^0 и условия отбора по инвариантной массе; б) общий вид распределения инвариантной массы для двух γ -квантов. Видны пики π^0 и η мезонов.

$$R_{1,2} = \sqrt{(x_0 - x_{1,2})^2 + (y_0 - y_{1,2})^2 + (z_0 - z_{1,2})^2}. \quad (19)$$

Из 4-импульсов двух γ -квантов определяется их инвариантная масса. Спектр инвариантных масс представлен на Рис. 5а. Аппроксимируя пик π^0 функцией Гаусса, получаем для него следующие характеристики:

$$M_{\pi^0} = 134.8 \pm 0.1 \text{ МэВ}, \quad \sigma_{M_{\gamma\gamma}} = 4.25 \pm 0.01 \text{ МэВ},$$

здесь $\sigma_{M_{\pi^0}}$ - разрешение установки для инвариантной массы двух γ -квантов.

Под пиком, соответствующим π^0 , виден комбинаторный фон, для обрезания которого накладывается ограничение на инвариантную массу

$$125 \text{ МэВ} < M_{\pi^0} < 145 \text{ МэВ}. \quad (20)$$

Достоин упоминания тот факт, что в спектре инвариантных масс наблюдается пик η мезона (показан на Рис. 5б), положение и ширина которого в спектре инвариантных масс соответствуют его табличным характеристикам, что подтверждает правильность калибровочных констант, используемых для восстановления энергии кластеров в ESCAL2.

3.2.3 Критерии отбора по кинематическим переменным

Для устранения эффектов, связанных с многократным рассеянием вторичного π^- мезона в материале мишени, события с поперечным импульсом рассеянного пиона $p_t < 45 \text{ МэВ}/c$ отбрасываются. Распределение частиц по поперечному импульсу и условие отбора показаны на Рис. 6.

Для отбираемых событий требовалось, чтобы условие:

$$E_{\text{пучка}} = E = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} + E_{\pi^-}, \quad (21)$$

выполнялось с точностью до 10 ГэВ, что примерно соответствует утроенной разрешающей способности установки для этой величины. Таким образом, для дальнейшего анализа выбиралась область $180 \text{ ГэВ} < E < 200 \text{ ГэВ}$, что указано на Рис. 7.

Энергия, переданная ядру в изучаемой реакции, пренебрежимо мала, в связи со сравнительно большой массой ядра. Поэтому можно сделать допущение, что для

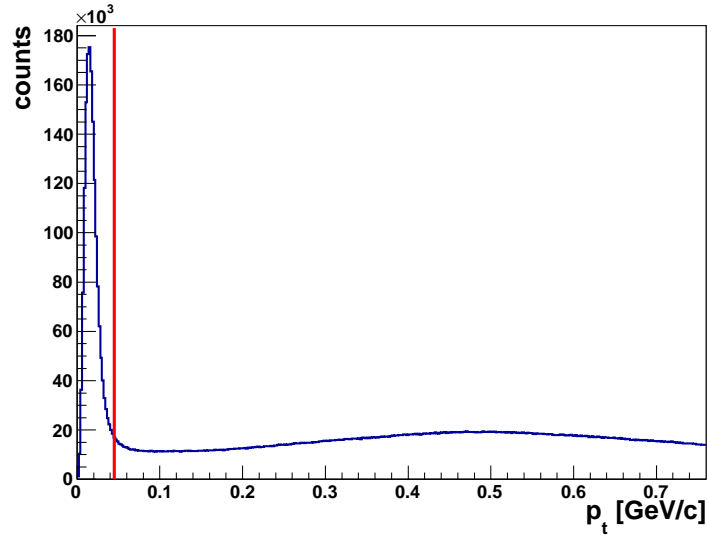


Рис. 6: Распределение частиц по поперечному импульсу.

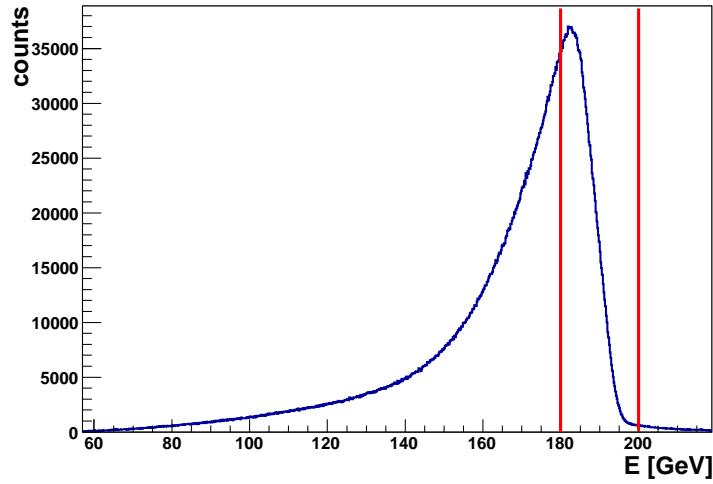


Рис. 7: Распределение полной энергии системы частиц $\pi^- \pi^0$.

событий, прошедших критерий отбора по полной энергии системы частиц $\pi^- \pi^0$, закон сохранения энергии точно выполняется в виде:

$$E_{\text{пучка}} = E_{\pi^0} + E_{\pi^-}. \quad (22)$$

Учитывая относительно невысокую разрешающую способность калориметра по энергии частицы ($\approx 3\%$), энергия π^0 может быть уточнена путём перенормировки энергии фотонов (E_{γ_1, γ_2}^*), исходя из следующего соотношения:

$$E_{\gamma_1}^* + E_{\gamma_2}^* = E_{\pi^0} = E_{\text{пучок}} - E_{\pi^-}, \quad (23)$$

здесь $E_{\gamma_1}^*$ и $E_{\gamma_2}^*$ перенормированные энергии первого и второго фотонов соответственно. Их связь с первоначальными энергиями фотонов (E_{γ_1, γ_2}), определяемыми энерговыделением в ECAL2:

$$E_{\gamma_1, \gamma_2}^* = E_{\pi^0} \frac{E_{\gamma_1, \gamma_2}}{E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}}. \quad (24)$$

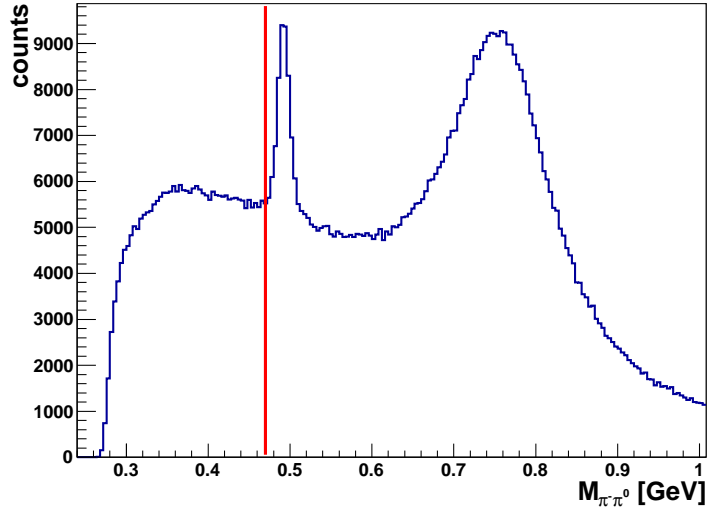


Рис. 8: Инвариантная масса системы частиц $\pi^- \pi^0$.

Новые 4-векторы энергии-импульса, полученные после перенормировки имеют вид:

$$P_{1,2}^* = \left(E_{1,2}^*, E_{1,2}^* \frac{x_{1,2} - x_0}{R_{1,2}}, E_{1,2}^* \frac{y_{1,2} - y_0}{R_{1,2}}, E_{1,2}^* \frac{z_{1,2} - z_0}{R_{1,2}} \right). \quad (25)$$

Для того, чтобы отбросить события, имеющие $\pi^- \pi^0$ в конечном состоянии, но связанные либо с распадом пучковых каонов, либо с рождением и распадом ρ^- мезона в мишени, события с инвариантной массой выше 470 МэВ отбрасывались (Рис. 8).

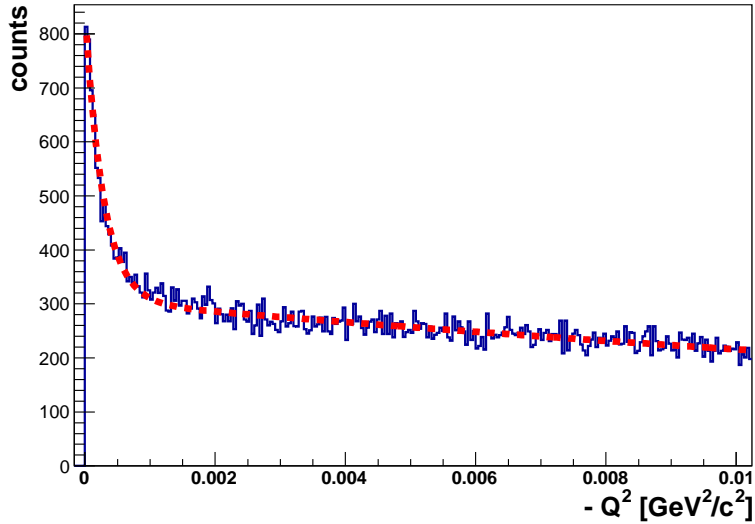


Рис. 9: Распределение $-Q^2$ для π^- , провзаимодействовавших в мишени.

Наряду с процессом электромагнитного взаимодействия существует процесс дифракционного рассеяния с тем же конечным состоянием, идущий через сильное взаимодействие. Основное отличие между процессами заключается в том, что в случае электромагнитного рассеяния квадрат переданного 4-импульса мал ($|Q^2| < M_{\pi^0}^2$).

На Рис. 9 узкий пик в нуле обусловлен электромагнитным процессом $\pi^- \rightarrow \pi^0 \pi^-$, а медленно спадающая часть распределения отвечает дифракционному рассеянию.

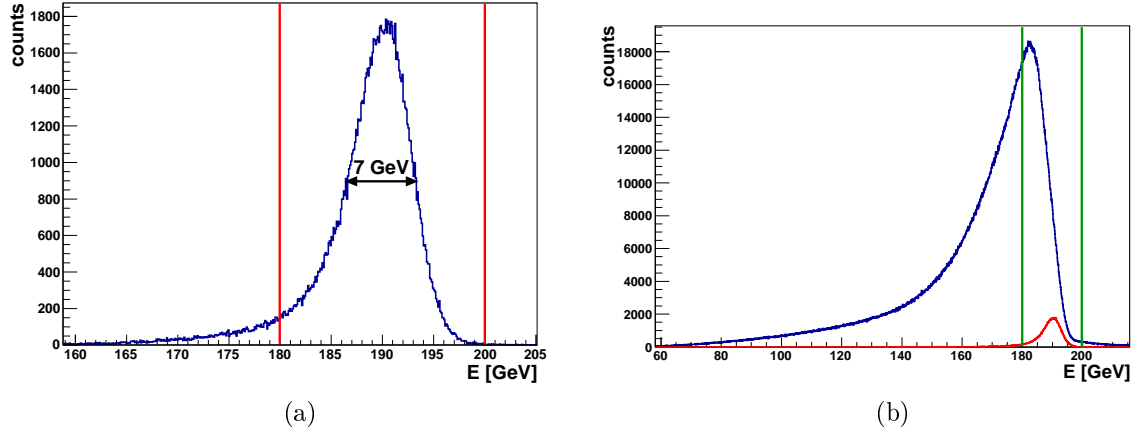


Рис. 10: а) Полная энергия системы частиц $\pi^0\pi^-$ после всех отборов; б) Сравнение полной энергии системы частиц $\pi^0\pi^-$ до наложения условий отбора и после

Для отбора искоемых событий используется условие

$$-Q^2 < 0.001 \text{ГэВ}^2/c^2. \quad (26)$$

Данное условие выбрано для того, чтобы отделить процесс $\pi^- \gamma \rightarrow \pi^- \pi^0$ от дифракционного рассеяния.

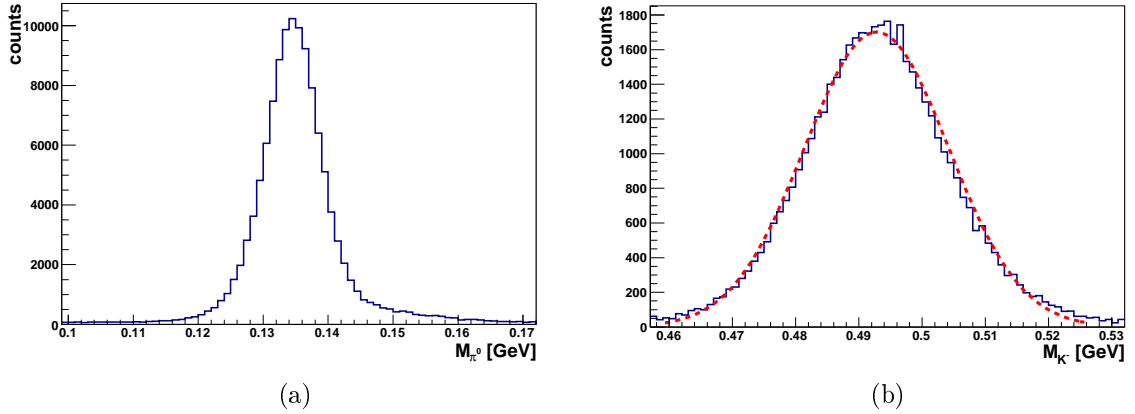


Рис. 11: а) Распределение инвариантной массы двух γ -квантов для каонных событий; б) Распределение инвариантной массы частиц $\pi^- \pi^0$, рождённых при распаде K^- вне мишени.

На Рис. 10а показано распределение полной энергии системы частиц $\pi^0\pi^-$ после всех отборов (включая отбор по Q^2). Сравнение распределения полной энергии после всех отборов с первоначальным распределением приведено на Рис. 10б. Для системы частиц $\pi^0\pi^-$ (см Рис. 10а) полная ширина пика полной энергии на половине высоты (данный способ описания ширины пика используется из-за того, что пик не является Гауссовым) составляет 7 ГэВ и определяется экспериментальным разрешением установки.

3.2.4 Проверка критериев отбора событий на распадах K^-

Для проверки работоспособности и эффективности критериев отбора можно использовать распады каонов, которых в пучке 3% (таб. 2). Для проверки использова-

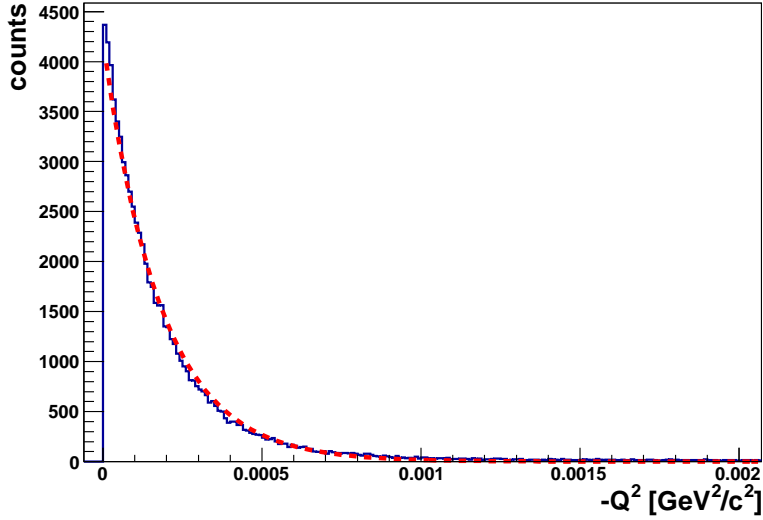


Рис. 12: Распределение $-(P_{\text{пучок}} - P_{\pi^0}^* - P_{\pi^-})^2$ для K^- , распавшихся вне мишени.

лись события с вершиной, Z -координата которой удовлетворяет условию $-200 \text{ см} < Z_{\text{вершины}} < -100 \text{ см}$. Для анализа каонных данных использовались все те же критерии отбора, что и выше. В результате были получены распределения для инвариантной массы двух γ -квантов (Рис. 11a) и инвариантной массы $\pi^-\pi^0$ (Рис. 11b).

Из аппроксимации пиков в распределениях инвариантных масс для двух γ -квантов и $\pi^-\pi^0$ функцией Гаусса получают следующие значения параметров:

$$M_{\pi^0} = 134.6 \pm 0.1 \text{ МэВ}, \quad \sigma_{M_{\pi^0}} = 4.35 \pm 0.02 \text{ МэВ}, \quad (27)$$

$$M_{K^-} = 492.8 \pm 0.1 \text{ МэВ}, \quad \sigma_{M_{K^-}} = 9.81 \pm 0.06 \text{ МэВ}. \quad (28)$$

Поскольку собственная ширина пика каонов пренебрежительно мала, то ширина пика, изображённого на Рис. 11b, определяется разрешением экспериментальной установки. Таким образом, разрешение по инвариантной массе $\pi^-\pi^0$ для $M_{\pi^-\pi^0} = M_{K^-}$ составляет $9.81 \pm 0.06 \text{ МэВ}$.

Кроме того, квадрат разности 4-импульсов ($Q^2 = (P_{\text{пучок}} - P_{\pi^0}^* - P_{\pi^-})^2$) в случае распада K^- должен быть строго равен нулю, поскольку никакой реальной передачи 4-импульса нет, а потому экспоненциальный вид Q^2 распределения (Рис. 12) определяется исключительно разрешением экспериментальной установки. Это разрешение может быть охарактеризовано величиной σ_{Q^2} , которая может быть определена из аппроксимации распределения Q^2 формулой:

$$f(Q^2) = A \exp\left(-\frac{Q^2}{\sigma_{Q^2}}\right). \quad (29)$$

Было получено следующее значение:

$$\sigma_{Q^2} = (1.81 \pm 0.01) \times 10^{-4} \text{ ГэВ}^2/c^2 \quad (30)$$

3.2.5 Проверка процедуры анализа на мюонных данных

Наряду с адронным пучком, через ту же самую мишень и ту же установку был пропущен мюонный пучок той же энергии. Для проверки отсутствия фоновых электромагнитных процессов, имеющих в конечном состоянии одну заряженную частицу

и π^0 , был выполнен анализ мюонных данных с теми же критериями отбора. Число мюонов, прошедших через мишень за всё время работы установки с мюонным пучком, равно 2×10^{11} .

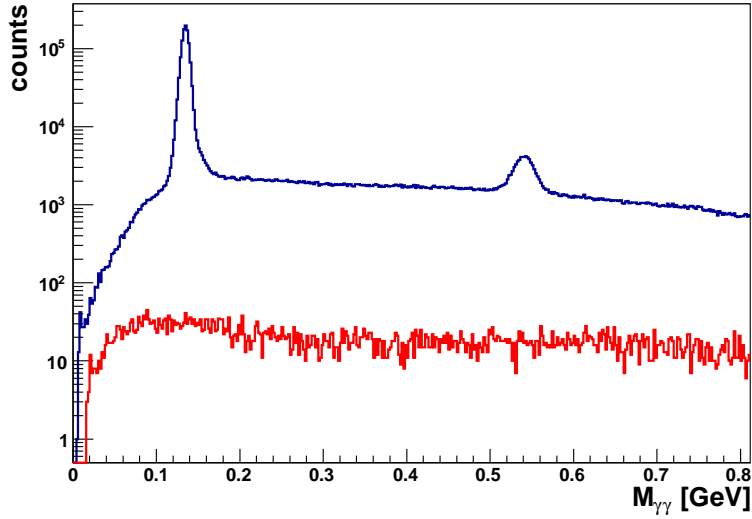


Рис. 13: Распределения инвариантной массы двух γ -квантов для мюонных и адронных данных

На Рис. 13 показаны распределения инвариантной массы двух фотонов для адронных (синяя линия) и мюонных (красная линия) данных, отнормированных на полный поток прошедших через мишень частиц.

Отсутствие пика, соответствующего распаду π^0 , в спектре инвариантных масс двух фотонов, свидетельствует об отсутствии сколь либо значимых фоновых электромагнитных процессов с π^0 .

3.3 Оценка числа событий $\pi^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ электромагнитного процесса

Как уже было сказано, в области переданных 4-импульсов, изображённой на Рис. 9, преобладают 2 типа процессов с одинаковыми частицами в конечном состоянии. Один процесс идёт через электромагнитное взаимодействие и представлен узким пиком в нуле. Для его аппроксимации используется быстро спадающая экспонента. Второй процесс, идущий через сильное взаимодействие, аппроксимируется медленно спадающей экспонентой. Общая функция, использованная в фитировании распределения, имеет следующий вид:

$$f(Q^2) = \frac{\Gamma \text{ЭВ}^2}{c^2} (I_1 a_1 e^{a_1 Q^2} + I_2 a_2 e^{a_2 Q^2}), \quad (31)$$

где $I_{1,2}$ - количество событий для каждого процесса. Таким образом из аппроксимации пика, соответствующего электромагнитному процессу $\pi^- \rightarrow \pi^- \pi^0$, экспонентой получают следующие значения:

- $I_1 = 3930 \pm 130$
- $a_1 = 3370 \pm 170 c^2 / \text{ГЭВ}^2$

Таким образом, для извлечения сечения $\pi^- \gamma \rightarrow \pi^- \pi^0$ процесса и константы $F^{3\pi}$ из данных COMPASS 2009 года доступно 3930 ± 130 событий.

Глава 4

Обсуждение результатов

4.1 Сравнение полученных результатов с результатами предыдущих измерений

4.1.1 Сравнение с результатами тестового сеанса 2004 года

В 2004 году на установке COMPASS был проведён тестовый набор адронных данных. В 2008 году был проведён их анализ и получены предварительные кинематические распределения для оценки возможности измерения константы $F^{3\pi}$. Условия отбора приведены в Таб. 3, как можно заметить они схожи с использованными в процедуре анализа, описываемой в данной работе.

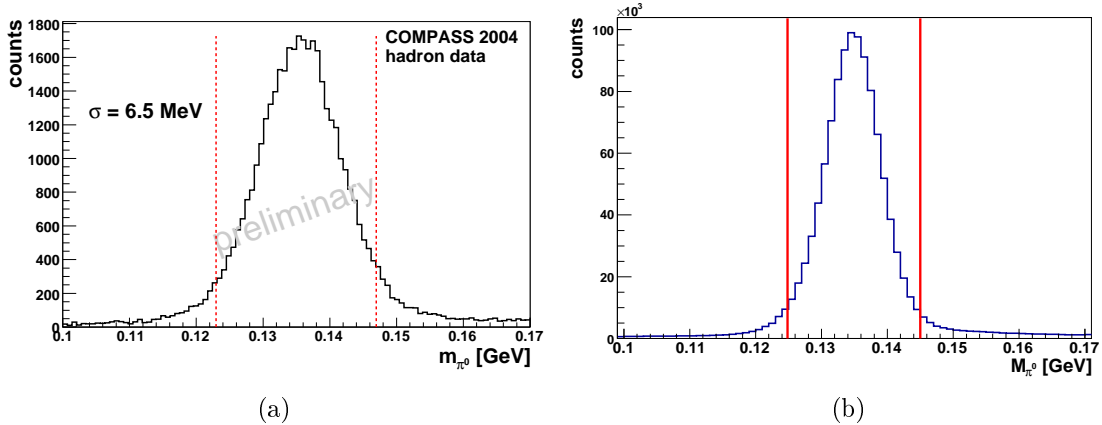


Рис. 14: а) Распределение инвариантной массы двух γ -квантов для данных 2004 года; б) Распределение инвариантной массы двух γ -квантов для данных 2009 года.

На Рис. 14 приведены распределения инвариантной массы двух γ -квантов для данных 2004 и 2009 годов. Сравнивая ширины пиков ($\sigma_{M_{\pi^0}} = 6.5$ МэВ для 2004 года и $\sigma_{M_{\pi^0}} = 4.25$ МэВ для 2009 года), можно увидеть, что в 2009м году электромагнитный калориметр ECAL2 обеспечивал гораздо более точное разрешение, чем в 2004м.

Кроме того, для сравнения эффективности условий отбора приведены распределения инвариантной массы для системы частиц $\pi^0\pi^-$. Как можно заметить они имеют сходный вид.

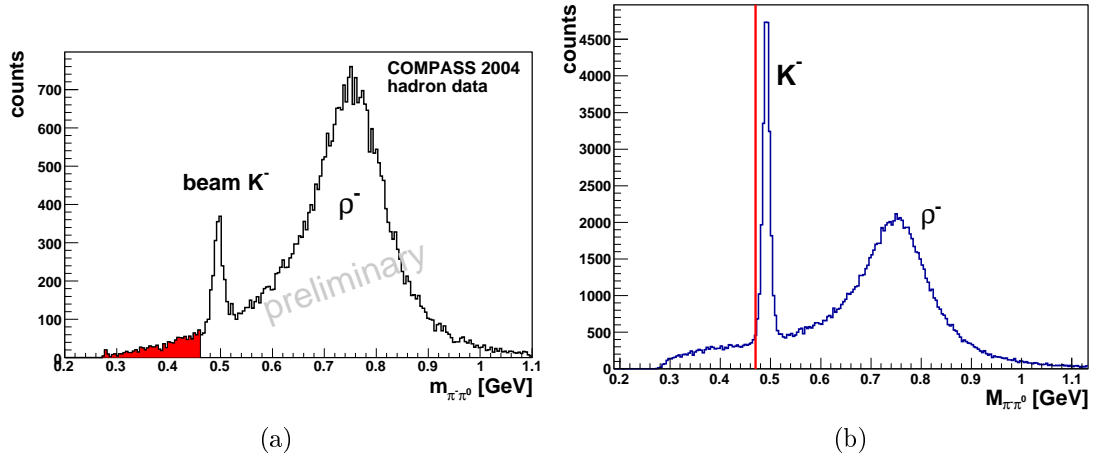


Рис. 15: а) Распределение $M_{\pi^0\pi^-}$ для данных 2004 года; б) Распределение $M_{\pi^0\pi^-}$ для данных 2009 года.

Таблица 3: Сравнение условий отбора.

Переменная	Условия отбора 2004 года	Условия отбора в данной работе
Отклонение Z-координаты от центра мишени	$ \Delta z < 3$ см	$ \Delta z < 10$ см
Энерговыведение в одном кластере ECAL2	$E_\gamma > 7$ ГэВ	$E_\gamma > 7$ ГэВ
Масса π^0	$123 \text{ МэВ} < M_{\pi^0} < 147 \text{ МэВ}$	$125 \text{ МэВ} < M_{\pi^0} < 145 \text{ МэВ}$
Угол рассеяния π^- в СЦМ	$\cos \theta < 0.8$	-
Полная энергия системы	$181 \text{ ГэВ} < E_{\pi-\pi^0} < 199 \text{ ГэВ}$	$180 \text{ ГэВ} < E_{\pi-\pi^0} < 200 \text{ ГэВ}$
Квадрат переданного импульса	$-Q^2 < 0.001 \text{ ГэВ}^2/c^2$	$-Q^2 < 0.001 \text{ ГэВ}^2/c^2$
Материал мишени	Pb	^{58}Ni
Толщина мишени	3 мм (0.5 рад. длины)	4 мм (0.3 рад. длины)

4.1.2 Сравнение результатов с результатами, полученными коллаборацией “Сигма-Аякс”

Как было сказано в разделе 1.1.4, эксперимент по определению константы $\gamma \rightarrow 3\pi$ вершины проводился на спектрометре “Сигма”, установленном на ускорителе У-70 ИФВЭ. Однако, значение константы было определено в энергетическом диапазоне отличном от диапазона, доступного на установке COMPASS. Была произведена оценка числа событий при условиях отбора, примерно соответствующих эксперименту “Сигма” (условия нельзя воспроизвести абсолютно точно из-за разности в организации триггеров в этих экспериментах), в связи с чем набор условий отбора был модифицирован следующим образом:

- условие отбора на инвариантную массу системы частиц модифицировано следующим образом: $M_{\pi^0+\pi^-} < 442 \text{ МэВ}$,
- было добавлено условие отбора $P_{\pi^-} > 85 \text{ ГэВ}$

Аппроксимируя распределение $-Q^2$, полученное при использовании изменённых условий отбора (аппроксимация проводится аналогично описанной выше (см. раздел 3.3), было получено число электромагнитных событий $\pi^- \rightarrow \pi^-\pi^0$: $N = 970 \pm 50$.

Оценку ожидаемого числа событий N_1 , произошедших на установке за время набора данных, можно произвести, используя значение сечения, полученного на установке “Сигма”, исходя из формулы:

$$N_1 = \sigma_{Ni} \Phi_\pi n l, \quad (32)$$

где $\sigma_{Ni} = 1280$ нб - сечение процесса (вычислено с использованием результатов эксперимента “Сигма” (16)); $\Phi_\pi = 3.3 \times 10^{13}$ - количество частиц прошедших через мишень; $l = 4$ мм - толщина мишени; n - концентрация, которую можно выразить как

$$n = \frac{\rho N_A}{\mu_{Ni}}, \quad (33)$$

где $\rho = 8.9$ г/см³ и $\mu_{Ni} = 58$ г/моль - плотность и молярная масса никеля соответственно, а N_A - число Авогадро. Подстановка (33) в (32), приводит к следующему выражению:

$$N_1 = \sigma \Phi_\pi \frac{\rho l N_A}{\mu_{Ni}}. \quad (34)$$

После подстановки значений получается, что должно было произойти: $N_1 = (16.1 \pm 2.6) \times 10^3$ искомым событиям.

С другой стороны, число событий, имевших место в мишени за время набора данных может быть оценено как

$$N_2 = N/A_{\pi-\pi^0}, \quad (35)$$

где $A_{\pi-\pi^0}$ - полная эффективность отбора событий данного процесса, включающая в себя: геометрическую эффективность установки, эффективность восстановления вершины трека и эффективность отборов, описанных выше.

Оценка эффективности отбора событий $\pi^-\pi^0$ может быть выполнена с использованием событий распада K^- , предполагая, что эффективность отбора распадов каонов примерно равна эффективности отбора событий изучаемого процесса $A_{\pi-\pi^0} \approx A_{K^-}$. Следует отметить, что это приближённое равенство выполняется с точностью не выше 20%, в основном из-за несколько разной вероятности конверсии фотонов в материале мишени. Оценка количества каонов, распавшихся вне мишени в области свободной от вещества, в интервале L

$$-200 \text{ см} < Z_{\text{вершины}} < -100 \text{ см}, \quad (36)$$

может быть проведена по формуле

$$N_K = \Phi_\pi n_0 \frac{L}{c_\tau \gamma} \frac{\Gamma_i}{\Gamma} \eta_{p < 85}, \quad (37)$$

где $\Phi_\pi = 3.3 \times 10^{13}$ - количество частиц, выведенных на экспериментальную установку, $n_0 = 0.03$ - доля K^- в адронном пучке (Таб. 2), $\gamma = 380$ - гамма-фактор K^- , $\frac{\Gamma_i}{\Gamma} = 0.20$ - относительная вероятность распада каона по каналу $K^- \rightarrow \pi^0 \pi^-$, $\eta_{p < 85} = 0.45$ - вероятность распада K^- с вылетом π^- , имеющего импульс ниже 85 ГэВ. В результате подстановки получается: $N_K = 1.4 \times 10^6$ распадов каонов. В результате вычислений по формуле (37) количество распадов отрицательных каонов за время набора данных равно 630×10^3 .

Из аппроксимации распределения инвариантной массы $\pi^-\pi^0$ функцией Гаусса (Рис. 11b) видно 48×10^3 распадов отрицательных каонов. Таким образом полная эффективность

$$A_{K^-} = 7.6\%. \quad (38)$$

Точность оценки этой величины определяется в основном неточностью знания примеси каонов в адронном пучке ($\approx 10\%$). Полученное значение эффективности A_{K^-} является приемлемым и примерно соответствует эффективностям регистрации других процессов с фотонами в конечном состоянии на установке COMPASS. Так

например, эффективность регистрации процесса $\pi\gamma$ составляет приблизительно 15 – 20% [26].

Путём подстановки значения $A_{\pi^-\pi^0} \approx A_{k^-} \approx 7.6\%$ в формулу (35) для N_2 может быть получено значение

$$N_2 = (12.8 \pm 1.4) \times 10^3. \quad (39)$$

Оценки числа событий N_1 и N_2 хорошо согласуются друг с другом в пределах ошибок, из чего можно сделать вывод о состоятельности предложенных критериев отбора.

4.2 Экспериментальные разрешения установки COMPASS

В результате проведённого анализа были получены следующие значения для экспериментального разрешения установки:

- для инвариантной массы двух фотонов - 4.25 ± 0.01 МэВ,
- для инвариантной массы конечного состояния $\pi^-\pi^0$ - 9.81 ± 0.06 МэВ,
- для квадрата переданного в реакции 4-импульса Q^2 - $(1.81 \pm 0.01) \times 10^{-4}$ ГэВ²/c²,
- для полной энергии конечного состояния $E_{\pi^-} + E_{\pi^0}$ (полная ширина пика на половине высоты) - 7 ГэВ.

Полученные значения соответствуют сегодняшним возможностям установки COMPASS и свидетельствуют о её пригодности для проведения измерения константы $F^{3\pi}$.

Глава 5

Выводы

В результате выполнения работы были разработаны и реализованы в виде программного кода критерии выделения событий электромагнитного процесса, учитывающие как кинематику реакции, так и особенности экспериментальной установки COMPASS. Полученная оценка для полной эффективности регистрации процессов $\pi^- \pi^0$ (7.6%) соответствует ожидаемой.

Разработанные критерии выделения событий электромагнитного процесса были применены для поиска процесса $\pi^- + (A, Z) \rightarrow \pi^- + \pi^0 + (A, Z)$ в физических данных эксперимента COMPASS (адронный сеанс 2009). Объем проанализированных данных соответствует интегральному потоку, прошедшему через мишень, 3.3×10^{11} пучковых пионов. Мюонные данные использовались для проверки правильности критериев отбора.

Число событий, прошедших отбор и доступных для дальнейшего анализа: 3930 ± 130 . Полученные кинематические распределения согласуются с кинематическими распределениями для данных тестового адронного сеанса 2004 года на установке COMPASS. Оценка полного числа событий искомого процесса за время набора данных согласуется в пределах ошибок с оценкой, выполненной с использованием сечения процесса, полученного на установке “Сигма”.

В результате проделанной работы были получены оценки для экспериментальных разрешений установки COMPASS по таким кинематическим переменным изучаемого процесса как инвариантная масса двух фотонов, инвариантная масса конечного состояния $\pi^- \pi^0$, квадрат переданного в реакции 4-импульса Q^2 и полная энергия конечного состояния $E_{\pi^-} + E_{\pi^0}$. Полученные значения свидетельствуют о пригодности установки для измерения константы $F^{3\pi}$.

Результаты, описанные в данной работе, были представлены 15 ноября 2011 года на совещании коллаборации COMPASS в ЦЕРНе, где получили высокую оценку.

Имеющиеся наработки целесообразно использовать как в дальнейшем изучении процесса рождения нейтрального пи-мезона с целью измерения константы $F^{3\pi}$, так и для планирования адронного сеанса 2012 года.

Литература

- [1] Adler S.L., Phys. Rev., **177**, 2426 (1969)
- [2] Иоффе Б.Л., УФН, **171**, №12 (2001)
- [3] Wess J., Zumino B., Phys. Rev., **37B**, 95 (1971)
- [4] Whitten E. Nucl. Phys., Nucl. Phys., **B233**, 422 (1983)
- [5] Terent'ev M.V., Phys. Lett., **B38**, 419 (1972)
- [6] Adler S.L., Lee B.W., Treiman S.B., Zee A., Phys. Rev., **D4**, 3497 (1971)
- [7] Терентьев М.В., УФН, **112**, 41 (1974)
- [8] Holstein B.R., Phys. Lett.B, **244**, 83 (1990)
- [9] Marciano W.J. and Sirlin. A, Phys. Rev. Lett, **71**, 3629 (1993)
- [10] Moinester M.A., Материалы конференции Physics with GeV-Particle Beams, Juelich, Germany (1994)
- [11] Rudaz S., Phys. Rev, **D10**, 3857 (1974)
Rudaz S., Phys. Lett, **145B**, 281 (1984)
- [12] Быковский Б.В., ОИЯИ, **P2-84-5**, Дубна (1984)
- [13] Иванов М.А., Рапортиренко А.М., Кузьмин В.А., ЯФ, **43**, 1231 (1986)
- [14] Moinester M.A., Ocherashvili A., Steiner V., Tel Aviv U. preprint TAUP-2568-99
- [15] Giller I., Ocherashvili A., Evershauser T., Moinester M.A., Scherer S., Eur. Phys.J. **A25**, 229-240 (2005)
- [16] Мещеряков В.А. и др., ЯФ, **2**, 124 (1965); ЯФ, **8**, 928 (1968)
- [17] Акопджанов Г.А. и др., Препринт ИФВЭ, 82-97, Серпухов (1982)
- [18] Antipov Y.M., Phys. Rev.D, **36**, 21 (1987)
- [19] Горнушкин Ю.А., ОИЯИ, **P1-89-53** (1989)
- [20] Holstein B.R., Phys.Rev., **D53**, 4099-4101 (1996)
- [21] F. Bradamante, S. Paul et al., COMPASS Proposal, <http://wwwcompass.cern.ch>
- [22] Nagel T., Friedrich J., Paul S., Bettinelli M., COMPASS Release note, <http://wwwcompass.cern.ch> (7 March 2008)
- [23] A. Guskov, Phys. Part. Nucl. Lett., **3** 59 (2010)

- [24] R. Brun et al., Nucl. Instr. and Meth., **A389**, 87 (1997) <http://root.cern.ch>
- [25] <http://ges.home.cern.ch/ges/phast/index.html>
- [26] Arbuzov A., Bertini R. et al., COMPASS Release note(29 March 2007)
<http://wwwcompass.cern.ch>