

САМОЙЛОВ ОЛЕГ БОРИСОВИЧ

Сечение рождения очарованного кварка и  
оценка существования пентакварка  $\Theta^+$  в  
нейтринных взаимодействиях в эксперименте  
NOMAD

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

к. ф.-м. н.

Наумов Д.В.

Научный консультант

д., проф.

Петти Р.

Дубна – 2011

# Содержание

<b>Введение</b> . . . . .	6
<b>Глава 1. Обзор литературы</b> . . . . .	15
1.1. Введение . . . . .	15
1.1.1. SU(6) кварковая модель . . . . .	15
1.1.2. Кинематика лептон-нуклонных взаимодействий . . .	16
1.1.3. Кварк-партонная модель . . . . .	19
1.1.4. Структурные функции . . . . .	21
1.1.5. Структурные функции в кварк-партонной модели .	23
1.1.6. Кварк-партонная модель и КХД . . . . .	24
1.1.7. Высшие твисты . . . . .	27
1.1.8. Экспериментальные измерения ПР . . . . .	28
1.2. Странное море нуклона . . . . .	29
1.2.1. Рождение с-кварка . . . . .	32
1.2.2. Димьюонная сигнатура . . . . .	32
1.2.3. Обзор экспериментальных данных . . . . .	34
1.3. Пентакварк $\Theta^+$ . . . . .	36
1.3.1. Пентакварки в модели киральных солитонов . . . .	36
1.3.2. Дикварковая модель и пентакварковые состояния .	46
1.3.3. Пентакварки и кварк-глюонная плазма . . . . .	48
1.3.4. Экспериментальные аспекты . . . . .	49
1.3.5. Обзор экспериментальных данных . . . . .	50
1.4. Выводы к первой главе . . . . .	54
<b>Глава 2. Эксперимент NOMAD</b> . . . . .	56
2.1. Введение . . . . .	56

2.2.	Основная идея эксперимента . . . . .	57
2.3.	Пучок нейтрино . . . . .	59
2.4.	Детектор NOMAD . . . . .	61
2.4.1.	Система координат детектора . . . . .	61
2.4.2.	Система вето . . . . .	62
2.4.3.	Передний калориметр . . . . .	63
2.4.4.	Дрейфовые камеры . . . . .	64
2.4.5.	Триггерные плоскости . . . . .	68
2.4.6.	Детектор переходного излучения . . . . .	69
2.4.7.	Детектор ливней . . . . .	72
2.4.8.	Электромагнитный калориметр . . . . .	72
2.4.9.	Адронный калориметр . . . . .	74
2.4.10.	Мюонные камеры . . . . .	75
2.5.	Триггеры и набор данных . . . . .	77
2.6.	Реконструкция событий . . . . .	81
2.7.	Моделирование событий . . . . .	82
2.8.	Выводы ко второй главе . . . . .	84
<b>Глава 3.</b>	<b>Поиск пентакварка <math>\Theta^+</math> . . . . .</b>	<b>86</b>
3.1.	Введение . . . . .	86
3.2.	Отбор событий . . . . .	87
3.2.1.	Вершина первичного взаимодействия нейтрино . . . . .	88
3.2.2.	Идентификация $K_S^0$ . . . . .	91
3.2.3.	Идентификация протонов . . . . .	92
3.3.	Сравнение моделирования МС и экспериментальных данных . . . . .	97
3.3.1.	Нейтринное событие . . . . .	97
3.3.2.	Рождение и распад $K_S^0$ . . . . .	97
3.3.3.	Поведение протона в адронной струе . . . . .	99

3.3.4.	Поправка на импульс протона . . . . .	101
3.4.	Процедура анализа . . . . .	103
3.4.1.	Предсказание фона . . . . .	104
3.4.2.	Стратегия идентификации протонов . . . . .	107
3.4.3.	Разрешение на инвариантную массу . . . . .	113
3.4.4.	Статистический анализ . . . . .	115
3.5.	Результаты . . . . .	117
3.6.	Выводы к третьей главе . . . . .	121
<b>Глава 4.</b>	<b>Рождение <math>s</math>-кварка по димьюонной сигнатуре . . .</b>	<b>123</b>
4.1.	Введение . . . . .	123
4.2.	Отбор событий . . . . .	124
4.2.1.	Вершина первичного взаимодействия нейтрино . . .	127
4.2.2.	Эффект насыщения и калибровка . . . . .	128
4.2.3.	Триггер . . . . .	134
4.2.4.	Оценка фона . . . . .	136
4.2.5.	Критерии отбора событий . . . . .	139
4.3.	Процедура анализа . . . . .	143
4.3.1.	Сечения взаимодействий . . . . .	144
4.3.2.	Сравнение моделирования МС и экспериментальных данных . . . . .	150
4.3.3.	Экспериментальные распределения . . . . .	152
4.3.4.	Систематика . . . . .	163
4.4.	Результаты . . . . .	164
4.5.	Выводы к четвертой главе . . . . .	166
<b>Заключение . . . . .</b>		<b>167</b>
<b>Литература . . . . .</b>		<b>169</b>



<b>Благодарности . . . . .</b>	<b>190</b>
<b>Приложение А. Рождение с-кварка по димьюонной сигнатуре</b>	<b>191</b>
А.1. Таблицы значений полученных кинематических распределений . . . . .	191
А.2. Детальный анализ систематических неопределённостей . . .	195
А.2.1. Критерии отбора событий . . . . .	195
А.2.2. Калибровка энергии и предсказание нейтринного пучка . . . . .	196
А.2.3. Модельные оценки и расчеты . . . . .	199
А.2.4. Суммарная систематика . . . . .	203

# Введение

**Актуальность работы** Одной из актуальных тем для исследования уже несколько десятилетий является странность в нуклоне (протоне или нейтроне). Отсутствие “валентных” по группе  $SU(3)_F$  странных кварков в нуклонах не запрещает наличие “морских” странных кварков, которые были обнаружены уже в первых экспериментах по глубоко неупругому рассеянию (ГНР) лептонов на нуклонах [1]. Такие ГНР процессы, характеризующиеся большой передачей квадрата 4-импульса  $Q^2$ , позволяют исследовать внутреннюю структуру нуклона. В настоящее время накоплен довольно большой экспериментальный материал и развиты теоретические методы извлечения партонных (кварковых и глюонных) распределений в нуклоне из анализа экспериментальных данных [2]. В то время как распределения валентных и морских  $u$ - и  $d$ -кварков в нуклонах измерены достаточно хорошо, распределения странных кварков  $s$  и антикварков  $\bar{s}$  известны с большой неопределённостью, достигающей 100% [3]. Причина такой неопределённости заключается, в основном, в том, что партонные распределения  $s$ - и  $\bar{s}$ -кварков извлекаются только из результатов измерений экспериментов с пучками нейтрино и антинейтрино. Эти эксперименты, на анализе которых основаны современные данные о кварковых распределениях, характеризуются большими статистическими и систематическими ошибками.

Экспериментальный метод измерения импульсных распределений (анти)странных кварков и рождения очарованных кварков в  $\nu N$ -взаимодействиях заключается в измерении сечения рождения димюонных событий – событий с двумя противоположно заряженными мюонами, детектируемых в процессе взаимодействия мюонного нейтрино на нуклонах с рождением очарованного адрона  $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- h_c X$  и в последующем полуинклюзивном распаде очарованного адрона  $h_c \rightarrow \mu^+ Y$  с усредненной вероятностью

$$B_\mu \simeq 8\% [3].$$

По своему построению кварковая модель [2, 4–6] описывает статические свойства адронов, не имея внутреннего динамического механизма для предсказания корреляций между различными степенями свободы. Это подтверждается в ряде экспериментальных фактов (спиновый кризис, сигма-член), не находящих естественного объяснения в рамках кварковой модели [2, 7]. С другой стороны, существует ряд моделей, происходящих из квантовой хромодинамики (КХД), обладающих соответствующей динамикой, которые могли бы улучшить кварковую модель добавлением в неё необходимых корреляций. Одной из таких моделей является модель киральных солитонов [8], которая весьма успешно описывает экспериментальные данные в пределе слабо нарушенной  $SU(3)_L \times SU(3)_R$  симметрии кирального лагранжиана КХД. Кроме того, в рамках этой модели предсказывается не только существование октета и декуплета барионов, но и антидекуплета барионов с  $J^P = \frac{1}{2}^+$  с экзотическими свойствами. Эти адроны должны состоять из четырех кварков и одного антикварка в “валентном” состоянии. Самый легкий из них, пентакварк  $\Theta^+$ , имеет состав  $uudd\bar{s}$ , т. е. это барион с положительной странностью и очень малой шириной распада порядка  $15 \text{ МэВ}/c^2$ . В то время как в модели киральных солитонов упомянутая малость ширины распада  $\Theta^+$  довольно естественно объясняется динамикой и малым углом смешивания октета и антидекуплета барионов, кварковая модель вынуждена делать целый ряд предположений для объяснения такой малости. Экспериментальная “метка” распада пентакварка  $\Theta^+$  - сохраняющееся барионное число и открытая положительная странность - определяет моды распада  $\Theta^+$  на нейтрон и  $K^+$ -мезон или на протон и  $K^0$ -мезон. Небольшая предсказываемая ширина распада  $\Theta^+$  позволяет изучение его рождения на большинстве современных экспериментальных установках для различного класса реакций [9].

Анализ данных эксперимента NOMAD (Neutrino Oscillation MAgnetic Detector, WA-96) [10–12], проводимом на ускорителе SPS в CERN с 1995 по 1998 годы, по измерению рождения очарованного кварка посредством событий димьюонного типа из рассеяния нейтрино на нуклоне и оценке существования пентакваркового состояния  $\Theta^+(uudd\bar{s})$  может значительно улучшить знания о странном море нуклона и лежащей в основе динамики взаимодействия кварков в существенно непертурбативной области.

**Цель диссертационной работы** Целью работы является изучение странного кварка в нуклоне в нейтринных взаимодействиях в эксперименте NOMAD. Для достижения этой цели были поставлены следующие задачи:

- 1) Оценка существования пентакварка  $\Theta^+$  в распаде на протон и  $K_S^0$ -мезон, измерение интегральной и дифференциальной вероятности рождения исследуемого состояния как функции доли его продольного импульса в системе центра масс налетающего нейтрино и мишени  $x_F$ .
- 2) Измерение дифференциальных отношений сечений очарованного кварка по димьюонной сигнатуре к инклюзивному сечению взаимодействия нейтрино с железом в переднем калориметре по каналу заряженного тока.

### **Научная новизна**

- В работе впервые измерен верхний предел на 90% уровне достоверности на рождение пентакварка  $\Theta^+$  как функции  $x_F$  на одно нейтринное событие в области масс 1530 МэВ/с<sup>2</sup>. Из полученного распределения установлены пределы на рождения  $\Theta^+$  в области фрагментации кварка и в области фрагментации мишени, равные  $\sim 2,5 \cdot 10^{-3}$  и  $\sim 1,0 \cdot 10^{-3}$  соответственно. Оцениваемый интегральный верхний предел на одно нейтринное событие составляет  $2,13 \cdot 10^{-3}$ .

- Идентифицирована рекордная статистика событий димюонного типа с лучшим на текущий момент порогом чувствительности к рождению очарованного кварка на реконструированную энергию нейтрино. В переднем калориметре детектора NOMAD после вычета фона зарегистрировано 15 340 таких событий в интервале энергий нейтрино от 6 до 300 ГэВ.
- Впервые получены дифференциальные распределения отношений сечений очарованного кварка по димюонной сигнатуре к инклюзивному сечению взаимодействия нейтрино с железом по каналу заряженного тока  $\mathcal{R}_{\mu\mu} = \sigma_{\mu\mu}/\sigma_{\text{сс}}$  при энергиях пучка в широком интервале  $E_\nu \in [6;300]$  ГэВ для  $x \in [0;0,75]$  и  $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^2$ . Стоит отметить, что в данный момент ни один нейтринный эксперимент не чувствителен к области  $[0,3;0,75]$  для переменной  $x$ -Бьёркена при измерении рождения димюонных событий.

### **Практическая значимость**

- Разработанная процедура предсказания фона на основе метода “смешивания” пар продуктов распада резонанса из разных событий в экспериментальных данных может быть использована при изучении резонансных состояний в других экспериментах, исследующих ГНР взаимодействия лептонов с нуклонами, например, COMPASS [13].
- Измеренные дифференциальные отношения сечений  $\mathcal{R}_{\mu\mu} = \sigma_{\mu\mu}/\sigma_{\text{сс}}$  позволяют уточнить кварк-партонную функцию распределения по импульсам странного кварка с точностью выше, чем в два раза [3].
- В два раза уточнен параметр фрагментации очарованного кварка в параметризации Коллинз-Спиллера [14], который составляет совместно для экспериментов E531 [15] и NOMAD:  $\epsilon = 0,165 \pm 0,025$ . Получен-

ные результаты дают более точную информацию о рождении очарованных частиц в нейтринных взаимодействиях, например, для оценки фона при изучении  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  осцилляций в эксперименте OPERA [16].

- Измеренное отношение вероятностей рождения положительно и отрицательно заряженных мезонов  $(N_{\pi^+} + N_{K^+})/(N_{\pi^-} + N_{K^-})$  во взаимодействиях нейтрино с углеродом как функция импульсов мезонов предоставляет новую информацию для настройки модели рождения упомянутых адронов.

**На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:**

- Разработка “слепого” метода для исследования спектра инвариантной массы при резонансном анализе новых состояний в нейтринных взаимодействиях.
- Предложение и реализация процедуры оценки комбинаторного фона, основанной на методе “смешивания” пар продуктов распада резонанса из разных событий в экспериментальных данных, для ГНР взаимодействий лептонов с нуклонами. Показано, что учет энергии адронной струи, угловых и импульсных распределений предполагаемых продуктов распада от события к событию позволяет хорошо предсказывать данный источник фона.
- Построение алгоритма идентификации протонов для наибольшей чувствительности к сигналу от пентакварка  $\Theta^+$  для различных значений  $x_F$  и  $\cos \theta^*$ , где  $\theta^*$  - угол между протоном в системе покоя  $\Theta^+$  и импульсом  $\Theta^+$  в лабораторной системе отсчета.
- Результат исследования спектра инвариантной массы  $pK_S^0$  для оценки существования пентакварка  $\Theta^+$  для всех значений переменной  $x_F$

- в  $\nu_\mu N$  взаимодействиях эксперимента NOMAD. Измерение верхнего предела на 90% уровне достоверности на рождение пентакварка  $\Theta^+$ , составляющего  $2,13 \cdot 10^{-3}$  на одно нейтринное событие в области масс  $1530 \text{ МэВ}/c^2$  после интегрирования по всем значениям  $x_F$ .
- Отбор событий димюонного типа в переднем калориметре детектора NOMAD с порогом чувствительности к рождению очарованного кварка на реконструированную энергию нейтрино равным 6 ГэВ. Оценка фона от распадов  $\pi^+$ ,  $K^+$  мезонов по лептонной моде распада на  $\nu_\mu \mu^+$ . После вычета фона зарегистрировано 15 340 событий димюонного типа в интервале энергий от 6 до 300 ГэВ.
  - Измерение дифференциальных отношений сечений димюонного рождения с-кварка и инклюзивного взаимодействия нейтрино с нуклоном по каналу заряженного тока  $\mathcal{R}_{\mu\mu} = \sigma_{\mu\mu}/\sigma_{cc}$  как функций реконструированной энергии нейтрино, переносимого импульса взаимодействующего партона (кварка)  $x$ -Бьёркена и полной энергии в системе центра масс W-бозона и взаимодействующего партона (кварка) при энергиях пучка в широком интервале  $E_\nu \in [6;300] \text{ ГэВ}$  для  $x \in [0;0,75]$  и  $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$ .
  - Уточнение значения параметра фрагментации очарованного кварка в параметризации Коллинз-Спиллера, полученного из совместного анализа данных экспериментов E531 и NOMAD:  $\epsilon = 0,165 \pm 0,025$ .
  - Измерение отношения вероятностей рождения положительно и отрицательно заряженных мезонов  $(N_{\pi^+} + N_{K^+})/(N_{\pi^-} + N_{K^-})$  во взаимодействиях нейтрино с углеродом как функции импульсов мезонов для моделируемых событий и накопленных экспериментальных данных.

**Апробация работы** Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на следующих научных российских и международных конференциях: VIII, IX, XIV научные конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ (Дубна, 2004, 2005, 2010), XXXIII международная конференция по физике высоких энергий (Москва, 2006), XXVIII и XXX международные рабочие совещания по нейтринной физике на ускорителях (Дубна, 2006, 2008), XII международная конференция по спектроскопии адронов (Фраскати, Италия, 2007), рабочее совещание по поляризации странного кварка в глубоко неупругом рассеянии лептонов с нуклонами (Тренто, Италия, 2008), XIV международная Ломоносовская конференция по физике частиц (Москва, 2009), XVIII международное рабочее совещание по физике глубоко неупругого рассеяния (Флоренция, Италия, 2010), а также на рабочих совещаниях и научных семинарах ЛЯП и ЛФВЭ ОИЯИ, ИФВЭ, ИНФН, ИГУ, коллаборации NOMAD, на российских и международных школах: IV, V, VIII, X летние Байкальские школы ОИЯИ-ИГУ по физике элементарных частиц и астрофизике (Б.Коты, 2004, 2005, 2008, 2010), Европейская школа по физике высоких энергий ЦЕРН-ОИЯИ (Трест, Чехия, 2007), II международная школа по физике нейтрино (Йокогама и Токай, Япония, 2010), IV международная школа по физике нейтрино им. Б.М. Понтекорво (Алушта, Украина, 2010).

**Публикации.** Материалы диссертации опубликованы в 12 печатных работах, из них 3 статьи в рецензируемых журналах [17–19], 6 статей в сборниках трудов конференций [20–25] и 3 тезиса докладов [26–28].

**Личный вклад автора** Автор участвовал во всех работах, результаты которых вошли в диссертацию: изучении и настройке моделирования исследуемых процессов, обработке экспериментальных данных и интерпретации результатов, их представлении и опубликовании.

**Структура и объем диссертации** Диссертация состоит из введе-



ния, четырех глав, заключения, списка литературы и приложения.

В диссертации используется наиболее удобная система единиц для физики элементарных частиц. В ней  $\hbar$  есть единица действия, в  $c$  - единица скорости:  $\hbar = c = 1$ . В этом случае энергия, импульс и масса будут иметь одинаковую размерность – эВ. По ходу изложения материала используется следующий список сокращений и терминов:

- ГНР - глубоко неупругое рассеяние;
- $\nu_\mu$  CC (NC) или  $\bar{\nu}_\mu$  CC (NC) - взаимодействие мюонного нейтрино или антинейтрино с нуклоном по каналу заряженного (нейтрального) тока (от англ. charge/neutral current) с обменом W-бозоном (Z-бозоном);
- OSDM (от англ. Opposite-Sign DiMuons) - димюонные события противоположного знака;
- LSDM (от англ. Like-Sign DiMuons) - димюонные события одинакового знака;
- КХД - квантовая хромодинамика;
- КПМ - кварк-партонная модель;
- ПР - партонные распределения (или импульсные функции плотности вероятности кварков и глюонов в протоне);
- ФФ - функции фрагментации;
- МС (от англ. Monte Carlo) - Монте Карло (набор симулированных событий).

# Глава 1

## Обзор литературы

### 1.1. Введение

В первой главе проводится анализ литературных источников по теме диссертации. Конспективно излагается  $SU(3)_F$  кварковая модель и систематизация адронов на её основе. Приводятся сведения о мультиплетах адронов. Рассматриваются кварковая структура протона и современные методы её теоретического и экспериментального исследования. Приводится обзор экспериментальных данных по измерению сечений димюонного рождения в нейтринных взаимодействиях. Подробно обсуждаются сегодняшние неопределённости в знании странного моря нуклона. Дается обзор теоретических и экспериментальных исследований по оценке существования и вероятности рождения экзотических пентакварковых состояний.

#### 1.1.1. $SU(6)$ кварковая модель

Рассмотрим популярную в шестидесятых годах ушедшего столетия  $SU(6)$  кварковую модель [29–31], описывающую барионы как связанные состояния трех кварков:  $u$ ,  $d$ ,  $s$  с двумя возможными проекциями спина (“вверх” и “вниз”), и образующими таким образом фундаментальное представление группы  $SU(6) = SU(3)_F \times SU(2)_S$ . В рамках этой модели оказалось возможным классифицировать октет барионов в состоянии  $J^P = 1/2^+$ :

$$p(uud), n(udd), \Sigma^+(uus), \Sigma^0(uds), \Sigma^-(dds), \Lambda^0(uds), \Xi^0(uss), \Xi^-(dss), \quad (1.1)$$

а также декуплет возбужденных барионов в состоянии  $J^P = 3/2^+$ :

$$\Delta, \Sigma^*, \Xi^*, \Omega^-. \quad (1.2)$$

Все эти состояния прекрасно укладываются в 56-мерное представление группы  $SU(6)$  [29–31].

В состав нуклонов также входит море кварк-антикварковых пар, которые на короткое время, разрешенное принципом неопределённости, рождаются и исчезают из вакуума. Кварки и антикварки удерживаются вместе цветовым взаимодействием посредством обмена глюонами. В итоге нуклон является весьма сложной системой для теоретических вычислений в рамках КХД. Экспериментально структура нуклона изучается в реакциях рассеяния заряженных лептонов, (анти)нейтрино на нуклонах.

### 1.1.2. Кинематика лептон-нуклонных взаимодействий

Кинематические переменные процесса  $\ell N$  определены на рис. 1.1.

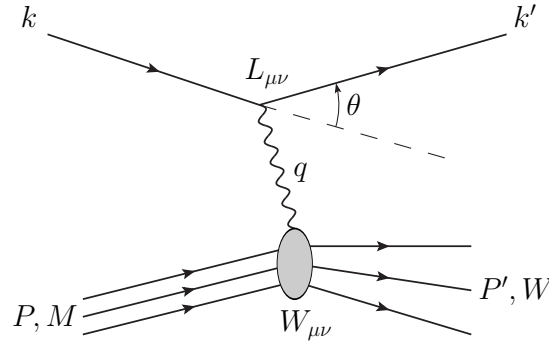


Рис. 1.1. Кинематические переменные лептон-нуклонного рассеяния.  $k = (E, \vec{k})$  и  $k' = (E', \vec{k}')$  - 4-импульсы начального и конечного лептонов,  $P$  - 4-импульс нуклона с массой  $M$  и  $P'$  - 4-импульс конечного адрона  $h$  или системы конечных адронов  $X$  с инвариантной массой  $W$ .  $\gamma$ ,  $W^\pm$  и  $Z^0$  - промежуточные частицы (бозоны) с 4-импульсом  $q = k - k' = P' - P$ , переданным нуклону. Закрашенный круг сопоставляется с внутренней структурой нуклона.  $L_{\mu\nu}$  и  $W_{\mu\nu}$  - тензоры взаимодействия лептонов и адронов с  $W$ -бозоном (см. § 1.1.4).

Обычно вводят следующие инвариантные переменные:

- $\nu = q \cdot P/M = E - E'$  - полная энергии лептона, переданная нуклону в системе его покоя;
- $Q^2 = -q^2 = 2(E E' - \vec{k} \cdot \vec{k}') - m_\ell^2 - m_{\ell'}^2$ , где  $m_\ell$  и  $m_{\ell'}$  - массы начального и конечного лептонов. Если  $E, E' \gg m_\ell, m_{\ell'}$ ,  $Q^2 \simeq 2EE'(1 - \cos \theta) = 4EE' \sin^2 \theta/2$ , где  $\theta$  - угол между рассеянным лептоном и первоначальным направлением лептонного пучка;
- $W^2 = (q + P)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2$ , где  $W$  - масса конечного адронного состояния или инвариантная масса рождающейся адронной системы X. Переменная  $W$  выражается через  $\nu$  и  $Q^2$ ;
- $s = (k + P)^2 = 2ME + M^2 + m_\ell^2$  - энергия в системе центра масс лептон-нуклон.

На рис. 1.2 на плоскости  $(Q^2, M\nu)$  указаны различные кинематические области. Прямая  $W = M$  отвечает реакциям (квази)упругого рассеяния ( $h = N$ )

$$\ell N \rightarrow \ell' N, \quad (\text{например } e p \rightarrow e p, \nu_\mu p \rightarrow \mu^- p).$$

Левее этой прямой лежит кинематически запрещенная область. Штрихованная прямая  $W = M + m_\pi$  изображает порог неупругих реакций типа

$$\ell N \rightarrow \ell' N \pi.$$

Штрих-пунктирные линии отвечают рождению различных адронных резонансов ( $\Delta$ ,  $N^*$ ), например  $\ell N \rightarrow \ell' \Delta$ . Закрашенная область соответствует нижнему краю области глубоко неупругого рассеяния. Здесь как  $\nu$ , так и  $Q^2$  велики, и рождается много адронов.

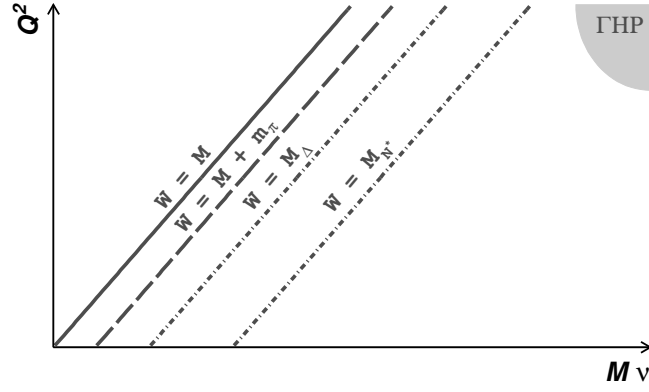


Рис. 1.2. Кинематические области  $\ell N$  рассеяния на плоскости  $(Q^2, M\nu)$ .

Сечение ГНР процесса является функцией любых двух переменных, описанных выше. Используя соотношения между ними и зная энергию входящего лептона, можно определить кинематическую область, доступную в эксперименте. Эта область, рассчитанная для потока нейтрино в эксперименте NOMAD, показана на рис. 1.3. Её границы в пространстве переменных  $(x, Q^2)$  при энергии нейтрино  $E_\nu$  определяются с одной стороны кривой, соответствующей нулевой передачи энергии от лептона к нуклону, и упругим рассеянием на нуклоне с другой стороны.

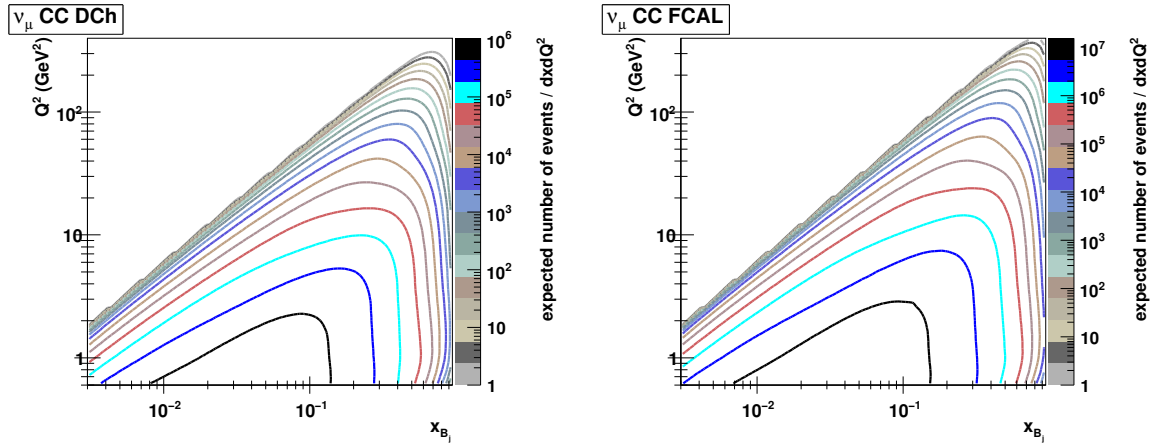


Рис. 1.3. Кинематическая область  $\nu N$  рассеяния в плоскости  $(x, Q^2)$ , доступная в эксперименте NOMAD: для мишеней в эффективном объеме дрейфовых камер (слева) и переднего калориметра (справа). Контурные линии соответствуют числу ожидаемых событий в интервале  $dx dQ^2$  за все время работы эксперимента.

### 1.1.3. Кварк-партонная модель

В 1967 году в Стенфорде в экспериментах по глубоко неупругому фототорможению было открыто, что при больших  $Q^2$  и  $\nu$  сечение не падает с ростом  $Q^2$  и является функцией безразмерных переменных  $x = Q^2/2M\nu$  и  $y = \nu/E$  [4, 5]. Таким образом (аналогично опытам Резерфорда с атомами) была доказана внутренняя точечная структура нуклона, что привело к развитию кварк-партонной модели [2, 6].

В рамках КПМ предполагается, что лептон-нуклонные взаимодействия высоких энергий (или ГНР) происходят некогерентным образом на точечных объектах, названных партонами (от англ. part - часть), в роли которых могут быть валентные кварки нуклона или кварки из моря.

Простейшая КПМ формируется в системе бесконечно большого импульса, в которой можно пренебречь поперечными импульсами партонов. Поэтому можно считать, что каждый партон несет некоторую долю  $\xi$  4-импульса нуклона  $P$  и  $f_i^N(\xi)d\xi$  - число партонов  $i$ -го типа, переносящих части импульса нуклона  $N$  в интервале от  $\xi$  до  $\xi + d\xi$ . Тогда

$$\sum_i \int d\xi \xi f_i^N(\xi) = 1. \quad (1.3)$$

Характеристики  $f_i^N$  получили название импульсных функций плотности вероятности партонов (или партонных распределений – ПР).

В этом предположении лептон-нуклонное глубоко неупругое рассеяние является упругим взаимодействием лептона и кварка с последующей фрагментацией кварка, приводящей к развалу нуклона. Сечение ГНР может быть записано в виде взвешенной суммы лептон-партонных сечений

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \sum_i \int d\xi f_i^N(\xi) \frac{d^2\sigma_i(\xi, y)}{dxdy}. \quad (1.4)$$

Для легких (точнее безмассовых)  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -кварков  $\xi = x = Q^2/2M\nu$ . Действительно, после того как кварк с импульсом  $\xi P$  получит переданный им-

пульс  $q$ , его импульс станет  $\xi P + q$ . Квадрат этого импульса равен квадрату массы кварка, что можно считать для легких кварков нулем:

$$m_q^2 = (\xi P + q)^2 \simeq 2\xi P + q^2 = 0 \quad \Rightarrow \quad \xi \simeq \frac{Q^2}{2Pq} = x. \quad (1.5)$$

Впервые интерпретацию переменной  $x$  дал Дж.Д. Бьёркен, в честь которого она и получила свое имя. Квадрат полной энергии лептона и кварка в системе их центра масс пропорционален переменной  $x$ -Бьёркена и энергии в системе центра масс лептон-нуклон:

$$\hat{s} = (xP + k)^2 \simeq x2Pk \simeq xs. \quad (1.6)$$

Простую партонную интерпретацию имеет и величина  $y$  - доля первоначальной энергии лептона, уносимая адронами. Если обозначить через  $\theta^*$  угол рассеяния лептона в системе центра масс лептон-кварк, то

$$y = \frac{2M\nu}{s} = \frac{\nu}{E} = \frac{Q^2}{xs} = -\frac{(k - k')^2}{xs} = -\frac{\hat{t}}{\hat{s}} = \frac{\hat{s}(1 - \cos\theta^*)}{2\hat{s}} = \sin^2\theta^*, \quad (1.7)$$

где  $\hat{t} = -\hat{s}(1 - \cos\theta^*)/2$  - одна из мандельштамовских переменных.

Обозначение ПР (анти)кварков при некотором значении  $x$  вводится через  $\overset{(-)}{u}(x)$ ,  $\overset{(-)}{d}(x)$ ,  $\overset{(-)}{s}(x)$ ,  $\overset{(-)}{c}(x)$ , определяя кварковые распределения в протоне:

$$\begin{aligned} f_u^p(x) &= u(x); & f_d^p(x) &= d(x); & f_s^p(x) &= s(x); & f_c^p(x) &= c(x); & \dots; \\ f_{\bar{u}}^p(x) &= \bar{u}(x); & f_{\bar{d}}^p(x) &= \bar{d}(x); & f_{\bar{s}}^p(x) &= \bar{s}(x); & f_{\bar{c}}^p(x) &= \bar{c}(x); & \dots. \end{aligned}$$

Кварковые распределения в нейтроне записываются, используя изоспиновую симметрию  $u \leftrightarrow d$ :

$$\begin{aligned} f_u^n(x) &= d(x); & f_d^n(x) &= u(x); & f_s^n(x) &= s(x); & f_c^n(x) &= c(x); & \dots; \\ f_{\bar{u}}^n(x) &= \bar{d}(x); & f_{\bar{d}}^n(x) &= \bar{u}(x); & f_{\bar{s}}^n(x) &= \bar{s}(x); & f_{\bar{c}}^n(x) &= \bar{c}(x); & \dots. \end{aligned}$$

#### 1.1.4. Структурные функции

В лидирующем порядке (ЛП) теории возмущении КХД сечение взаимодействия поляризованных лептонов с неполяризованными нуклонами может быть записано в виде свертки лептонного и адронного тензоров с промежуточным бозоном в верхней и нижней вершинах рис. 1.1 [1]:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{2\pi y\alpha^2}{Q^4} \sum_j \eta_j L_j^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^j, \quad (1.8)$$

где  $j = \gamma, Z, \gamma Z, W^\pm$ . Для процессов по каналу нейтрального тока взаимодействие может осуществляться посредством обмена фотоном,  $Z$ -бозоном и интерференцией между ними  $\gamma Z$ . Процессы взаимодействия по каналу заряженного тока обусловлены только обменом  $W$ -бозоном. Для входящих лептонов с зарядом  $e = \pm 1$  и спиральностью (или поляризацией)  $\lambda = \pm 1$  лептонный тензор взаимодействия лептона с бозоном имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu}^\gamma &= 2(k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - kk'g_{\mu\nu} - i\lambda\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}k^\alpha k'^\beta), \\ L_{\mu\nu}^{\gamma Z} &= (g_V^e + e\lambda g_A^e) L_{\mu\nu}^\gamma, \quad L_{\mu\nu}^Z = (g_V^e + e\lambda g_A^e)^2 L_{\mu\nu}^\gamma, \\ L_{\mu\nu}^W &= (1 + e\lambda)^2 L_{\mu\nu}^\gamma, \end{aligned} \quad (1.9)$$

где  $g_V^e = -\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W$ ,  $g_A^e = -\frac{1}{2}$ ,  $k_\mu$  и  $k'_\nu$  - ковариантные вектора,  $g_{\mu\nu}$  - метрический тензор, диагональные элементы которого  $g_{\mu\mu} = (1, -1, -1, -1)$  (оставшиеся элементы равны нулю),  $\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$  - полностью антисимметричный тензор. Множители  $\eta_j$  в (1.8) обозначают отношения соответствующего пропагатора к пропагатору фотона

$$\begin{aligned} \eta_\gamma &= 1, & \eta_{\gamma Z} &= \frac{G_F M_Z^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha} \cdot \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2}, \\ \eta_Z &= \eta_{\gamma Z}^2, & \eta_W &= \frac{1}{2} \left( \frac{G_F M_W^2}{4\pi\alpha} \cdot \frac{Q^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2. \end{aligned} \quad (1.10)$$

В отличие от лептонного тензора, адронный тензор не может быть полностью рассчитан теоретически, так как зависит от динамики взаимодей-



ствий, имеющих непертурбативную природу. Из общих соображений он может быть представлен в виде суммы структур, переносящих индексы  $\mu, \nu$ . Очевидно, что  $W^{\mu\nu}$  зависит от  $p$  и  $q$ , так что в общем виде адронный тензор может зависеть от структур вида:

$$g^{\mu\nu}, p^\mu p^\nu, p^\mu q^\nu, q^\mu q^\nu, \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} p_\rho q_\sigma.$$

Свойства ковариантности, сохранения тока  $q_\mu W^{\mu\nu} = 0$  и сохранения четности позволяют сократить количество возможных комбинаций 4-векторов. Так, для неполяризованного нуклона адронный тензор можно записать в следующем виде [1]:

$$W_{\mu\nu} = \left( -g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) F_1(x, Q^2) + \frac{\tilde{P}_\mu \tilde{P}_\nu}{P \cdot q} F_2(x, Q^2) - i \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \frac{q^\alpha P^\beta}{2P \cdot q} F_3(x, Q^2), \quad (1.11)$$

где  $\tilde{P}_\mu = P_\mu - (P \cdot q)/q^2$ . В (1.11) опущены члены пропорциональные  $q_\mu$ , которые не дают вклада в произведение тензоров в (1.8) в силу сохранения лептонного тока  $q_\mu L^{\mu\nu} = 0$ . Структура неполяризованного адрона содержится в трех функциях  $F_1$ ,  $F_2$  и  $F_3$ , зависящих от  $x$  и  $Q^2$ . Не имея возможности рассчитать их в рамках теории возмущений КХД, измерение этих структурных функций является основной задачей многих экспериментов [2].

Сечения взаимодействия для нейтрального и заряженного токов глубоко неупругого рассеяния на неполяризованных нуклонах может быть записано в терминах структурных функций в общем виде:

$$\frac{d^2\sigma^i}{dx dy} = \frac{2\pi\alpha^2}{xyQ^2} \eta^i \left\{ \left( 1 - y - \frac{x^2 y^2 M^2}{Q^2} \right) F_2^i + y^2 x F_1^i \mp y \left( 1 - \frac{y}{2} \right) x F_3^i \right\}, \quad (1.12)$$

где  $i = \text{NC}, \text{CC}$  соответствует процессам по каналам нейтрального тока ( $\ell N \rightarrow \ell X$ ) или заряженного тока ( $\ell N \rightarrow \nu X$  или  $\nu N \rightarrow \ell X$ ). Для взаимодействия нейтрино  $L_{\mu\nu}$  в (1.9) справедливо при  $e, \lambda$ , соответствующих

исходящему заряженному лептону. Последний элемент входит в (1.11) со знаком “+” для взаимодействий  $\ell^-$  и нейтрино  $\nu$  в начальном состоянии и со знаком “−” - для  $\ell^+$  и антинейтрино  $\bar{\nu}$ , множитель  $\eta^{\text{NC}} = 1$  для неполяризованных  $\ell^\pm$ , тогда как  $\eta^{\text{CC}} = (1 \pm \lambda)^2 \eta_W$  со знаком  $\pm$  для  $\ell^\pm$ . Здесь  $\lambda$  соответствует спиральности входящего лептона и  $\eta_W$  определено в (1.10), для входящих нейтрино  $\eta^{\text{CC}} = 4\eta_W$ . Структурные функции, соответствующие заряженному току, могут быть извлечены непосредственно из обмена  $W$ -бозона:

$$F_1^{\text{CC}} = F_1^W, \quad F_2^{\text{CC}} = F_2^W, \quad xF_3^{\text{CC}} = xF_3^W. \quad (1.13)$$

Структурные функции для нейтральных токов  $F_2^\gamma$ ,  $F_2^{\gamma Z}$ ,  $F_2^Z$  в процессе  $\ell^\pm N \rightarrow \ell^\pm X$  определены в [32]:

$$F_2^{\text{NC}} = F_2^\gamma - (g_V^e \pm \lambda g_A^e) \eta_{\gamma Z} F_2^{\gamma Z} + (g_V^{e2} + g_A^{e2} \pm 2\lambda g_A^e g_V^e) \eta_Z F_2^Z \quad (1.14)$$

и подобным образом для  $F_1^{\text{NC}}$ , тогда как

$$xF_3^{\text{NC}} = -(g_A^e \pm \lambda g_V^e) \eta_{\gamma Z} xF_3^{\gamma Z} + [2g_A^e g_V^e \pm \lambda(g_V^{e2} + g_A^{e2})] \eta_Z xF_3^Z. \quad (1.15)$$

Полное сечение является средним значением всех поляризаций начальных состояний. В пределе  $M^2/Q^2 \rightarrow 0$  (1.12) может быть записано в следующем виде

$$\frac{d^2\sigma^i}{dxdy} = \frac{2\pi\alpha^2}{xyQ^2} \eta^i [Y_+ F_2^i \mp Y_- xF_3^i - y^2 F_L^i], \quad (1.16)$$

для  $i = \text{NC}, \text{CC}$ , где  $Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2$  и  $F_L^i = F_2^i - 2xF_1^i$ . В бьёркеновском пределе структурные функции  $F_1$  и  $F_2$  связаны друг с другом соотношениями Каллана-Гросса [33]:

$$2xF_1^i(x) = F_2^i(x). \quad (1.17)$$

### 1.1.5. Структурные функции в кварк-партонной модели

Из определения лептон-партонных сечений в (1.4) и (1.12) можно найти выражения для структурных функций через кварковые распределения.

Для процесса  $\ell p \rightarrow \ell X$  (NC) выполняются следующие соотношения:

$$\begin{aligned} [F_2^\gamma, F_2^{\gamma Z}, F_2^Z] &= x \sum_q [e_q^2, 2e_q g_V^q, g_V^{q2} + g_A^{q2}] (q + \bar{q}), \\ [F_3^\gamma, F_3^{\gamma Z}, F_3^Z] &= \sum_q [0, 2e_q g_A^q, g_V^q g_A^q] (q - \bar{q}), \end{aligned} \quad (1.18)$$

где  $g_V^q = \pm \frac{1}{2} - 2e_q \sin^2 \theta_W$  и  $g_A^q = \pm \frac{1}{2}$ , “+” и “-” соответственно для кварков u- и d-типа. Структурные функции для процессов  $\ell^- p \rightarrow \nu X$ ,  $\bar{\nu} p \rightarrow \ell^+ X$  (CC):

$$\begin{aligned} F_2^{W^-} &= 2x [|V_{ud}|^2(u + \bar{d}) + |V_{cs}|^2(\bar{s} + c) + \dots], \\ F_3^{W^-} &= 2 [|V_{ud}|^2(u - \bar{d}) + |V_{cs}|^2(c - \bar{s}) + \dots], \end{aligned} \quad (1.19)$$

где  $V_{ij}$  - элементы матрицы смешивания Кабиббо-Кобаяши-Маскавы (ККМ) [2]. Для процессов  $\ell^+ p \rightarrow \bar{\nu} X$ ,  $\nu p \rightarrow \ell^- X$  структурная функция  $F^{W^+}$  получается заменой сортов кварков  $d \leftrightarrow u$ ,  $s \leftrightarrow c$  в выражении для  $F^{W^-}$ . Структурные функции рассеяния на нейтроне получаются заменой  $d \leftrightarrow u$ .

### 1.1.6. Кварк-партонная модель и КХД

КХД описывает сильное взаимодействие, которое отвечает за силы, связывающие кварки в адроны. Теория построена на основе принципа локальной калибровочной инвариантности относительно преобразований в трехцветном комплексном пространстве внутренних симметрий. Появившись в начале 70-х годов, КХД существенно расширила возможности КПМ, предоставив возможность описания динамики жестких процессов. Так, например, одним из следствий теории является нарушение скейлинга в ГНР, т. е. появления слабой зависимости структурных функций от величины переданного импульса  $Q^2$ .

При величине бегущей константы связи КХД  $\alpha_s(Q^2)$  близкой к единице описание взаимодействия кварков и глюонов методом теории возмуще-

ний не работает. Для значений  $Q^2$ , при которых это происходит, принято обозначение  $\Lambda^2$ , получившее название – масштабный параметр КХД. Размерная величина  $\Lambda$  имеет порядок типичных адронных масс – несколько сотен МэВ. Для возможности интерпретации физических результатов эксперимента в КХД отбрасывают область малых  $Q^2$ . Традиционно в экспериментах по ГНР используется ограничение  $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$ .

Одним из основополагающих элементов описания жестких процессов является теорема факторизации. Согласно этой теореме, при  $Q^2 \rightarrow \infty$  сечение жесткого процесса асимптотически представимо в виде произведения двух множителей, которые делят между собой зависимости от больших, например  $Q^2$ , и малых, например массы адронов, переменных. В случае ГНР взаимодействий лептонов на нуклоне сечение задаётся суммой произведений функций ПР кварков и глюонов в нуклоне на сечение рассеяния лептона на данном партоне. Последнее зависит от  $Q^2$  и раскладывается в ряд по  $\alpha_s$ , что соответствует учету поправок за счет испускания глюонов и рождения кварк-антикварковых пар. Функции ПР определяются взаимодействием составляющих адрон партонов на больших расстояниях. Они не вычисляются по теории возмущения КХД и составляют феноменологический элемент схемы.

Измеряемые в эксперименте структурные функции могут быть разложены по ПР кварков  $q$  и глюонов  $g$  следующим образом:

$$F_i = \sum_a \int_x^1 \frac{dy}{y} C_i^a(y) f_a\left(\frac{x}{y}\right), \quad \text{где } a = q, g. \quad (1.20)$$

Коэффициентные функции  $C_i^a$  рассчитываются в теории возмущений КХД и зависят от степеней  $\alpha_s$ , а со второго порядка – также от схемы перенормировок и количества кварковых ароматов. В ЛП КХД коэффициентные функции глюонов  $C_i^g = 0$ , а коэффициентные функции кварков  $C_i^q$  при-

водятся к виду (1.18),(1.19). Коэффициентные функции  $C_i^a$  рассчитаны в КХД до третьего порядка теории возмущений [34–38].

Эволюция кварковых и глюонных распределений в нуклоне при изменении  $Q^2$  определяется уравнениями Докшицера-Грибова-Липатова-Альтерелли-Паризи (ДГЛАП) [39–41]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial q_i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2/\Lambda^2} &= \frac{\alpha(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ P_{qq}(y) q_i\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) + P_{qg}(y) g\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) \right] \\ \frac{\partial g(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2/\Lambda^2} &= \frac{\alpha(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ \sum_i P_{gq}(y) q_i\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) + P_{gg}(y) g\left(\frac{x}{y}, Q^2\right) \right]\end{aligned}\tag{1.21}$$

Функции  $P_{ij}$  носят название расщепляющих и в ЛП имеют смысл вероятности партону типа  $i$ , несущему долю импульса  $x$ , быть образованным от партона типа  $j$ , несущего долю импульса  $y$ . Функции расщепления рассчитаны в КХД до второго порядка теории возмущений [42–44]. Следует отметить, что использование уравнения кварк-глюонной эволюции позволяет связывать экспериментальные измерения структурных функций в различных точках фазового пространства. Зависимость ПР от  $Q^2$  определяется КХД расчетами, а для описания  $x$ -зависимости может быть использована параметризация при каком-либо фиксированном  $Q_0$ . Значение  $Q_0^2$  может быть произвольным, однако принято выбирать его порядка нескольких ГэВ.

Точность современных экспериментальных измерений требует вычислений по крайней мере во втором порядке теории возмущений КХД для ДГЛАП эволюции. Необходимость определения схем факторизации и перенормировки требуется для (1.20),(1.21). В настоящее время стандартным подходом перенормировки считается  $\overline{\text{MS}}$ -схема (от англ. modified Minimal Subtraction) [45, 46]. Для факторизации используются две схемы: наиболее

распространенная  $\overline{\text{MS}}$ -схема [47], реже применяется адаптированная ГНР-схема [48], в которой не рассматриваются поправки высших порядков для структурной функции  $F_2$ .

### 1.1.7. Высшие твисты

Высшие твисты представляют собой непертурбативный вклад в лептон-нуклонные сечения рассеяния. Они появляются вследствие кварк-кварковой и кварк-глюонной корреляций в нуклоне, т. е. фактически служат описанием когерентного рассеяния лептонов на нуклонах. Для описания эффекта используется техника операторного разложения [49]. Твисты — это члены в разложении партонных распределений, содержащих в себе зависимость по обратным степеням  $Q$ , и чем меньше твист, тем корреляцию меньшего количества партонов он описывает. Так, например, твист-2 ( $n = 0$ ) соответствует рассеянию виртуального фотона на свободных кварках и используется в расчетах пертурбативной КХД. Как правило, говоря о жестких процессах, подразумевается  $Q^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2$ , что позволяет работать лишь с неподавленными на  $Q$  членами (твист-2). При вычислениях в кинематической области  $Q^2 \simeq 1 \text{ ГэВ}^2$  вкладом высших твистов не всегда можно пренебречь.

Структурные функции  $F_i(x, Q^2)$  имеет четкую интерпретацию в ЛП КХД в терминах ПР (1.18) и (1.19). Поправки, связанные с высшими твистами, имеют порядок  $\mathcal{O}(1/Q^2)$  и могут быть записаны в виде [50]:

$$F_i(x, Q^2) = F_i^{\text{LT, TMC}}(x, Q^2) + \frac{H_i(x, Q^2)}{Q^2} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{Q^4}\right). \quad (1.22)$$

Здесь введены обозначения для лидирующего твиста (от англ. leading twist, LT) и поправок на массу мишени (от англ. target mass corrections, TMC). Первый вклад от высших твистов содержится в функции  $H_i$ , а структурные функции  $F_i^{\text{LT, TMC}}$  соответствуют вкладу лидирующего твиста с учетом

степенных поправок на массу мишени. Такой подход позволяет отделить чисто кинематические степенные поправки, так что функции  $H_i(x, Q^2)$  являются “истинными” или “динамическими” вкладами твиста-4.

### 1.1.8. Экспериментальные измерения ПР

Для полной схемы феноменологического анализа партонных распределений кварков и глюонов необходимо задать их функциональную параметризацию. Обычно ПР задаются в точке  $Q_0$  в следующем виде [51]:

$$xq_i(x, Q_0) = x^{a_i} (1 - x)^{b_i}. \quad (1.23)$$

Поведение  $q$  при малых  $x$  мотивируется редже-феноменологией [52], при больших  $x$  – правилами кваркового счета [53, 54]. Так как такой простой вид не всегда годится для описания экспериментальных данных, при необходимости к затравочным ПР добавляется сомножитель в виде полинома от  $x$  [51].

Чувствительность экспериментальных измерений к кварковым распределениям также ограничена. В табл. 1.1 приведены различные реакции с возможностью извлечения партонных распределений [55]. Одним из наиболее интересных процессов при прямом измерении ПР индивидуальных кварковых ароматов является рождение димюонных пар разного электрического заряда в экспериментах с (анти)нейтринными пучками. Данная сигнатура появляется в переходах  $\bar{d}^{(-)}/\bar{s}^{(-)} \rightarrow \bar{c}^{(-)}$  заряженного тока с последующим полулептонным распадом  $\bar{c}^{(-)}$ -кварка и позволяет измерить ПР (анти)странного кварка в нуклоне  $x\bar{s}^{(-)}(x)$  и параметры рождения очарованного кварка  $m_c, D_c, B_\mu$ . Самое “чистое” ПР s-кварка обеспечивается вероятностью перехода  $s \rightarrow c$  пропорциональной  $\cos^2 \theta_C = 0,95$ , где  $\theta_C$  – угол Кабиббо, в то время как вероятность перехода  $d \rightarrow c$  составляет  $\sin^2 \theta_C = 0,05$ . Такие события были впервые обнаружены в лаборатории Ферми [56], подтвер-

Таблица 1.1. *Различные адронные процессы с их чувствительностью к измерению партонных распределений.*

Процесс	Главный подпроцесс	Измеряемое ПР
$\ell^\pm N \rightarrow \ell^\pm X$	$\gamma^* q \rightarrow q$	$g(x \lesssim 0.01), \bar{q}^{(-)}$
$\ell^\mp N \rightarrow \bar{\nu}^{(-)} X$	$W^* q \rightarrow q'$	
$\bar{\nu}^{(-)} N \rightarrow \ell^\mp X$	$W^* q \rightarrow q'$	
$\nu N \rightarrow \mu^- \mu^+ X$	$W^* s \rightarrow c \rightarrow \mu^+ Y$	s
$\ell^\pm N \rightarrow \ell^\pm X$	$\gamma^* Q \rightarrow Q$	$Q = c, b$
	$\gamma^* g \rightarrow Q \bar{Q}$	$g(x \lesssim 0.01)$
$pp \rightarrow \gamma X$	$qg \rightarrow \gamma q$	g
$pN \rightarrow \mu^- \mu^+ X$	$q\bar{q} \rightarrow \gamma^*$	$\bar{q}$
$pp, pn \rightarrow \mu^- \mu^+ X$	$u\bar{u}, d\bar{d} \rightarrow \gamma^*$	$\bar{u} - \bar{d}$
	$u\bar{d}, d\bar{u} \rightarrow \gamma^*$	
$ep, en \rightarrow e\pi X$	$\gamma^* q \rightarrow q$	
$p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \ell^\pm X$	$ud \rightarrow W$	u, d, u/d
$p\bar{p} \rightarrow \text{jet } X$	$gg, qg, qq \rightarrow 2\text{jet}$	$q, g(0.01 \lesssim x \lesssim 0.5)$

див дублетную структуру кваркового слабого тока, предложенную Глэшоу, Илиопулосом и Майани (ГИМ) [57].

## 1.2. Странное море нуклона

Нуклон является состоянием с нулевой странностью, и ожидаемый вклад s- и  $\bar{s}$ -кварков в физические параметры нуклона (масса, ПР кварков, спин) должен быть мал. Странная составляющая нуклона  $s\bar{s}$  обусловлена морем кварк-антикварковых пар, которое изобилует также и нестранными кварками  $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$ . Вклад странных кварков в массу нуклона задается



отношением:

$$y = \frac{2\langle p|\bar{s}s|p\rangle}{\langle p|\bar{u}u|p\rangle + \langle p|\bar{d}d|p\rangle}, \quad (1.24)$$

где  $\langle p|\bar{q}q|p\rangle$  – матричные элементы кварков в нуклоне, из комбинаций которых можно выделить три составляющие:

$$\begin{aligned} \sigma &= m (\langle p|\bar{u}u|p\rangle + \langle p|\bar{d}d|p\rangle) && - \text{сигма-член нуклона;} \\ \sigma_0 &= m (\langle p|\bar{u}u|p\rangle + \langle p|\bar{d}d|p\rangle - 2\langle p|\bar{s}s|p\rangle) && - \text{несинглетная комбинация;} \\ \sigma_s &= m_s \langle p|\bar{s}s|p\rangle && - \text{странный сигма-член.} \end{aligned} \quad (1.25)$$

В (1.25) заданы средняя масса нестранных кварков  $m = (m_u + m_d)/2$  и масса s-кварка  $m_s$ . Таким образом, можно получить соотношение для  $\sigma$ ,  $\sigma_0$  и  $y$ :

$$\sigma = \sigma_0 / (1 - y). \quad (1.26)$$

Сигма-член нуклона определяется скалярным форм-фактором  $\sigma(t)$  в пределе нулевого переданного импульса  $t$ . Экспериментально измеряемая амплитуда пион-нуклонного рассеяния  $\Sigma_{\pi N}$  вычисляется в нефизической области  $t = 2m_\pi^2$ :

$$\Sigma_{\pi N} = \sigma + \Delta, \quad (1.27)$$

где  $\Delta$  - поправки на экстраполяцию в пределе  $t = 0$ . Анализ экспериментальных данных пион-нуклонного рассеяния, проведённый Кохом [58] и Гассером [59, 60], дал значение  $\Sigma_{\pi N} = 64 \pm 8$  МэВ, что определяет  $\sigma \simeq 45$  МэВ. В то время как оценки из спектроскопии масс барионов дают значение  $\sigma_0 = 36 \pm 7$  МэВ и  $y = 0,21 \pm 0,20$  [61]. Таким образом, в предположении отношения масс  $m_s/m = 25$  вклад странного кварка в массу нуклона из (1.26) составляет  $\sigma_s = 110$  МэВ (с большой неопределённостью). Экспериментальное уточнение полученного соотношения  $\sigma_s > \sigma$  дало еще более неожиданный результат: в работе [62] значение  $\Sigma_{\pi N} = 79 \pm 7$  МэВ

увеличило вклад странного кварка к нуклону до  $y \simeq 0,46$  и  $\sigma_s \simeq 300$  МэВ, а результат [63, 64] подтвердил данную тенденцию для  $y = 0,36 - 0,48$ .

В XXI-м столетии не появилось новых измерений вклада массового члена s-кварков в нуклон. Однако, интерес теоретических КХД расчетов на решетках возрос, предсказывая необычно малое значение  $y \sim 0,03$  [65] и странного сигма-члена  $\sigma_s = 31 \pm 15$  МэВ [66] и  $\sigma_s = 59 \pm 10$  МэВ [67].

Другим определением доли странного моря в нуклоне является отношение интегрального вклада его ПР к интегральному вкладу ПР нестранных морских кварков:

$$\kappa_s(Q^2) = \frac{\int_0^1 x [s(x, Q^2) + \bar{s}(x, Q^2)] dx}{\int_0^1 x [\bar{u}(x, Q^2) + \bar{d}(x, Q^2)] dx}, \quad (1.28)$$

которое часто называют фактором подавления странного моря нуклона. Последний результат глобального анализа ПР дает значение  $\kappa_s(20 \text{ ГэВ}^2) = 0,62 \pm 0,05$  [3]. Полученные ПР  $\bar{s}$ -кварков, основанные на измерениях экспериментов CCFR [68, 69] и NuTeV [69], приведены на рис. 1.4. Неопределённости измерения достигают 100% в области больших значений переменной  $x$ -Бьёркена.

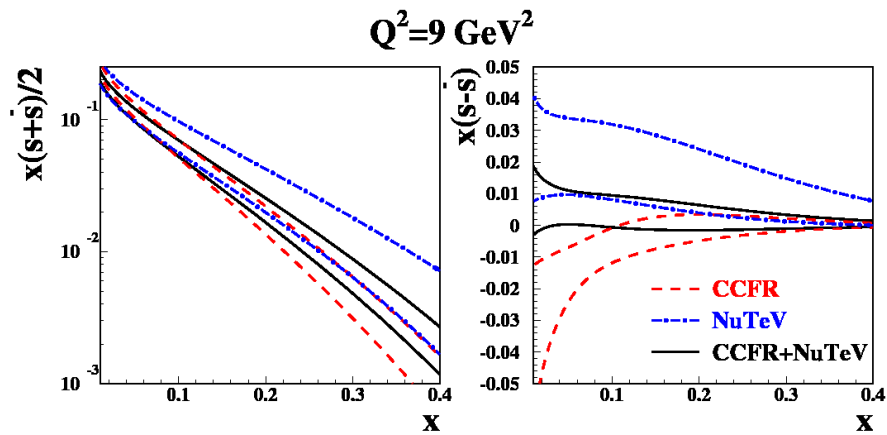


Рис. 1.4. Распределения странных кварков и антикварков как функции доли импульса  $x$ -Бьёркена, извлеченные из анализа данных экспериментов CCFR и NuTeV при  $Q^2 = 9 \text{ ГэВ}^2$  [3].

Данная область физики элементарных частиц нуждается как в теоретических, так и в экспериментальных исследованиях в виду бедности экспериментальных данных и неспособности теории объяснить столь большой вклад странных кварков в нуклон. В этой связи актуально измерение кинематических распределений димюонных событий эксперимента NOMAD для дальнейшего анализа индивидуальных ПР s-кварка.

### 1.2.1. Рождение с-кварка

Из сечения взаимодействия (анти)нейтрино на нуклоне в (1.12) можно выделить часть, отвечающую за рождение с-кварка. Структурные функции  $F_{i,c}^{(\bar{\nu})N}$  в ЛП КХД в предположении массовой поправки к доле импульса с-кварка  $\xi = x(1 + m_c^2/Q^2)$ , соотношения Каллана-Гросса (1.17) и в пределе  $Q^2 \gg M^2$  имеют следующий вид:

$$F_{2,c}^{(\bar{\nu})N}(\xi, Q^2) = 2\xi \left[ |V_{cs}|^2 \bar{s}(\xi, \mu^2) + |V_{cd}|^2 \frac{\bar{u}(\xi, \mu^2) + \bar{d}(\xi, \mu^2)}{2} \right],$$

$$2xF_{1,c}^{(\bar{\nu})N} = \pm xF_{3,c}^{(\bar{\nu})N} = \frac{x}{\xi} F_{2,c}^{(\bar{\nu})N}, \quad (1.29)$$

где  $V_{cs} = 0,97345$  и  $V_{cd} = 0,02252$  - элементы ККМ матрицы, параметр факторизации  $\mu = \sqrt{Q^2 + m_c^2}$  часто используется вместо  $Q$ . Выбор параметра  $\mu$  определяет чувствительность при расчете высших КХД поправок. Структурные функции рождения с-кварка в настоящее время рассчитаны до первого порядка теории возмущений КХД в схеме с тремя легкими кварками в начальном состоянии [3].

### 1.2.2. Димюонная сигнатура

Процесс адронизации (или фрагментации) с-кварка обычно описывают функциями фрагментации (ФФ)  $D_c^h(z, Q^2)$ , определяющими вероятность

рождения очарованного адрона  $h = D^0, D^+, D_s^+, \Lambda_c^+$  с долей продольного импульса  $z = p_L^h/p_L^{\max}$ . В КПМ функции фрагментации могут быть расфакторизованы с элементарным сечением рождения  $c$ -кварка, что, вообще говоря, несправедливо в общем случае для КХД. Однако, такой подход прекрасно работает в ЛП теории КХД при описании ГНР взаимодействий. В этом случае сечение рождения димюонных пар может быть представлено в следующем виде:

$$\frac{d\sigma_{\mu\mu}^{\nu N}}{dxdydz} = \frac{d\sigma_c^{\nu N}}{dxdy} \sum_h f_h D_c^h(z) B(h \rightarrow \mu X), \quad (1.30)$$

где  $f_h$  – доля очарованного адрона  $h$  от полного рождения  $c$ -кварка  $\sum_h f_h = 1$ ,  $B(h \rightarrow \mu X)$  – полулептонная мода распада с рождением мюона от соответствующего адрона. В следующем порядке теории возмущений КХД необходимо учитывать зависимости  $\Phi\Phi$  от  $Q^2$ , а структурных функций – от  $z$ . Функции фрагментации  $c$ -кварка определяют энергию рождающегося адрона, которая, в свою очередь, задаёт энергию вторичного мюона. Обычно, экспериментально задаётся некоторая минимальная энергия мюона  $E_\mu^0$ , обусловленная свойствами детекторов, и которая также используется для подавления фона от лептонных распадов легких  $\pi$ -,  $K$ -мезонов. В этом случае, в предположении универсальности  $\Phi\Phi$   $D_c(z)$  для всех очарованных адронов и после интегрирования по переменной  $z$ , сечение (1.30) может быть переписано как:

$$\frac{d\sigma_{\mu\mu}^{\nu N}(E_\mu > E_\mu^0)}{dxdy} = \eta_\mu B_\mu \frac{d\sigma_c^{\nu N}}{dxdy}, \quad (1.31)$$

где  $\eta_\mu$  – доля событий при выполнении условия  $E_\mu > E_\mu^0$  и  $B_\mu = \sum_h f_h B(h \rightarrow \mu X)$  – эффективная полулептонная мода распада  $c$ -кварка. В работе использовалась параметризация Коллинз-Спиллера для  $\Phi\Phi$   $D_c^h(z)$  [14], которая более точно описывает асимптотическое поведение в пределе  $z \rightarrow 1$ , чем, например, функция Петерсона [70]. В настоящее время наиболее точное

знание ФФ  $D_c^h(z)$  получено из прямого измерения рождения очарованных адронов в эмульсионном эксперименте E531 [15]. В главе 4 диссертации обсуждается конкретный вид функции  $D_c^h(z)$  и её измеряемые параметры.

Эффективная полулептонная мода распада очарованных адронов  $B_\mu$  зависит от энергии налетающего нейтрино, что обусловлено тем, что вклад очарованных адронов  $f_h$  от полного рождения с-кварка в нейтринных взаимодействиях является функцией энергии нейтрино. Этот факт объясняется квазиупругим рождением  $\Lambda_c$ -гиперона и дифракционным рождением  $D_s$ -мезона. Оба процесса дают значительный вклад в сечение рождения с-кварка при малых энергиях нейтрино, тогда как при  $E_\nu > 40$  ГэВ преобладает глубоко неупругое сечение рождения с-кварка с практически постоянной  $B_\mu$ . Недавнее определение  $B_\mu$  как функции энергии нейтрино было получено в [3]. Также как и для процессов фрагментации с-кварка, функции  $B_\mu$  будет посвящен отдельный раздел в главе 4.

Таким образом, измерение сечения рождения с-кварка по димюонной сигнатуре чувствительно к ПР с-кварка в нуклоне и позволяет получить распределение функции фрагментации  $D_c(z)$ , полулептонную моду распада  $B_\mu(E_\nu)$ . Также спектры энергии нейтрино  $E_\nu$  и партонной энергии в системе центра масс  $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{Q^2(1/x - 1)}$  позволяют измерить массу с-кварка  $m_c$  благодаря включению массовой поправки к переменной  $x$ -Бьёркена.

### 1.2.3. Обзор экспериментальных данных

Современное знание ПР  $\bar{s}$ -кварков основано на анализе димюонных событий экспериментов CCFR [68, 69] и NuTeV [69]. В таблице 1.2 приведены наиболее значимые измерения рождения  $\bar{s}$ -кварка по димюонной сигнатуре в (анти)нейтринных взаимодействиях. Экспериментальные данные NOMAD [19], изложенные в главе 4 диссертации, обладают максимальной

статистикой димюонных событий и наибольшей чувствительностью к массе очарованного кварка, выраженной через минимальную пороговую энергию нейтрино. Таким образом, в эксперименте NOMAD можно измерить с наилучшей на сегодняшний день точностью сечение рождения с-кварка по димюонной сигнатуре, что позволит улучшить неопределённости в знании физических параметров s-кварка в нуклоне и рождения с-кварка.

Таблица 1.2. *Сопоставление мировых данных по статистике димюонных событий и энергии (анти)нейтринного пучка (диапазон и среднее значение).*

Эксп.	Публ.	Стат., $N_{\mu\mu}$	$E_\nu$ , ГэВ
<u><math>\nu N</math></u>			
CDHS [71]	Янв 1982	9 922	30-250 (20)
CHARM II [72]	Окт 1999	3 100	35-290 (24)
NOMAD [73]*	Июл 2000	2 714	14-300 (27)
CCFR [68, 69]	Фев 2001	5 030	30-600 (150)
NuTeV [69]	Фев 2001	5 102	20-400 (157.8)
CHORUS [74]	Апр 2008	8 910	15-240 (27)
NOMAD [19]	2011	15 340	6-300 (27)
<u><math>\bar{\nu} N</math></u>			
CDHS [71]	Янв 1982	2 123	30-250
CHARM II [72]	Окт 1999	700	35-290
NuTeV [69]	Фев 2001	1 458	20-400
CCFR [68, 69]	Фев 2001	1 060	30-600
CHORUS [74]	Апр 2008	430	10-240

\* – Результат [73], полученный коллаборацией NOMAD, основан на экспериментальных данных за первые два года набора статистики.

### 1.3. Пентакварк $\Theta^+$

Пентакварк – это экзотическое барионное состояние, состоящее из четырех кварков и одного антикварка  $qqqq\bar{q}$ , причем пара кварк-антикварк является валентной в том смысле, что она несет определенные квантовые числа. Возможность существования таких состояний была упомянута еще в начале 60-х годов при развитии кварковой модели Гелл-Манном, а описание пентакварков было предложено Джаффе в рамках созданной им модели “мешков” [75–77]. Время жизни таких состояний очень мало и может быть сравнимо с временами жизни барионных резонансов.

Очень часто в физике элементарных частиц оперируют термином ширина распада нестабильной частицы (или резонанса), которая характеризует неопределённость в массе состояния и связана со временем жизни соотношением неопределённости “время-энергия”: чем больше время жизни резонанса, тем меньше ширина его распада. Экспериментально это означает разброс значений восстановленной (инвариантной) массы на достаточно большой статистике результата. По оценкам кварковой модели легчайший пентакварк должен иметь массу порядка 1700 МэВ с шириной распада порядка сотен МэВ [75], что делает наблюдение таких частиц очень сложным.

Другим подходом в описании барионных состояний служит так называемая модель киральных солитонов, которая также основывается на решениях уравнения КХД. В отличие от кварковой модели, солитонные модели основаны на малом количестве входных параметров и позволяют весьма экономично описать барионные системы с различными свойствами.

#### 1.3.1. Пентакварки в модели киральных солитонов

Скирмионная модель [78] полагает, что нуклоны могут быть представлены как солитоны пионного (или кирального) поля. В этой модели предпо-

лагается наличие поля с нелинейным самодействием, кванты (или частицы) которого по своим свойствам близки к хорошо известным  $\pi$ -мезонам. При возбуждении такого поля образуются уединенные долгоживущие волны – солитоны, отождествляемые с барионами. Явления солитонов не редко наблюдаются в макроскопической физике, например, волны цунами являются солитонами.

Минимальным сферически симметричным обобщением кирального поля, учитывающим три компоненты его изоспина, является так называемая форма “ежа”:

$$\pi^a = \frac{x^a}{r} P(r), \quad (1.32)$$

где  $P(r)$  – сферически-симметричный профиль солитона. Подразумевается, что изопространственное вращение поля эквивалентно пространственному вращению. Следовательно, квантование солитонного поля подобно квантованию сферического волчка – вращательные состояния имеют изоспин  $T$  равный спину  $J$ , а энергия их возбуждения

$$E_{\text{rot}} = \frac{J(J+1)}{2I}, \quad (1.33)$$

где  $I$  – момент инерции солитона. Поэтому состояния имеют  $(2J+1)^2$  вырождение по спину и изоспину. Для  $J = 1/2$  имеем четыре нуклонных состояния; для  $J = 3/2$  – шестнадцать  $\Delta$ -изобар. Утверждая, что  $N$  и  $\Delta$  являются различными состояниями одного и того же объекта – “классического нуклона”, получаем определенные соотношения между их характеристиками, такими как, константа пионного распада  $F_\pi$ , радиусы и магнитные моменты протона и нейтрона и др., которые определены с точностью в несколько процентов [79].

Мы знаем, что спонтанное нарушение киральной симметрии в КХД является одной из важнейших особенностей сильных взаимодействий, определяя в значительной степени их динамику. Виттен [80] показал, что в преде-



ле большого количества цветов  $N_c \rightarrow \infty$  киральное поле в нуклоне может рассматриваться как классическое, т. е. как солитон (классический предел КХД). Иоффе [81] рассмотрел киральную эффективную теорию сильных взаимодействий, основываясь на КХД. Он показал возникновение октета безмассовых голдстоуновских бозонов  $(\pi, K, \eta)$  в пределе безмассовых u-, d- и s-кварков, или триплета безмассовых пионов в пределе  $m_u, m_d \rightarrow 0$ . Наличие восьми массивных псевдоскалярных мезонов является следствием спонтанного нарушения киральной симметрии.

Обобщение на случай барионов с тремя ароматами [80, 82] делает успех модели киральных солитонов еще более внушительным. Вращение теперь может быть выполнено в  $SU(3)_F$  пространстве ароматов. Самосогласованное псевдоскалярное поле, которое связывает  $N_c = 3$  кварков в “классический” барион (солитонное поле), запишется в следующей форме:

$$U(\vec{x}) \equiv \exp(i\pi_A(\vec{x})\lambda^A/F_\pi) = \begin{pmatrix} \exp[i(\vec{n}\vec{\tau})P(r)] & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \vec{n} = \frac{\vec{x}}{r}, \quad (1.34)$$

где  $F_\pi$  – постоянная пионного распада,  $\lambda^A$  – восемь  $SU(3)$  матриц Гелл-Манна, а  $\vec{\tau}$  – три  $SU(2)$  матрицы Паули. Зависимость от времени вводится следующим образом

$$\tilde{U}(\vec{x}, t) = R(t)U(\vec{x})R^\dagger(t), \quad (1.35)$$

где  $R(t)$  – унитарная  $SU(3)$  матрица коллективных координат, зависящая только от времени,  $U(\vec{x})$  – статическое поле, определяемое соотношением (1.34). Угловые скорости вращения солитона  $\omega_A$  в  $SU(3)$  пространстве определяются соотношениями

$$R^\dagger(t)\dot{R}(t) = -\frac{i\omega_A\lambda^A}{2}. \quad (1.36)$$

При параметризации [83] в соотношении (1.35) можно выделить линейный вклад в лагранжиан от действия Весса-Зумино-Виттена [80, 82],

который зависит только от  $\omega_8$

$$L_{\text{WZ}} = -\frac{N_c B}{2\sqrt{3}} \omega_8, \quad (1.37)$$

где  $B$  – барионное число ( $B = 1$ ). Определив гиперзаряд бариона (системы барионов)  $Y_R$  в системе координат, привязанной к вращающемуся солитону, который называют еще правым гиперзарядом,

$$Y_R = -\frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\partial L}{\partial \omega_8}, \quad (1.38)$$

получим условия квантования Гуаданьини [82]

$$Y_R = \frac{N_c B}{3} = 1. \quad (1.39)$$

Для любого  $SU(3)$ -мультиплета  $(p, q)$  [84] максимальный гиперзаряд определяется выражением  $Y_{\text{max}} = (p + 2q)/3$ , и очевидным образом должно выполняться неравенство

$$\frac{(p + 2q)}{3} \geq \frac{N_c B}{3}. \quad (1.40)$$

Это условие квантования имеет простую физическую интерпретацию: стартуем от изначально нестранный конфигурации, которая остается таковой в системе привязанной к солитону. Все другие состояния мультиплета в системе наблюдателя возникают в результате вращений этой конфигурации в  $SU(3)$  пространстве, и каждый мультиплет должен содержать нестранный состояние. Число нестранных состояний в мультиплете со спином  $J$  равно  $2J + 1$ .

В работах [82, 85, 86] показывается, что самыми низшими барионными состояниями являются:

- $(p, q) = (1, 1)$ , спин  $S = 1/2$ , октет с двумя нестранными барионами  $N$ ;

- $(p, q) = (3, 0)$ , спин  $S = 3/2$ , декуплет с четырьмя нестранными барионами  $\Delta$ .

Мультиплеты меньшей размерности запрещены неравенством (1.40). Члены следующего мультиплета барионных состояний, рассмотренные Дьяковым и др. [8]:

- $(p, q) = (0, 3)$ , спин  $S = 1/2$ , антидекуплета с двумя нестранными барионами,  $N^*$ ,

содержат одну кварк-антикварковую пару. Действительно, максимальный гиперзаряд равен 2, что соответствует странности  $S = +1$ , т. е. должна присутствовать пара  $q\bar{q}$ , где  $q = u$  или  $d$ , и в силу  $SU(3)$ -инвариантности сильных взаимодействий все компоненты мультиплета должны содержать пару  $q\bar{q}$ .

Диаграммы  $I_3Y$  рассмотренных мультиплетов изображены на рис. 1.5. Минимальное значение гиперзаряда в мультиплете  $Y_{\min} = -(2p + q)/3$ , максимальное значение изоспина  $I_{\max} = (p + q)/2$  достигается при  $(p - q)/3$ .

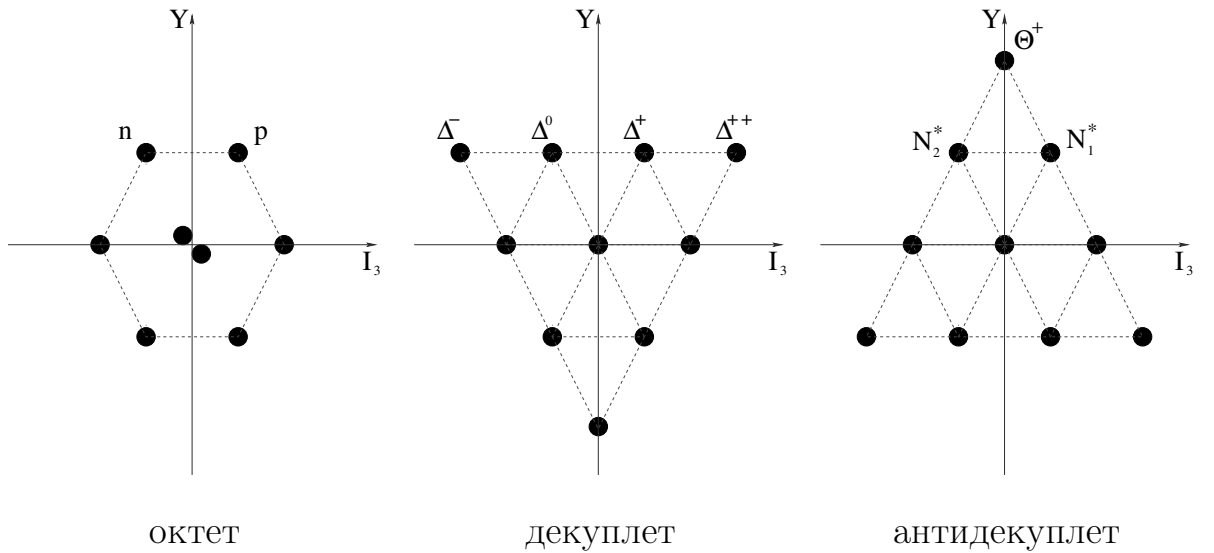


Рис. 1.5.  $I_3Y$ -диаграммы мультиплетов барионов.

Вершиной антидекуплета является  $\Theta^+$  со странностью  $S = +1$  и изоспином  $I = 0$ , которые определяют его кварковый состав:  $uudd\bar{s}$ .

Кроме линейного члена по угловым скоростям вращения в  $SU(3)$  пространстве, обусловленного действием Весса-Зумино, имеются квадратичные по этим угловым скоростям вклады, возникающие из лагранжиана, представленного в виде разложения по степеням киральных производных, левых  $l_\mu = \partial U U^\dagger$  и правых  $r_\mu = U^\dagger \partial U$  [83],

$$L_{\text{rot}} = \frac{1}{2I_1} \sum_{A=1}^3 \omega_A^2 + \frac{1}{2I_2} \sum_{A=4}^7 \omega_A^2. \quad (1.41)$$

Коэффициентами в квадратичной форме являются моменты инерции, изотопический или пионный  $I_1$  и странный или каонный  $I_2$ . Энергия вращения солитона  $E_{\text{rot}} = L_{\text{rot}}$ .

В результате процедуры канонического квантования возникает гамильтониан вращения [8, 82]

$$H_{\text{rot}} = \left( \frac{1}{2I_1} - \frac{1}{2I_2} \right) \mathbf{J}_3^2 + \frac{1}{2I_2} \mathbf{J}_8^2 - \frac{N_c^2 B^2}{24I_2}, \quad (1.42)$$

где  $\mathbf{J}_3^2$  и  $\mathbf{J}_8^2$  – операторы Казимира второго порядка для групп  $SU(2)$  и  $SU(3)$ , собственные значения которых равны:

$$\mathbf{J}_3 = \sum_{a=1}^3 J_a^2 = J(J+1), \quad \mathbf{J}_8 = \sum_{A=1}^8 J_A^2 = \frac{p^2 + pq + q^2}{3} + p + q.$$

Разности между энергиями вращения первых трех мультиплетов определяются следующими выражениями:

$$\Delta^{10-8} = E_{\text{rot}}^{(3,0)} - E_{\text{rot}}^{(1,1)} = \frac{3}{2I_1} \quad (1.43)$$

$$\Delta^{\bar{10}-8} = E_{\text{rot}}^{(0,3)} - E_{\text{rot}}^{(1,1)} = \frac{3}{2I_2} \quad (1.44)$$

$$\Delta^{\bar{10}-10} = E_{\text{rot}}^{(0,3)} - E_{\text{rot}}^{(3,0)} = \frac{3}{2I_2} - \frac{3}{2I_1} \quad (1.45)$$

и зависят только от моментов инерции  $I_1$  и  $I_2$ . Если бы выполнялись соотношения  $I_1 < I_2$ , то антидекуплет был бы легче, чем декуплет. В реальном случае  $I_2$  примерно вдвое меньше, чем  $I_1$ , и поэтому компоненты антидекуплета оказываются тяжелее соответствующих (по странности) компонент декуплета.

Расщепление масс в  $SU(3)$ -мультиплетах обусловлено наличием в лагранжиане нарушающих симметрию по ароматам членов. В [8] рассмотрен случай отличной от нуля массы странного кварка  $m_s \neq 0$ , которая линейно входит в гамильтониан

$$\Delta H_{m_s} = \alpha D_{88}^{(8)} + \beta Y + \frac{\gamma}{\sqrt{3}} \sum_{a=1}^3 D_{8a}^{(8)} J_a, \quad (1.46)$$

где  $D_{ij}^{(8)}$  - вигнеровские матрицы вращения в  $SU(3)$  пространстве [87], зависящие от матрицы ориентации бариона. Коэффициенты  $\alpha, \beta, \gamma$  пропорциональны массе s-кварка и выражаются через комбинацию моментов инерции солитона,  $I_{1,2}$  и  $K_{1,2}$ , и сигма-член пион-нуклонного рассеяния (1.25):

$$\alpha = -\frac{1}{3} \frac{m_s}{m} \sigma + m_s \frac{K_2}{I_2}, \quad \beta = -m_s \frac{K_2}{I_2}, \quad \gamma = \frac{2}{3} m_s \left( \frac{K_1}{I_1} - \frac{K_2}{I_2} \right). \quad (1.47)$$

Расщепление масс можно получить, поместив  $\Delta H_{m_s}$  между физическими состояниями

$$\Delta m_B = \langle B | \Delta H_{m_s} | B \rangle. \quad (1.48)$$

Значение расщепления масс членов 8, 10,  $\bar{10}$ -мультиплетов приведены в таблице 1.3. Расщепление масс в этих мультиплетах зависит только от двух комбинаций  $\alpha, \beta, \gamma$ , и определяют следующие соотношения:

- соотношения Гелл-Манна-Окубо [88, 89]

$$2(m_N + m_{\Xi}) = 3m_{\Lambda} + m_{\Sigma},$$

$$m_{\Delta} - m_{\Sigma^*} = m_{\Sigma^*} - m_{\Xi^*} = m_{\Xi^*} - m_{\Omega^-},$$

Таблица 1.3. Расщепление масс в мультиплетах 8, 10,  $\overline{10}$ .

Частица	$I$	$Y$	$\Delta m_B$
октет			
N	1/2	1	$\frac{3}{10}\alpha + \beta - \frac{1}{20}\gamma$
$\Lambda$	0	0	$\frac{1}{10}\alpha + \frac{3}{20}\gamma$
$\Sigma$	1	0	$-\frac{1}{10}\alpha - \frac{3}{20}\gamma$
$\Xi$	1/2	-1	$-\frac{1}{5}\alpha - \beta + \frac{1}{5}\gamma$
декуплет			
$\Delta$	3/2	1	$\frac{1}{8}\alpha + \beta - \frac{5}{16}\gamma$
$\Sigma^*$	1	0	0
$\Xi^*$	1/2	-1	$-\frac{1}{8}\alpha - \beta + \frac{5}{16}\gamma$
$\Omega$	0	-2	$-\frac{1}{4}\alpha - 2\beta + \frac{5}{8}\gamma$
антидекуплет			
$\Theta^+$	0	2	$\frac{1}{4}\alpha + 2\beta - \frac{1}{8}\gamma$
$N_{\overline{10}}$	1/2	1	$\frac{1}{8}\alpha + \beta - \frac{1}{16}\gamma$
$\Sigma_{\overline{10}}$	1	0	0
$\Xi_{\overline{10}}$	3/2	-1	$-\frac{1}{8}\alpha - \beta + \frac{1}{16}\gamma$

- формула Гуаданьини [82]

$$8(m_{\Xi^*} + m_N) + 3m_\Sigma = 11m_\Lambda + 8m_{\Sigma^*},$$

- отношение между константами группы SU(3)

$$F/D = 5/9 \simeq 0,555 \dots \text{ против } 0,56 \pm 0,02 \text{ экспериментального,}$$

которые удовлетворены с точностью выше 1%. Для лучшего описания расщепления масс в октете и декуплете комбинаций коэффициентов  $\alpha, \beta, \gamma$  должны иметь следующие значения:

$$\alpha + \frac{3}{2}\gamma = -380 \text{ МэВ}, \quad \frac{1}{8}\alpha + \beta - \frac{5}{16}\gamma = -150 \text{ МэВ}. \quad (1.49)$$

Для того, чтобы получить значение расщепления масс членов антидекуплета, необходимо найти третью комбинацию  $\alpha, \beta, \gamma$ , которую можно получить непосредственно из расщепления масс членов октета и декуплета. Спектр состояний в антидекуплете принимается эквидистантным (как и в случае с декуплетом). И третья комбинация  $\alpha, \beta, \gamma$  может быть установлена при знании сигма-члена пион-нуклонного рассеяния и отношения масс кварков. В [8] эти значения были приняты равными:

$$m_s/m \simeq 25, \quad \sigma \simeq 45 \text{ МэВ}.$$

Тогда для суммы  $\alpha + \beta$  из (1.47) имеем

$$\alpha + \beta = -\frac{1}{3} \frac{m_s}{m} \sigma \simeq -375 \text{ МэВ}. \quad (1.50)$$

Решая систему уравнений (1.49) и (1.50), получим значения коэффициентов  $\alpha, \beta, \gamma$

$$\alpha \simeq -218 \text{ МэВ}, \quad \beta \simeq -156 \text{ МэВ}, \quad \gamma \simeq -107 \text{ МэВ}. \quad (1.51)$$

Значение эквидистантного расщепления в антидекуплете равно

$$\Delta_{m_{\overline{10}}} = -\frac{1}{8}\alpha - \beta + \frac{1}{16}\gamma \simeq 180 \text{ МэВ}, \quad (1.52)$$

самым легким состоянием которого является  $\Theta^+$  резонанс. Принимая за один из членов антидекуплета известный нуклонный резонанс  $N(1710, \frac{1}{2}^+)$ , Дьяконов и др. [8] предсказали массы всех его членов (рис. 1.6). Масса  $\Theta^+$  в этом случае составляет

$$m_{\Theta^+} \simeq 1530 \text{ МэВ}. \quad (1.53)$$

Предсказываемые массы барионных состояний зависят от внешних параметров: массы  $M_{N^*}$  и  $\sigma$ -члена, которые в [8] составляют соответственно 1710 МэВ и 45 МэВ, что возможно неверно. Так, полученное значение  $M_{\Xi_{3/2}} = 2070 \text{ МэВ}$  не совпадает с экспериментальным значением 1860 МэВ

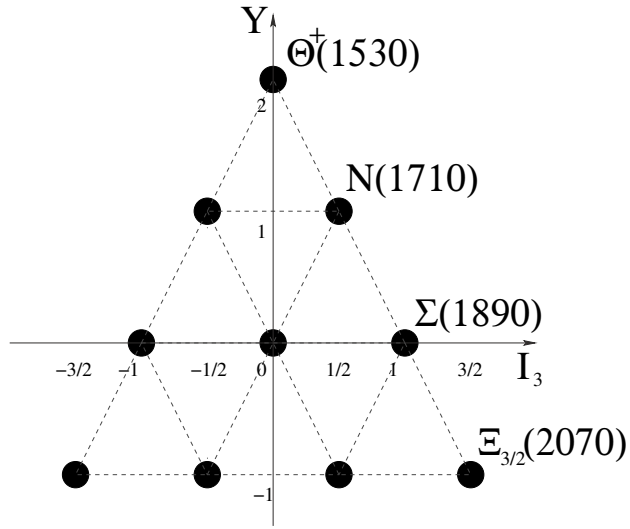


Рис. 1.6.  $I_3Y$ -диаграмма членов предсказываемого антидекуплета. Расщепление масс  $\Delta_{m_{\overline{10}}} \simeq 180$  МэВ. В вершине находится  $\Theta^+$  с массой 1530 МэВ.

из [90]. В работе [91] значение  $\sigma$  определяют равным 75 МэВ согласно экспериментальному спектру барионных состояний [92]. На рис. 1.7 приводится зависимость масс членов антидекуплета от значения параметра  $\sigma$ -члена при фиксированной массе  $\Theta^+$  ( $M_\Theta = 1540$  МэВ).

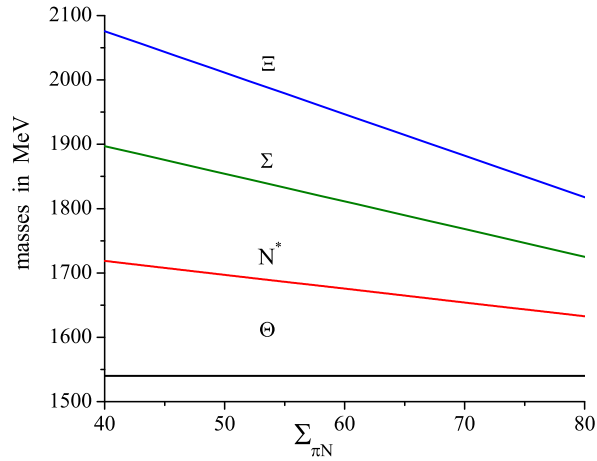


Рис. 1.7. Значение масс членов антидекуплета как функция  $\sigma$  [91].

Кварковый состав  $\Theta^+$  резонанса ( $uudd\bar{s}$ ) позволяет указать на моды его распада, обусловленные сильным взаимодействием (без изменения аро-



матов и числа кварков):  $\Theta^+ \rightarrow NK$ , где N - нуклон (протон uud или нейтрон udd), K - соответствующий каон ( $K^0 = d\bar{s}$  или  $K^+ = u\bar{s}$ ).

В [8] Дьяконовым и соавторами ширина распада  $\Gamma_{\Theta \rightarrow NK}$  была получена в следующем виде:

$$\Gamma_{\Theta \rightarrow NK} = \frac{3G_{10}^2}{2\pi(M_{\Theta} + M_N)^2} p^{*3} \frac{M_N}{M_{\Theta}} \cdot \frac{1}{5} \left( 1 + \frac{\sqrt{5}}{4} c_{10} \right), \quad (1.54)$$

где  $G_{10}$  – эффективная константа распада антидекуплета, которая выражается через константы разложения матричного элемента по операторам углового момента  $J_A$ , выписанного в терминах операторов коллективных координат  $R$  начального и конечного барионных состояний, импульса мезона и углового момента  $J_A$  в  $SU(3)$  пространстве ароматов,  $c_{10}$  – коэффициент смешивания амплитуд октета и антидекуплета. Константе  $G_{10}$ , соответствующей распадам нестабильных членов декуплета, присваивается значение 19, что соответствует  $g_{N \rightarrow N\pi} = 13,3$  против экспериментального значения  $\simeq 13,6$ . Значение  $G_{10}$  при этом получается равным  $\simeq 9$ , что соответствует  $\Gamma_{\Theta \rightarrow NK} \simeq 15$  МэВ и  $g_{\Theta \rightarrow NK} = 5,7$ . Таким образом, подавление распада  $\Theta^+ \rightarrow NK$  имеет место, но оно невелико.

Значения ширины распада  $\Theta^+$  зависит от отношения констант разложения матричного элемента по операторам углового момента  $J_A$  и может принимать значения менее 15 МэВ, например  $\Gamma_{\Theta \rightarrow NK} = 1$  МэВ при  $G_{10} \simeq 2,3$  [91].

### 1.3.2. Дикварковая модель и пентакварковые состояния

В отличие от киральной солитонной модели, которая рассматривает  $\Theta^+$  как третье низшее возбуждение кирального поля в  $SU(3)$  пространстве ароматов, Джаффе и Вильчек [93] предлагают динамическую интерпретацию новой пентакварковой частицы. Рассматривая сильную спино-

цветовую корреляцию сил, которые приводят к явлению цветовой сверхпроводимости [94], они полагают, что  $\Theta^+$  является связанным состоянием  $\bar{s}$ -антикварка с двумя сильно-взаимодействующими  $ud$ -дикварками. Такая дикварковая картина также описывает спектроскопию легких скалярных мезонов, которые являются  $q\bar{q}q\bar{q}$  состояниями [76, 77].

Спиновая, цветовая и ароматовая симметрии этой системы являются таковыми, что четность  $\Theta^+$  предсказывается положительной. Киральная солитонная модель также предсказывает положительную четность  $\Theta^+$ . Интересно, что в наивной кварковой модели  $qqqq\bar{q}$  в главном состоянии может быть только с отрицательной четностью (кварк имеет положительную четность, а антикварк - отрицательную),  $P = (+1)^4 \cdot (-1)$ .

И антидекуплет, и пентакварковые мультиплеты высших порядков предсказываются в этой модели, и смешивание между ними производят физические состояния, подобно тому, как  $\phi, \omega$  смешиваются в мезонном секторе.  $\Theta^+$  состояние фиксируется с массой равной 1540 МэВ. Самое легкое состояние  $(ud)(ud)\bar{q}$ , которое имеет квантовые числа нуклона, авторы [93] идентифицировали с известным резонансом, имеющим массу  $M = 1440$  МэВ. Эти два состояния фиксируют масштаб и расщепление в мультиплете. Экзотические барионные состояния  $\Xi_S$  предсказываются относительно легкими, с массой порядка 1750 МэВ. Эти предсказания были сделаны перед открытием  $\Xi^{--}$  с массой 1860 МэВ в эксперименте NA49 [90].

На рис. 1.8 показано сравнение предсказаний масс для пентакварковых состояний из дикварковой и киральной солитонной моделей. Дикварковой моделью предсказывается также и узкая ширина  $\Theta^+$ . Еще одним из описаний пентакварков является дикварк-трикварковая модель [95], в которой  $\Theta^+$  представляется связанным состоянием  $(ud)(ud\bar{s})$ . А его предсказываемые квантовые числа:  $J^P = \frac{1}{2}^+, I = 0$ .

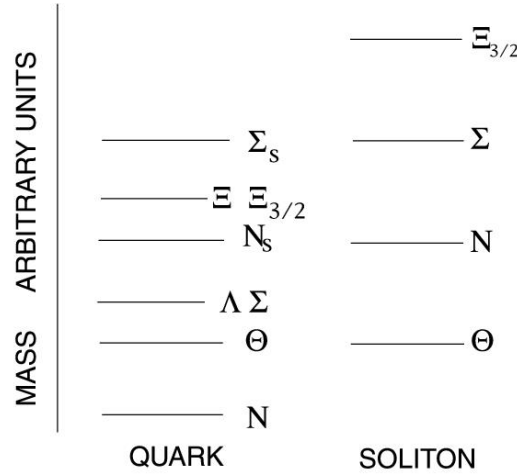


Рис. 1.8. Схематическое сравнение масс пентакварков, предсказываемых дикуарковой и киральной солитонной моделями [93].

### 1.3.3. Пентакварки и кварк-глюонная плазма

Исследование экзотических барионных состояний также может иметь важное значение для другой области физики высоких энергий – поиска кварк-глюонной плазмы (КГП) [96]. Это такое состояние материи, предполагаемое для ранней Вселенной, при котором плотность энергии настолько высока, что кварки и глюоны находятся в свободном состоянии, а не заключены в адронах. В настоящее время проводится ряд экспериментов по столкновению тяжелых ионов в попытке создания и изучения этой формы материи [97–99].

Ожидается, что рождение пентакварков может быть увеличено в среде “незапертых” кварков и глюонов, поэтому пентакварковые состояния являются одним из указаний на наличие КГП. Ченом и др. в [100] были получены оценки рождения  $\Theta^+$  из КГП. Однако, более детальное исследование пентакварков и их свойств необходимо провести прежде, чем эти экзотические состояния могли бы действительно использоваться для предсказания

существования КГП.

Рассматривая различные подходы, Летессьер и соавторы исследовали, каким образом пентакварковые состояния должны быть включены в существующую модель столкновения тяжелых ионов и насколько изменяется точность описания моделью существующих экспериментальных данных, в особенности для измерения странных барионов и мезонов [101].

#### 1.3.4. Экспериментальные аспекты

Экспериментально измеряемые величины для проверки существования пентакварка  $\Theta^+$  могут быть классифицированы следующим образом:

- Масса. Предсказываемое значение в рамках модели киральных солитонов составляет  $M \simeq 1530 - 1540$  МэВ.
- Ширина распада. Во всех теоретических работах еще не сделаны строгие оценки на ширину  $\Theta^+$ , известно лишь, что она очень мала:  $\Gamma < 15$  МэВ. Экспериментальное ограничение, связанное с разрешением детектора на измерение ширины такого узкого резонанса, позволяет поставить верхнюю границу.
- Каналы распада. Распад  $\Theta^+$  обусловлен сильным взаимодействием, т. е. без изменения ароматов и числа кварков. Отсюда распадные моды:

$$\begin{aligned}\Theta^+ &\rightarrow pK^0, & (uudd\bar{s}) &\rightarrow (uud)(d\bar{s}), \\ \Theta^+ &\rightarrow nK^+, & (uudd\bar{s}) &\rightarrow (udd)(u\bar{s}).\end{aligned}$$

- Сечение рождения. На сегодняшний момент нет строгих оценок сечения рождения  $\Theta^+$ . Известно лишь, что оно мало.
- Спин и четность. Предсказываемые спин и четность  $J^P = \frac{1}{2}^+$  возможно измерить по угловым распределениям продуктов распада. Но для

этого необходима достаточно большая статистика.

Предсказанная в [8] масса и ширина резонанса позволяет осуществить оценку его существования на современных установках.

### 1.3.5. Обзор экспериментальных данных

Поиски экзотических барионных состояний велись сравнительно давно, однако отсутствие твердых теоретических предсказаний и низкая активность экспериментальных исследований вынуждало коллаборацию PDG (Particle Data Group) дважды в 1976 и в 1988 годах отказываться от обсуждения пентакварков [102, 103]. Современная история экспериментального поиска пентакварка  $\Theta^+$  насчитывает не более десяти лет. Самым важным открытием января 2003 года было названо обнаружение этой экзотической частицы [104, 105].

Впервые резонанс был обнаружен Такаши Накано и сотрудниками коллаборации LEPs в Японии [106], и затем его наличие в период 2003-2005 гг. подтвердили многие экспериментальные группы (см. таблицу 1.4). В каждой из работ наблюдался резонанс в спектре инвариантной массы систем  $pK_S^0$  или  $nK^+$  на небольшой статистике с массой  $\simeq 1530 - 1540$  МэВ и узкой шириной распада  $< 25$  МэВ на уровне достоверности  $4 - 8 \sigma$ , который был интерпретирован как  $\Theta^+$ . Также, следующими экспериментами наблюдались другие экзотические барионные состояния, которые интерпретировались как пентакварковые: NA49 [90] и CDF [107] – в спектре инвариантной массы системы  $\Xi^- \pi^-$  со странностью  $S = -2$  и зарядом  $Q = -2$ ; H1 [108] и ZEUS [109] – антиочарованный пентакварк в спектрах  $D^{*\mp} p^{(-)}$ .

Таблица 1.4. Эксперимент, реакция рождения, масса, ширина и уровень достоверности экзотического барионного резонанса  $\Theta^+$  со странностью  $S = +1$  в экспериментах с положительным результатом поиска пентакварка  $\Theta^+$  в хронологическом порядке.

Эксперимент	Реакция	Масса, МэВ	Ширина, МэВ	Уровень достов.
LEPS [106, 110]	$\gamma n \rightarrow (nK^+)K^-$	$1540 \pm 10(\pm 5)$	$< 25$	$4,6 \sigma$
DIANA [111]	$K^+Xe \rightarrow (pK_S^0)X$	$1539 \pm 2(\pm 3)$	$< 9$	$4,4 \sigma$
CLAS [112, 113]	$\gamma d \rightarrow (nK^+)pK^-$	$1542 \pm 5(\pm 2)$	$< 21$	$5,2 \sigma$
CLAS [114]	$\gamma p \rightarrow (nK^+)\pi^+K^-$	$1540 \pm 10$	$< 32$	$4,8 \sigma$
CLAS [115]	$\gamma p \rightarrow (nK^+)\pi^+K^-$	$1555 \pm 10(\pm 1)$	$< 26$	$7,8 \sigma$
SAPHIR [116]	$\gamma p \rightarrow (nK^+)K_S^0$	$1540 \pm 4 \pm 2$	$< 25$	$4,8 \sigma$
ИТЭФ* [117]	$\nu N \rightarrow (pK_S^0)X$	$1533 \pm 5$	$< 20$	$3,7 - 6,7 \sigma$
HERMES [118]	$\gamma d \rightarrow (pK_S^0)X$	$1528 \pm 2,6 \pm 2,1$	$17 \pm 9 \pm 3$	$4 - 6 \sigma$
SVD [119]	$pA \rightarrow (pK_S^0)X$	$1526 \pm 3 \pm 3$	$< 24$	$5,6 \sigma$
COSY-TOF [120]	$pp \rightarrow (pK_S^0)\Sigma^+$	$1530 \pm 5$	$18 \pm 4$	$3,7 - 5,9 \sigma$
ZEUS [121, 122]	$ep \rightarrow e'(pK_S^0)X$	$1521,5 \pm 1,5_{-1,7}^{+2,8}$	$8 \pm 4$	$4,6 \sigma$
ЛБЭ ОИЯИ [123]	$np \rightarrow (nK^+)pK^-$	$1541 \pm 4$	$8 \pm 4$	$5,2 - 6,8 \sigma$
NOMAD [124]**	$\nu N \rightarrow \ell'(pK_S^0)X$	$1528,7 \pm 2,5$	$2 - 3$	$4,3 \sigma$
SVD2 [125]	$pA \rightarrow (pK_S^0)X$	$1523 \pm 2 \pm 3$	$< 14$	$8,0 \sigma$
KEK-E522 [126]	$\pi^- p \rightarrow K^-(\Theta^+)$	$1530,6_{-1,9}^{+2,2}{}_{-1,3}^{+2,9}$	$9,8_{-3,4}^{+7,1}$	$2,5 - 2,7 \sigma$ $\sigma_\Theta < 3900 \text{ нб}$
ИТЭФ* [127]	$\nu N \rightarrow (pK_S^0)X$	$1537 \pm 2$	$0,36 \pm 0,11$	$4,3 - 7,3 \sigma$
LEPS [128]	$\gamma d \rightarrow \Lambda(1520)(\Theta^+)$	$1530$		$4 - 5 \sigma$

\* – Результаты получены на данных пузырьковых камер BEBC (WA21, WA25, WA59) в CERN, Швейцария, и лаборатории Ферми (E180, E632) в Чикаго, США.

\*\* – Полученный первоначально результат NOMAD [124] основан на частичном наборе экспериментальных данных с недооценкой фона (см. § 3.4.1).

Таблица 1.5. Эксперимент, реакция рождения, верхний предел 90% или 95% CL (от англ. *Confidence Level*) на рождение пентакварка  $\Theta^+$  в экспериментах с отрицательным результатом поиска пентакварка  $\Theta^+$  в хронологическом порядке.

Эксперимент	Реакция	Верхний предел
BES-II [129]	$e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow (pK_S^0)\bar{n}K^-$	$1,1 \times 10^{-5} J/\psi$
	$e^+e^- \rightarrow \psi(2S) \rightarrow (pK_S^0)\bar{n}K^-$	$0,84 \times 10^{-5} \psi$
PHENIX [130]	$Au Au \rightarrow (\bar{n}K^-)X$	—
SPHINX [131]	$pC \rightarrow (pK^0\bar{K}^0)X \rightarrow (pK_S^0K_S^0)X$	$2,0 \times 10^{-2} \Lambda(1520)K^+$
		$1,5 \times 10^{-1} p\phi$
		30 нб
HERA-B [132]	$pA \rightarrow (pK_S^0)X$	$2,7 \times 10^{-2} \Lambda(1520)$
ALEPH [133]	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow (pK_S^0)X$	$2,5 \times 10^{-3} Z$
	включая $B(\Theta^+ \rightarrow pK_S^0)$	$6,2 \times 10^{-4} Z$
CDF [134]	$p\bar{p} \rightarrow (pK_S^0)X$	$2 \times 10^{-2} \Lambda(1520)$
HyperCP [135]	$p Cu \rightarrow (pK_S^0)X$	$3,0 \times 10^{-3} pK_S^0$
Belle [136]	$e^+e^- \rightarrow B\bar{B} \rightarrow (pK_S^0)X$	$2,0 \times 10^{-2} \Lambda(1520)$
BaBar [137, 138]	$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow (pK_S^0)X$	$1,0 \times 10^{-4} \Upsilon$
	$B^0 \rightarrow (pK_S^0)\bar{p}$	$1,0 \times 10^{-7} B^0$
Belle [139]	$e^+e^- \rightarrow \text{вне } \Upsilon(4S) \rightarrow (pK_S^0)X$	$2,5 \times 10^{-2} \Lambda(1520)$
	$nK^+ \rightarrow pK_S^0$	$\Gamma_\Theta < 0,64 \text{ МэВ}$
WA89 [140]	$\Sigma^- A \rightarrow (pK_S^0)X$	$1,8 \text{ нб (99\% CL)}$
CLAS [141, 142]	$\gamma p \rightarrow (pK_S^0/nK^+)K_S^0$	0,7 нб
CLAS [143]	$\gamma d \rightarrow (nK^+)pK^-$	0,3 нб
CLAS [144]	$\gamma d \rightarrow (nK^+)\Lambda$	5 – 25 нб
HERA-H1 [145]	$ep \rightarrow e'(pK_S^0)X$	0,03 – 0,09 нб
FOCUS [146]	$\gamma \text{ BeO} \rightarrow (pK_S^0)X$	$5,7 \times 10^{-2} \Sigma(1385)$
	для $p_{p,K_S^0} > 25 \text{ ГэВ}$	$9,9 \times 10^{-3} \Sigma(1385)$
L3 [147]	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-(pK_S^0)X$	1,8 нб
COSY-ANKE [148]	$pp \rightarrow (pK_S^0)\Lambda\pi^+$	58 нб
COSY-TOF [149]	$pp \rightarrow (pK_S^0)\Sigma^+$	150 нб
NOMAD [18]	$\nu N \rightarrow \ell'(pK_S^0)X$	$2,13 \times 10^{-3} \nu N$
DELPHI [150]	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow (pK_S^0)X$	$5,1 \times 10^{-4} Z$

Однако, позднее множество экспериментов с гораздо большей статистикой и лучшим экспериментальным разрешением опубликовали отрицательный результат поиска пентакварка  $\Theta^+$  (см. таблицу 1.5). Кроме того, из частных обсуждений и докладов на конференциях был сделан вывод, что многие экспериментальные группы не публиковали отрицательные результаты поиска пентакварков. Наиболее интересным примером экспериментальной оценки существования пентакварка  $\Theta^+$  служат результаты коллаборации CLAS – первоначальный положительный результат не подтвердился после увеличения статистики почти на два порядка. А история с активным обсуждением пентакварковых состояний с последующим исключением в 1976 и в 1988 годах из табличных значений коллаборацией PDG [102, 103] повторилась снова через 20 лет: пентакварк  $\Theta^+$  изменил свой статус из “допустимых к существованию” в 2004 г. [151] в “необнаруженный – любопытный эпизод в истории науки” в 2008 г. [152]. На рис. 1.9 приведен “интерес” к пентакварковой тематике, выраженный количеством публикаций как функция времени согласно базе данных Spire [153]. Полное число рассмотренных автором публикаций составило 693.

В этой связи экспериментальный анализ оценки существования пентакварка  $\Theta^+$ , изложенный в главе 3 диссертации, актуален с точки зрения увеличения статистики в нейтринных взаимодействиях и проверки, полученного ранее заявления об обнаружении пентакварка  $\Theta^+$  из анализа данных пузырьковых камер BEBC (WA21, WA25, WA59) в CERN и больших 15-ти дюймовых пузырьковых камер (E180, E632) в лаборатории Ферми [117, 127].



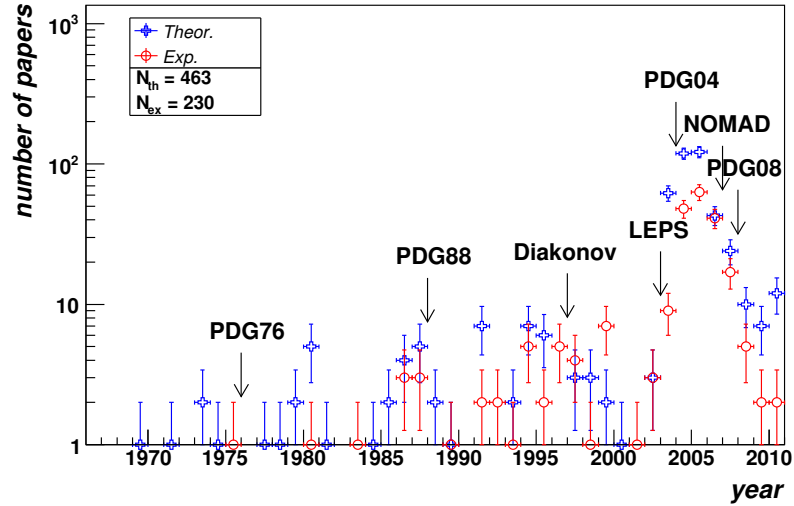


Рис. 1.9. Количество теоретических и экспериментальных статей, посвященных пентакварковым состояниям. На представленном графике отображены интересные автора даты: обзоры по физике элементарных частиц коллаборацией PDG [102, 103, 151, 152], теоретическая статья Дьяконова и др. [8], первое обнаружение пентакварка  $\Theta^+$  в эксперименте LEPS [106] и опубликованный результат эксперимента NOMAD [18], описанный в главе 3 диссертации.

## 1.4. Выводы к первой главе

Тематика исследований диссертации является востребованной и широко обсуждаемой в литературе. Показано, что вклад  $s$ -кварка имеет ненулевой и неожиданно большой вклад в нуклон. Данный факт позволяет наблюдать экспериментально множество явлений при взаимодействиях нуклонов с другими частицами. Глобальный анализ сечений ГНР взаимодействий заряженных лептонов и (анти)нейтрино с нуклонами дает возможность извлечь распределения по импульсам  $s$ - и  $\bar{s}$ -кварков при измерении рождения  $s$ -кварка по димюонной сигнатуре в  $(\bar{\nu}_\mu N)$  ГНР взаимодействиях. Мультиплетная классификация адронов позволяет кваркам связываться не только в обычные состояния частиц, мезоны и барионы, которые хорошо

изучены экспериментально, но и не запрещает образовывать экзотические состояния (глюболы, тетракварки, пентакварки, дибарионы). Модель киральных солитонов позволила по-новому классифицировать пентакварковые состояния, предсказывая экзотический резонанс с достаточно малой шириной распада, который может быть изучен на большом количестве экспериментальных установок. В этой связи предмет диссертации – анализ экспериментальных данных NOMAD, обладающего рекордной статистикой нейтринных взаимодействий с хорошим качеством реконструкции индивидуальных частиц, улучшит знание о рождении с-кварка по димюонной сигнатуре в нейтринных взаимодействиях и позволит с большей, чем в предыдущих экспериментах, чувствительностью оценить существование пентакварка  $\Theta^+$ .

## Глава 2

# Эксперимент NOMAD

### 2.1. Введение

Для исследования свойств рождения странных и очарованных кварков необходимы высокие требования как к формированию нейтринного пучка, так и к нейтринному детектору:

- высокая точность предсказания нейтринного пучка в широком диапазоне энергий;
- идентификация мюонов, электронов и фотонов с высокой эффективностью и чистотой, необходимая для правильного восстановления типа взаимодействия;
- высокая точность измерения импульсов заряженных частиц, а также энергии и, желательно, импульсов нейтральных частиц для восстановления кинематики события;
- хорошее разрешение по различным кинематическим переменным, описывающим сечение взаимодействия и характеризующим процессы рождения пентакваркового состояния  $\Theta^+$ , очарованного кварка (и связанного с ним рождения димюонных пар) и распределения странного кварка внутри нуклона.

С 1995 по 1998 годы в CERN проводился эксперимент NOMAD [10–12] с пучком нейтрино широкого спектра от ускорителя протонов SPS (от англ. Super Proton Synchrotron) [154], состоящим преимущественно из мюонного нейтрино. Эксперимент удовлетворяет всем перечисленным требованиям

к решению представленных задач. В данной главе диссертации детально описываются формирование нейтринного пучка, детектор NOMAD, реконструкция и идентификация частиц в детекторе, моделирование процессов взаимодействия нейтрино с мишенной частью детектора.

## 2.2. Основная идея эксперимента

Детекторы NOMAD и CHORUS [155] были спроектированы для экспериментального поиска появления тау-нейтрино в пучке мюонного нейтрино. Осцилляционный поиск  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  в экспериментах NOMAD и CHORUS чувствителен к области исследуемых параметров  $\Delta m^2 \sim 10 - 100$  (эВ)<sup>2</sup>,  $\sin^2 \theta \geq 10^{-4}$  при больших  $\Delta m^2$ , рассматриваемых в начале в 90-х годов XX века как наиболее вероятные из космологических оценок для нейтринного вклада в “горячую” темную материю. Осцилляционный поиск в эксперименте NOMAD использует кинематические критерии, требуя таким образом, высокое качество восстановления (анти)нейтринных взаимодействий и кинематики события.

Детектор NOMAD был сконструирован для измерения и идентификации частиц, как заряженных, так и нейтральных, рождающихся в нейтринных взаимодействиях внутри установки. Активная часть детектора представляет собой набор дрейфовых камер [156] с суммарной эффективной массой 2,7 тонны и низкой средней плотностью 98,6 кг/м<sup>3</sup>. Детектор находится внутри магнита, обеспечивающего напряженность магнитного поля 0,4 Т, которая служит для определения импульсов заряженных частиц по кривизне их траекторий, имеющих минимальные искажения, возникающие из-за многократного рассеяния. За набором дрейфовых камер расположен детектор переходного излучения для идентификации электронов, электромагнитный и адронный калориметры и система мюонных камер. В перед-

ней части детектора размещались передний калориметр и система вето для подавления фона от различных источников нейтрино вне детектора.

Предложенный метод проведения эксперимента является дополнительным по отношению к методике использования ядерных эмульсий для обнаружения  $\tau^-$  распадов, выбранной коллаборацией CHORUS.

Детектор NOMAD удовлетворяет следующим требованиям, необходимым для поиска распадов  $\tau^-$ -лептона:

- герметичность (необходимо для качественного измерения кинематики события);
- обеспечивает высокую точность восстановления импульсов заряженных частиц ( $\sim 96,5\%$ );
- идентифицирует мюоны, электроны и фотоны с высокими эффективностью и чистотой.

Для решения задач физики очарованного кварка также производился набор данных в переднем калориметре, второй мишени детектора NOMAD, с общей массой 17,7 тонн (железо) и глубиной, эквивалентной 5 длинам ядерного взаимодействия, отвечающему следующим требованиям:

- высокая плотность мишени, обеспечивающая большое количество взаимодействий нейтрино;
- поглощение всех адронов, за исключением мюонов, и реконструкция их суммарной энергии.

За четыре года набора данных в эксперименте NOMAD было зарегистрировано около 2,5 миллионов  $\nu_\mu$  взаимодействий по каналу заряженного тока в дрейфовых камерах и порядка 20 миллионов - в переднем калориметре.

## 2.3. Пучок нейтрино

Детектор NOMAD находится в западной зоне CERN (WANF) и подвергается воздействию пучка нейтрино широкого спектра от ускорителя SPS. Этот пучок был специально оптимизирован для экспериментов NOMAD и CHORUS. Схематический вид основных элементов, служащих для создания нейтринного пучка, приведен на рис. 2.1.

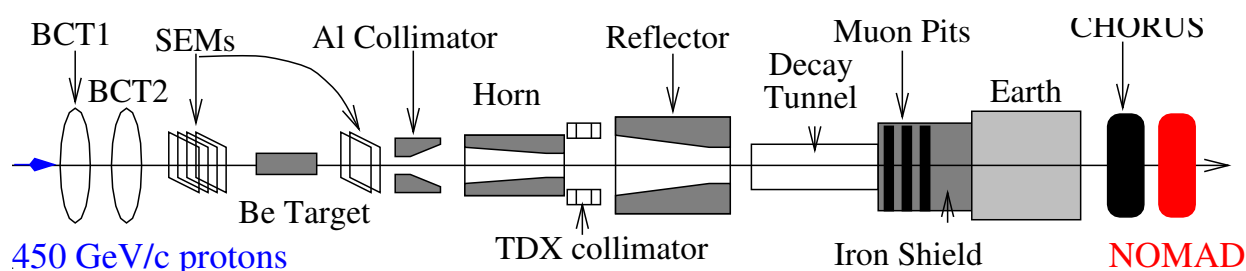


Рис. 2.1. Схематический вид основных элементов системы формирования нейтринного пучка для экспериментов NOMAD и CHORUS.

Нейтрино образуются в распадах вторичных  $\pi$ - и  $K$ -мезонов, возникающих при взаимодействиях протонов с энергией 450 ГэВ с бериллиевой мишенью. Вторичные пионы и каоны фокусируются парой коаксиальных магнитных линз в вакуумный распадный канал длиной 290 м. Также рождающиеся в этих взаимодействиях мюоны и антроны, которые являются фоновыми при регистрации нейтрино, поглощаются железной и земляной защитой.

Детектор NOMAD (CHORUS) расположен на расстоянии 835 м (823 м) от мишени. Среднее расстояние от точки распада адронов до установки NOMAD - 620 м.

Цикл ускорителя SPS повторяется каждые 14,4 с. Протоны извлекаются из ускорителя за два 4 мс сброса, разделенных промежутком 2,6 с. После оптимизации пучка была достигнута рекордная интенсивность: до

$1,5 \times 10^{13}$  протонов в каждом из сбросов.

На рис. 2.2 показан расчетный энергетический спектр и состав нейтринного пучка, полученный с помощью детального GEANT моделирования распадного канала. Потоки нейтрино даются в расчете на  $10^9$  протонов на мишень (от англ. protons on target – pot).

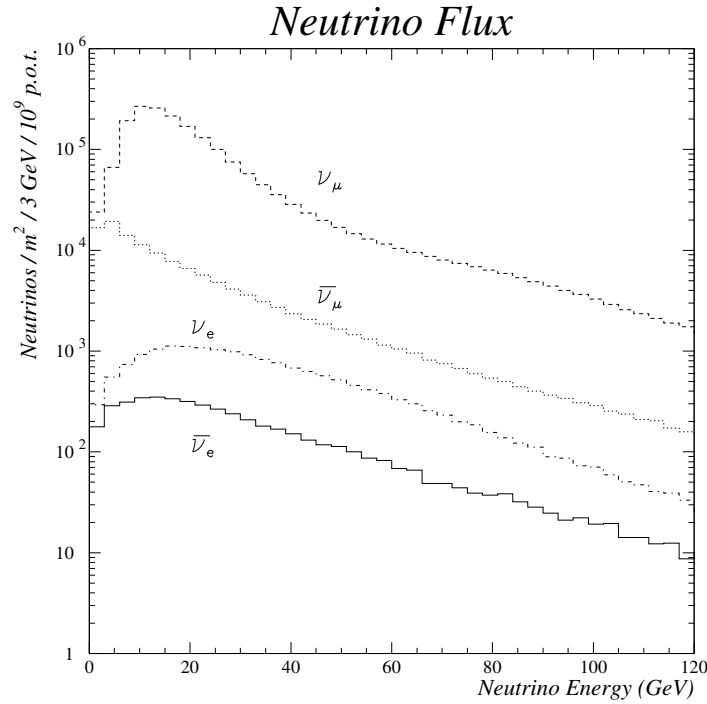


Рис. 2.2. Расчетный энергетический спектр и состав нейтринного пучка.

Параметры различных компонентов нейтринного пучка приведены в таб. 2.1. Основные неоднозначности при моделировании возникают из-за неточного знания выходов  $\pi$ - и  $K$ -мезонов при адронных взаимодействиях в бериллиевой мишени, которые были улучшены измерениями коллаборации SPY [157], что позволило уточнить состав нейтринного пучка.

Таблица 2.1. Средняя энергия  $\langle E_\nu \rangle$ , относительный состав нейтринного пучка  $n_\nu$  [11] и ожидаемое число взаимодействий заряженного тока  $N_{CC}^{exp}$  в эффективном объеме системы дрейфовых камер NOMAD (для  $2,4 \times 10^{19}$  pot).

	$\langle E_\nu \rangle$ , ГэВ	$n_\nu$	$N_{CC}^{exp}$
$\nu_\mu$	24,3	1,0000	$1,15 \times 10^6$
$\bar{\nu}_\mu$	17,2	0,0678	$0,39 \times 10^5$
$\nu_e$	36,4	0,0102	$0,17 \times 10^5$
$\bar{\nu}_e$	27,6	0,0027	$0,22 \times 10^4$

## 2.4. Детектор NOMAD

Ниже будут приведены система координат детектора и основные характеристики различных частей установки NOMAD. В их описании мы будем следовать направлению нейтринного пучка.

### 2.4.1. Система координат детектора

Детектор NOMAD показан схематически на рис. 2.3 и рис. 2.4. Он состоит из набора поддетекторов, которые располагаются внутри магнита объемом  $7,5 \times 3,5 \times 3,5$  м<sup>3</sup>. Магнитное поле напряженностью 0,4 Т направлено горизонтально и перпендикулярно направлению нейтринного пучка. Система координат детектора определена следующим образом (см. рис. 2.3): ось  $X$  направлена вглубь рисунка и совпадает с направлением магнитного поля, ось  $Y$  направлена вверх, а ось  $Z$  горизонтальна и дополняет систему координат до правой, приблизительно совпадая с направлением нейтринного пучка. Надо отметить, что пучок нейтрино составляет угол 42,5278 мрад (или  $2^\circ 26' 12''$ ) с осью  $Z$  в  $YZ$  плоскости. Для анализа используется система координат, в которой ось  $Z$  совпадает с направлением нейтринного пучка.



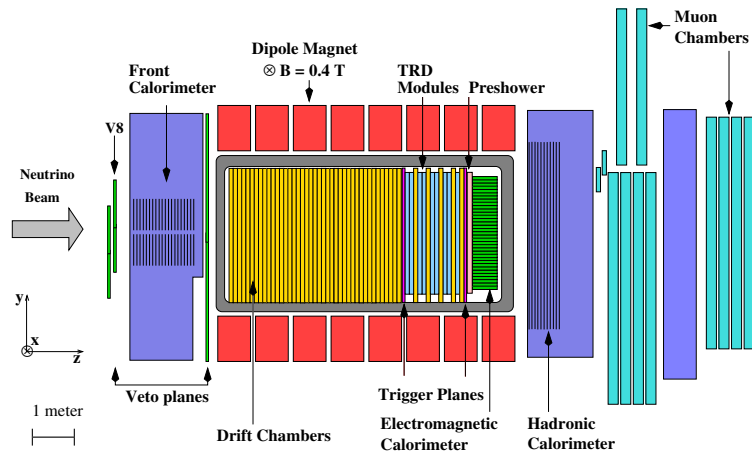


Рис. 2.3. Детектор *NOMAD* (вид сбоку)

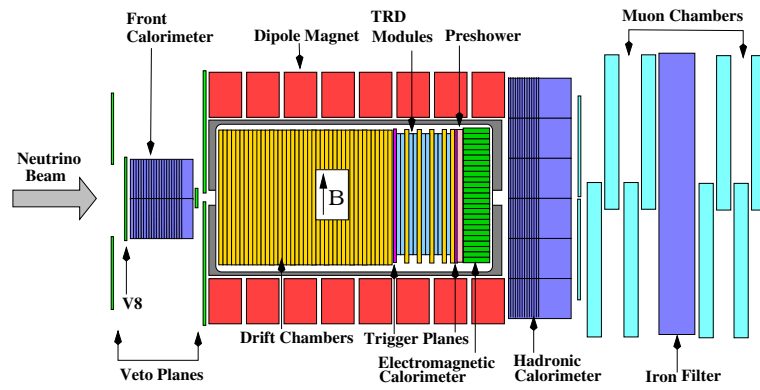


Рис. 2.4. Детектор *NOMAD* (вид сверху)

### 2.4.2. Система вето

Система вето (от англ. veto – V) состоит из набора сцинтилляционных счетчиков, покрывающих область  $5 \times 5 \text{ м}^2$  перед детектором *NOMAD*. Они размещаются таким образом, чтобы оптимально отбросить события с заряженными частицами, рождающимися в нейтринных взаимодействиях перед детектором, в железной поддержке детектора и от космических лучей, пересекающих установку под большим углом как в направлении пучка нейтрино, так и в противоположном. Небольшая доля взаимодействий в центральной области железной поддержки не может быть исключена,

так как стальная структура поддержки, в которой установлены основные элементы детектора, проходит через пространство, в котором сцинтилляторы могли бы быть установлены идеальным образом. Аналогично, взаимодействия в передней части обмотки магнита не отбрасываются, но могут быть отделены от полезных взаимодействий в эффективном объеме детектора после реконструкции вершины события. Эффективность системы вето непрерывно проверялась и была найдена постоянной на уровне 96-97% [10].

### 2.4.3. Передний калориметр

Детектор NOMAD подвешен на двух железных колоннах, расположенных по обе стороны магнита. Передняя колонна была заполнена сцинтилляторами для обеспечения детектора дополнительной тяжелой мишенью нейтринных взаимодействий. Данная конструкция, называемая передним калориментром (англ. Forward Calorimeter – FCAL), предназначена для решения задач многомюонной физики, рождения  $c$ -кварка и поиска нейтральных тяжелых объектов, рождающихся во взаимодействиях нейтрино.

FCAL состоит из 23 железных слоев толщиной 4,9 см, разделенных промежутками 1,8 см. Двадцать из 22 промежутков заполнены длинными сцинтилляторами, сигналы работы которых считываются с обоих концов трёхдюймовыми фотоумножителями. Размеры сцинтилляторов составляют  $175 \times 190 \times 0,6$  см<sup>3</sup>. Для достижения оптимального светосбора и сохранения разумного количества электронных каналов пять сцинтилляторов вдоль оси пучка соединяются вместе, образуя единый модуль. Десять таких модулей установлены друг над другом и образуют стек. Вдоль оси пучка расположены четыре таких стека. Поперечное сечение FCAL, пересекаемое пучком нейтрино, составляет  $175 \times 190$  см<sup>2</sup>, общая масса 17,7 тонн и глубина, эквивалентная пяти длинам ядерного взаимодействия (см. рис. 2.5).

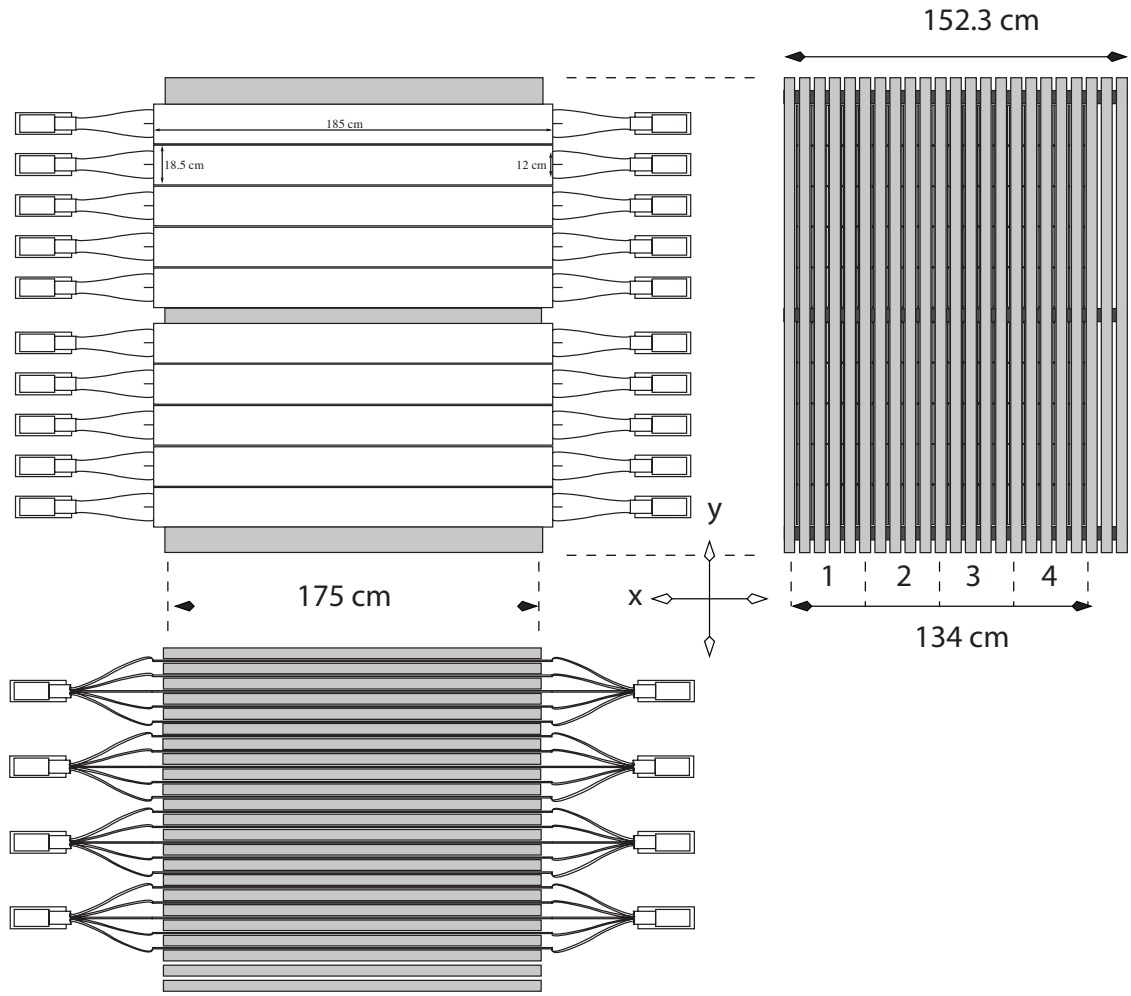


Рис. 2.5. Проекции переднего калориметра: вид в проекции  $XY$ , перпендикулярной оси нейтринного пучка (вверху слева); вид сбоку (вверху справа); вид сверху (внизу).

Для нейтринных взаимодействий в первом стеке FSCAL эквивалентная энергия для частицы с минимальной ионизацией (МИЧ) составляет 430 МэВ. Точность восстановления энергии в переднем калориметре оценена равным  $\Delta E/E = 104\%/\sqrt{E}$ , где  $E$  измеряется в ГэВ [158].

#### 2.4.4. Дрейфовые камеры

Дрейфовые камеры (англ. Drift Chambers - DC), которые являются одновременно мишенью для нейтринных взаимодействий и трековым детектором, представляют собой основную часть детектора NOMAD. Они

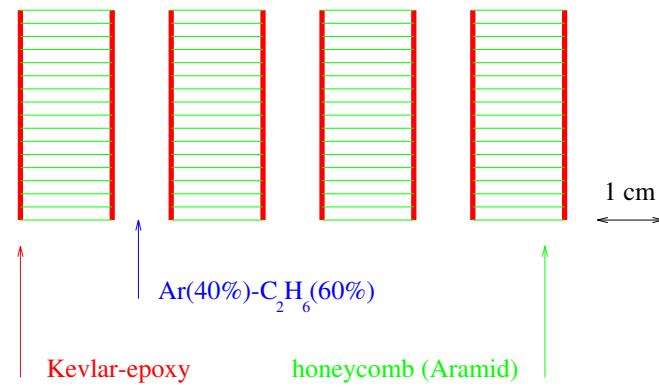
были сконструированы с учетом противоречивых требований: стенки камер должны быть как можно тяжелее для обеспечения необходимого количества нейтринных взаимодействий и в тоже время как можно легче для того, чтобы минимизировать эффекты многократного рассеяния, вторичных взаимодействий адронов, фотонных конверсий и тормозного излучения электронов. Для того, чтобы средняя радиационная длина установки была минимальна, камеры сделаны из вещества с низкой плотностью и малым атомным номером. В итоге, между двумя измерительными плоскостями дрейфовых камер содержится количество вещества, обеспечивающее менее чем, 1% радиационной длины взаимодействия.

Каждая камера (см. рис. 2.6) состоит из четырех панелей, разделенных промежутками, заполненными газовой смесью аргон - этан (40% – 60%) при атмосферном давлении. Поскольку панели не являются абсолютно газонепроницаемыми, газовая смесь постоянно циркулирует в замкнутом контуре, содержащем систему очистки, которая служит для удаления примесей кислорода и водяных паров.

Чтобы определять координаты трека ( $X$  и  $Y$ ), три дрейфовых промежутка оборудованы сигнальными проволочками, составляющими углы +5, 0 и -5 градусов по отношению к направлению магнитного поля (разрешение по координатам, в зависимости от угла полета частицы, составляет от 150 до 650 микрон).

Поперечные размеры камер приблизительно  $3 \times 3 \text{ м}^2$  и они полностью заполняют полезное пространство внутри магнита. Суммарное число камер в полном детекторе составляет 49, что соответствует 147 плоскостям. Камеры, находящиеся внутри мишенной части установки, объединяются в 11 модулей (из четырех камер каждый). Пять дополнительных камер установлены индивидуально в области детектора переходного излучения (англ. Transition Radiation Detector – TRD) и обеспечивают прослежива-

Cut of a drift chamber by a plane orthogonal to the wires



Close-up of a drift cell

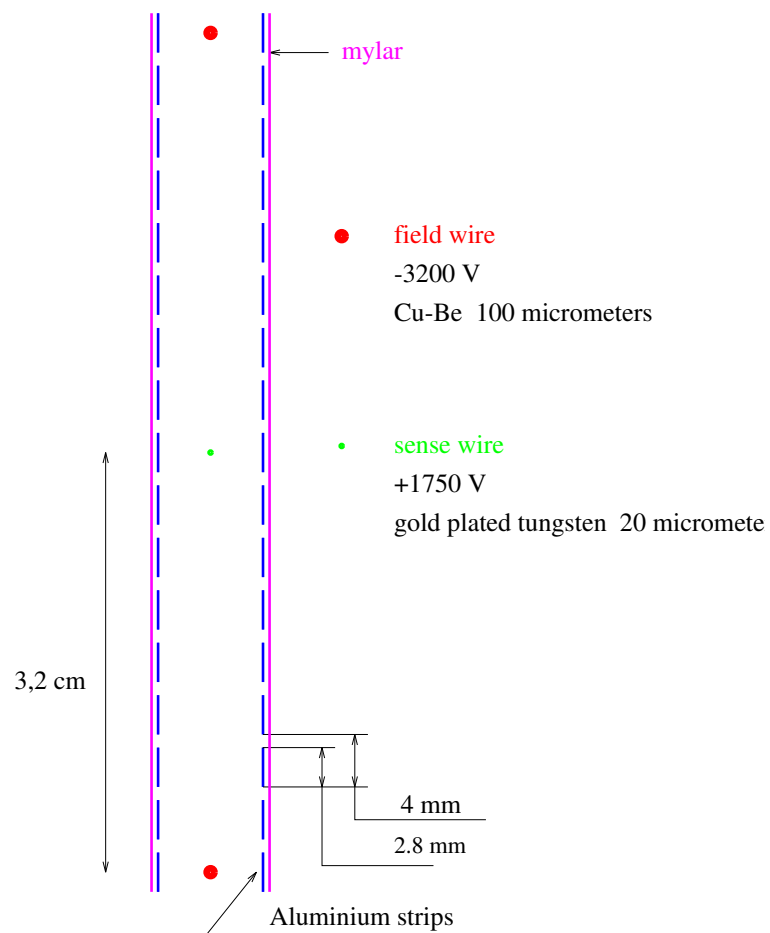


Рис. 2.6. Общий вид дрейфовых камер установки NOMAD.

ние треков через плоскости TRD до электромагнитного калориметра (англ. Electromagnetic Calorimeter – ECAL).

Количество вещества в каждой камере соответствует 0,02 радиационной длины взаимодействия. Эффективная масса системы дрейфовых камер в поперечной области  $2,6 \times 2,6 \text{ м}^2$  составляет 2,7 т. Как было показано в [10], мишенная часть установки NOMAD близка к изоскалярной ( $N_p : N_n \approx 52,4\% : 47,6\%$ ).

Специальная процедура юстировки (англ. alignment) [10, 159] была разработана для измерения положения и формы проволочек, соотношения время-расстояние и других актуальных величин с помощью мюонов, пересекающих детектор NOMAD.

В системе дрейфовых камер положение трека определяется с помощью измеренного времени дрейфа электронов и геометрического положения проволочек. Процедура юстировки состоит в определении всех величин, которые используются при этих вычислениях:

- геометрическое положение проволочек и их форма;
- соотношение время-расстояние и его зависимость от угла, под которым трек пересекает дрейфовый промежуток;
- систематические эффекты, влияющие на измерение времени дрейфа посредством TDC.

Глобальная процедура юстировки использует восстановленное отклонение или невязку (англ. residual), то есть расстояние между отсчетом и восстановленным треком с учетом его знака и пытается минимизировать любое систематическое смещение [160]. Затем вводится поправка на все важные параметры и процесс реконструкции повторяется. Эта итерационная процедура повторяется несколько (в среднем 15) раз до тех пор, пока результаты

не стабилизируются. Процесс реконструкции треков в дрейфовых камерах управляется большим количеством параметров, среди которых два оказывают непосредственное влияние на невязку треков: ширина дорожки для сбора отсчетов при построении треков и допустимое приращение  $\chi^2$  при добавлении отсчета в процессе экстраполяции трека. Эти параметры могут принимать различные значения на разных этапах итерационной процедуры. Распределение отклонений, полученное после тщательной процедуры юстировки по определению геометрического положения проволочек и соотношения время-расстояние, приведено на рис. 2.7. Ширина этого распределения  $\sim 150$  мкм подтверждает хорошее пространственное разрешение системы дрейфовых камер установки NOMAD. Зависимость разрешения камер от дрейфового расстояния и угла показана на рис. 2.8. Точность восстановления импульса в дрейфовых камерах является функцией импульса и длины трека. Для заряженных адронов и мюонов, пересекающих де-

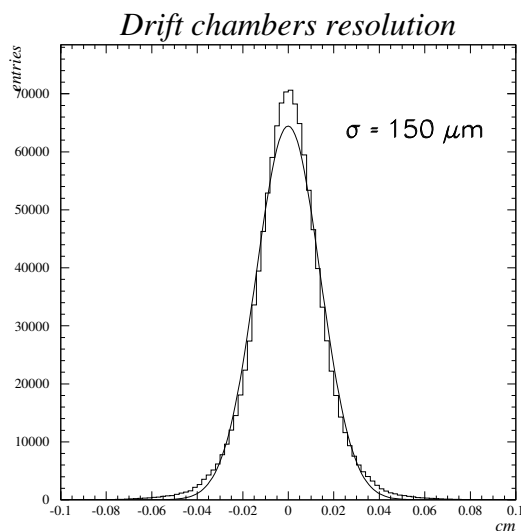


Рис. 2.7. Расстояние между отсчетом и положением трека после реконструкции в дрейфовых камерах (разрешение на реконструкцию трека).

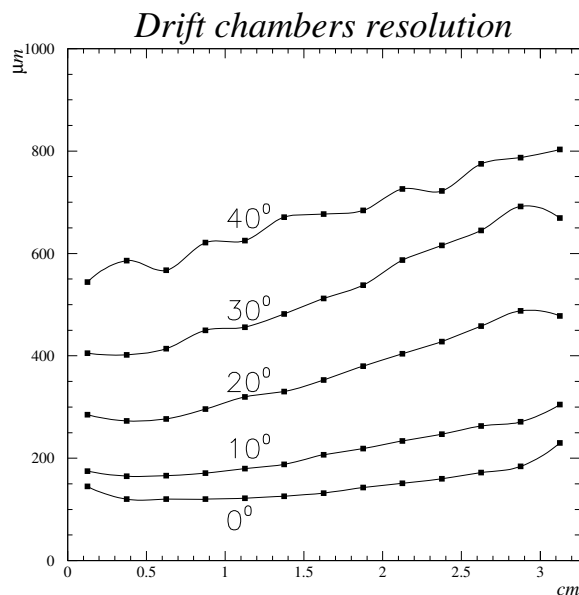


Рис. 2.8. Зависимость разрешения дрейфовых камер от дрейфового расстояния и угла.

тектор перпендикулярно плоскости камер, разрешение по импульсу может быть параметризовано:

$$\frac{\sigma_p}{p} \approx \frac{0,05}{\sqrt{L}} \oplus \frac{0,008 \times p}{\sqrt{L^5}}, \quad (2.1)$$

где  $p$  - импульс трека в ГэВ и  $L$  - его длина в м. Первый член является вкладом от многократного рассеяния, тогда как второй определяется пространственным разрешением камер. Для трека с импульсом 10 ГэВ вклад от многократного рассеяния является доминирующим, если длина трека превышает 1,3 м.

#### 2.4.5. Триггерные плоскости

Две триггерные плоскости установлены в детекторе NOMAD для отбора нейтринных взаимодействий в эффективном объеме установки. Первая плоскость ( $T_1$ ) следует за активной мишенью, а вторая ( $T_2$ ) расположена сразу за областью TRD. Обе плоскости перекрывают область  $280 \times 286 \text{ см}^2$  и состоят из 32 сцинтилляционных счетчиков, просматриваемых фотоумножителями (с временным разрешением 1 нс), которые ориентированы параллельно магнитному полю. Магнитное поле напряженностью 0,4 Т уменьшает отклик этих фотоумножителей только на 30%. Для отбора “полезных” взаимодействий, требуется совпадение сигналов с обеих плоскостей. Средняя эффективность триггерных счетчиков определена с использованием экспериментальных данных и соответствует  $97,5 \pm 0,1\%$ .

#### 2.4.6. Детектор переходного излучения

Детектор переходного излучения TRD разрабатывался для отделения электронов от адронов с уровнем подавления фона лучше  $10^3$  при 90% эффективности идентификации электронов. Детектор установлен сразу после первой триггерной плоскости и состоит из 9 индивидуальных модулей.



Каждый из них включает радиатор, сопровождающийся детектирующей плоскостью. Первые 8 TRD модулей спарены в 4 дублета.

Чтобы обеспечить точную экстраполяцию треков из мишенных дрейфовых камер в калориметр, пять дополнительных дрейфовых камер помещаются в области TRD: одна после каждого TRD дублета и одна после последнего модуля TRD (см. рис. 2.3, 2.4 и 2.9).

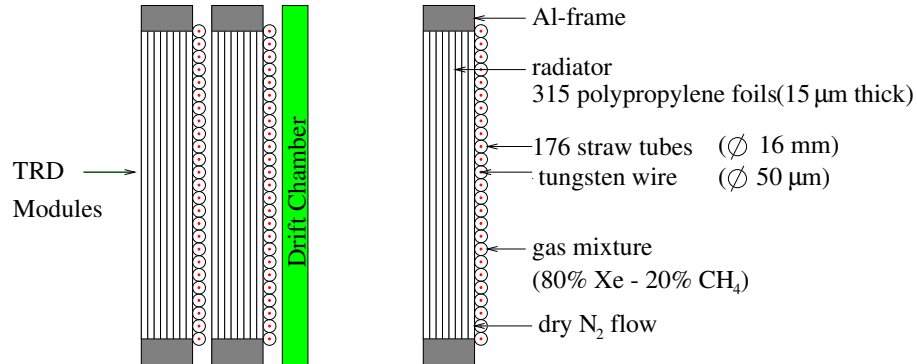


Рис. 2.9. Схематический вид сверху на модуль детектора переходного излучения.

Калибровка TRD непрерывно осуществляется с помощью радиоактивного источника  $^{55}\text{Fe}$  ( $E_\gamma=5,89$  кэВ), нанесенного горизонтально в середине каждой детектирующей плоскости. Система самостоятельного триггера используется для записи  $^{55}\text{Fe}$  сигналов в каждой трубке между нейтринными сбросами. Отклик на исходные сигналы от источника  $^{55}\text{Fe}$  отражает все изменения в рабочих условиях (высокое напряжение, температура, давление, состав газовой смеси, и т.п.), обеспечивая, таким образом, эффективную проверку и калибровку TRD.

Идентификация электронов в TRD основана на различии в энергосделении в трубках для частиц с разными Лоренц-факторами  $\gamma = E/m$  (см. рис. 2.10). Заряженные частицы с  $\gamma < 500$  выделяют энергию в газовой смеси ксенон – метан преимущественно за счет ионизационных потерь, тогда как релятивистские заряженные частицы ( $\gamma > 500$ , главным образом, электроны в установке NOMAD) испускают также переходное излучение

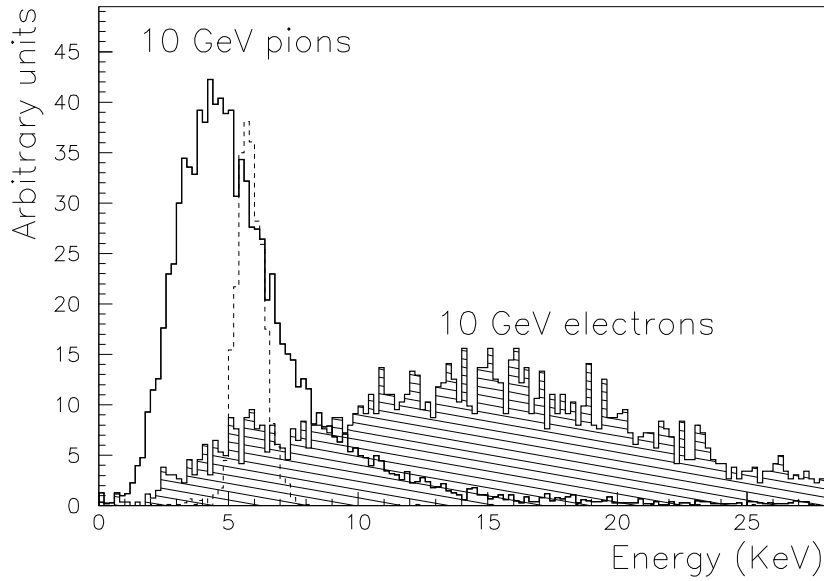


Рис. 2.10. Отклик трубки TRD на 10 ГэВ-ный пион и электрон, измеренный на тестовом пучке. Пунктирная линия соответствует сигналу от источника  $^{55}\text{Fe}$  (5,89 кэВ).

на границах раздела между слоями фольги в радиаторе. В результате, при пересечении радиатора электроном образуются несколько фотонов в кэВ-ной области энергий ( $\langle N_\gamma \rangle \sim 3$  с  $\langle E_\gamma \rangle \sim 14$  кэВ для электрона 10 ГэВ).

Около 60% всех фотонов, испущенных в радиаторе, поглощаются в детектирующих плоскостях из-за большого сечения поглощения в Хе для фотонов в области нескольких кэВ. Энергия переходного рентгеновского излучения добавляется к энерговыделению от ионизационных потерь родительской частицы в той же трубке, поскольку угловое распределение вылетающих фотонов практически совпадает с начальным направлением движения частицы (средний угол вылета порядка  $1/\gamma$ ).

#### 2.4.7. Детектор ливней

Детектор ливней (англ. PreShower - PRS), который расположен перед электромагнитным калориметром, состоит из двух плоскостей пропорци-

ональных трубок и используется для определения координат фотонов в электромагнитном калориметре и содействует идентификации электронов. Его структура помогает расшифровать сигналы в блоках электромагнитного калориметра, вызванных смежными частицами. После реконструкции кластеров, соответствующих заряженным трекам, остальное энергосодержание может быть приписано фотонам<sup>1</sup>.

#### 2.4.8. Электромагнитный калориметр

Цели физических исследований на установке NOMAD требуют хорошей идентификации электронов, а также очень точного определения недостающего поперечного импульса в событии. Идентификация электронов выполнена, главным образом, детектором переходного излучения. Для определения энергии электронов и нейтральной компоненты поперечного импульса в событии использовался электромагнитный калориметр с большими поперечными размерами и с хорошим энергетическим разрешением. Кроме того, электромагнитный калориметр ECAL, используемый вместе с детектором ливней, должен улучшить (по крайней мере на два порядка) чистоту отбора электронов, предусмотренную TRD.

Линейность отклика калориметра на пролет электрона была проверена с использованием тестового пучка в области энергий 1,5 – 80 ГэВ. Отклонение от линейности составляет менее 1,5% и может легко корректироваться логарифмическим алгоритмом. После вычитания электронного шума из экспериментальных данных, оценено энергетическое разрешение двухпараметрической аппроксимацией  $\Delta E/E = a + b/\sqrt{E}$ , где  $E$  измеряется в ГэВ, со значениями  $a = 1,04 \pm 0,01\%$  и  $b = 3,22 \pm 0,07\%$ .

Калибровка и отклик калориметра на фотоны низкой энергии был про-

---

<sup>1</sup>  $\sim 70\%$  фотонов конвертируют в PRS.

верен измерением эффективной массы  $\pi^0$  как в условиях тестового пучка, так и в экспериментальных условиях. Получены следующие результаты на тестовом пучке:  $m_\pi = 133,7 \pm 1.2$  МэВ и  $\sigma_m = 16$  МэВ.

Отклик калориметра на мюоны соответствует среднему энерговыделению  $0,566 \pm 0,003$  ГэВ. Он был найден стабильным в пределах  $\pm 1\%$  на протяжении всего периода набора данных, что обеспечивает хорошую проверку устойчивости работы калориметра. Рис. 2.11 демонстрирует типичное энерговыделение, соответствующее мюонам, пересекающим ECAL.

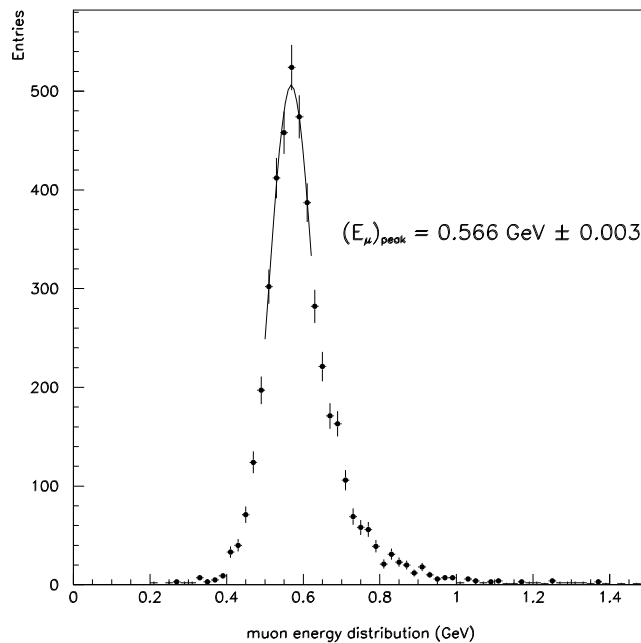


Рис. 2.11. Энерговыделение в электромагнитном калориметре, вызванное мюонами, пересекающими детектор во время набора данных. Сигналы поправлены с учетом зависимости энерговыделения от угла мюона по отношению к плоскости калориметра.

#### 2.4.9. Адронный калориметр

Адронный калориметр (англ. Hadron Calorimeter - HCAL) используется для уточнения измерений недостающего поперечного импульса путем

распознавания нейтральных адронов и измерения их энергии и направления. Он служит также для измерения энергии заряженных частиц в дополнение к измерениям импульса в дрейфовых камерах.

Как и передний калориметр, HCAL представляет собой калориметр из железа и сцинтилляторов с поперечными размерами 3,6 м в ширину и 3,5 м в высоту. Адронный калориметр располагается в дальней колонне по направлению пучка. Опоры состоят из 23 железных участков. Шесть из этих модулей формируют стенку размерами 5,4 м шириной, 5,8 м высотой и 1,5 м глубиной, которая выступает в качестве фильтра для больших мюонных камер и как поддержка для “корзины”, в которой размещается большая часть поддетекторов NOMAD. Она обеспечивает также поглотитель для адронного калориметра.

Схематический вид HCAL приведен на рис. 2.12. Активными элементами калориметра являются сцинтилляционные плоскости, свет с которых направляется на фотоумножитель, расположенный на конце каждого модуля.

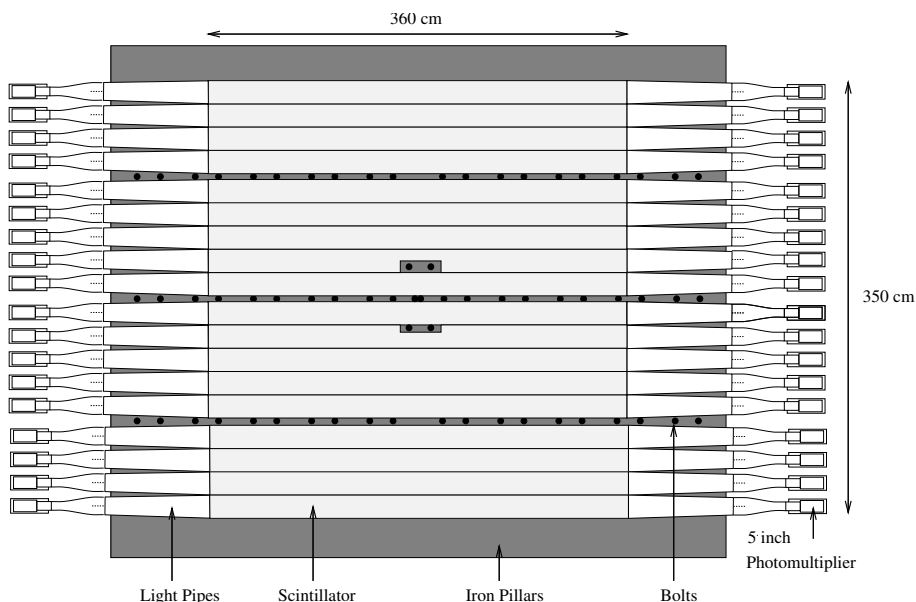


Рис. 2.12. Вид в плоскости XY на адронный калориметр.

Сигналы с каждого фотоэлемента используются для измерения энергии и координаты, а также для определения временных характеристик события. Энерговывделение в данном модуле получается из геометрического усреднения сигналов с двух фотоэлементов, а горизонтальная координата энерговывделения определяется длиной затухания в сцинтилляторе и отношением сигналов с фотоэлементов. Рис. 2.13 демонстрирует разницу между предсказанной координатой и результатом измерения в адронном калориметре для мюонов, проходящих через отдельный модуль; типичное координатное разрешение составляет  $\sim 20$  см. Вертикальная координата определяется по форме энерговывделения и его распределению между модулями. Существует большая вероятность, что адроны преобразуются в адронный ливень приблизительно в  $2,1 \lambda_{int}$  вещества до адронного калориметра.

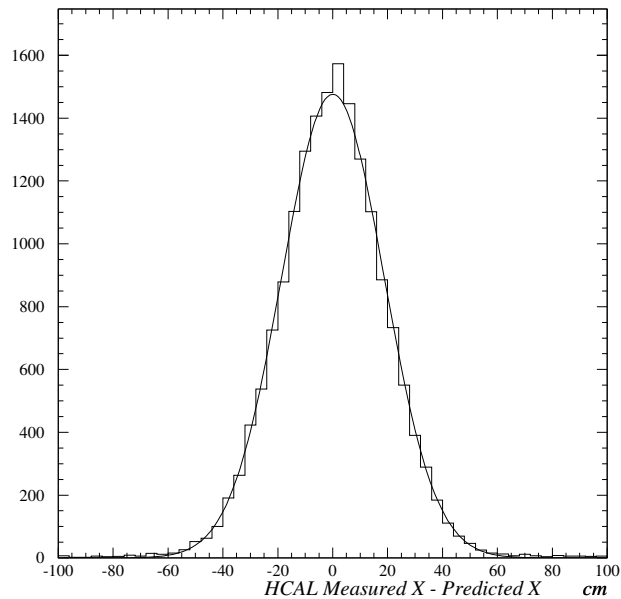


Рис. 2.13. Координатное разрешение для мюонов, проходящих через отдельный модуль адронного калориметра.

Таким образом, общая адронная энергия является взвешенной суммой энерговывделений в адронном и электромагнитном калориметрах.

#### 2.4.10. Мюонные камеры

Мюонный детектор установки NOMAD состоит из 10 дрейфовых камер, использованных ранее в эксперименте UA1 [161, 162]. Каждая камера имеет активную область  $3,75 \times 5,55 \text{ м}^2$  с двумя плоскостями дрейфовых трубок в горизонтальном и двумя в вертикальных направлениях. Камеры комбинируются в пары (модули) для реконструкции сегментов трека. Первая мюонная станция состоит из трех модулей и расположена за адронным калориметром. За ней следует железный поглотитель толщиной 80 см и вторая мюонная станция из двух модулей (см. рис. 2.3 и 2.4).

Камеры обслуживаются газовой смесью аргон : этан = 40% : 60%. Качество их работы непрерывно мониторируется с помощью высокоэнергетичных мюонов, проходящих через детектор. Среднее пространственное разрешение для отсчетов лежит в области от 350 до 600 мкм в зависимости от качества газовой смеси (рис. 2.14). Средняя эффективность камер составляет 92,5%, а основным источником неэффективности 6,5% является наличие мертвых зон между дрейфовыми трубками [10].

Сегменты треков восстанавливаются отдельно в каждой из станций (3 или 4 отсчета на проекцию), см. рис. 2.15. Измеренная эффективность реконструкции сегментов трека равна 97%. Мюоны идентифицируются, если они проходят более 8 длин взаимодействия вещества поглотителя ( $\lambda_{int}$ ) и достигают мюонной станции 1 или 13  $\lambda_{int}$  для мюонной станции 2. Порог на импульс для достижения мюонных камер (с вероятностью 50%) составляет 2,3 ГэВ для станции 1 и 3,7 ГэВ для станции 2.

Учитывая геометрию эксперимента, вероятность попадания мюона в любую из двух станций составляет  $\sim 98\%$ . Это число относится к мюонам, рождающимся в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока, с учетом усреднения по координате первичной вершины в мишенной

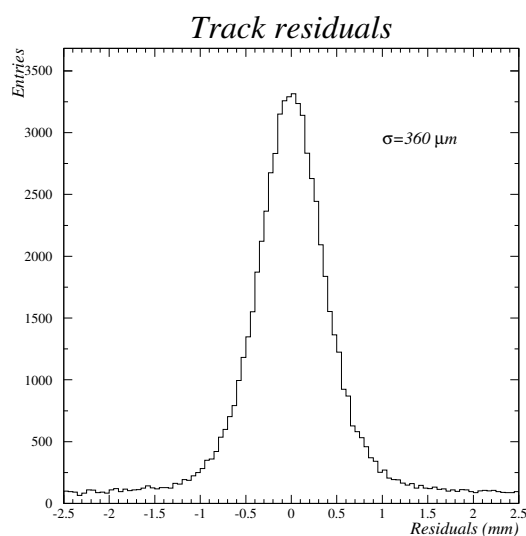


Рис. 2.14. Разрешение для сегментов в мюонных камерах, содержащих 4 отсчета, при хорошем качестве газовой смеси.

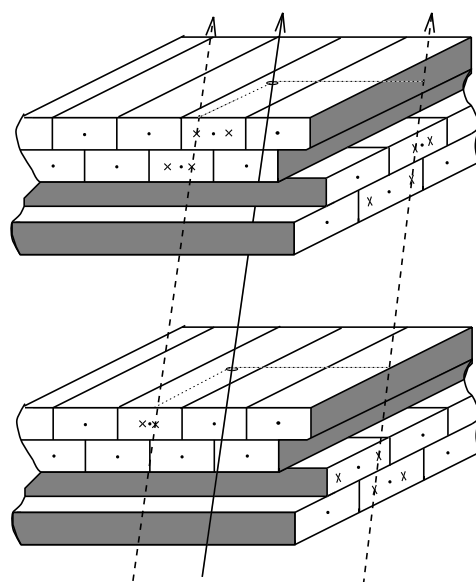


Рис. 2.15. Разрез модуля мюонных камер показывает геометрию дрейфовых трубок и характерное расположение отсчетов при прохождении мюона (основная линия) и реконструированные сегменты в проекциях (пунктирные линии).

части детектора NOMAD, и не включает те мюоны, которые останавливаются в веществе поглотителя.

## 2.5. Триггеры и набор данных

Отбор событий эксперимента требует согласованного взаимодействия различных частей детектора. Для этой цели была разработана система триггеров, контролируемая модулем MONTRINO (MODular TRigger for NOmad) [163], основанным на стандарте VME. Модуль предназначен для решения следующих задач:

- генерация временных сигналов для синхронизации набора данных со временем работы SPS;



- обработка до восьми входящих сигналов и способность создания любых комбинаций из них (триггеров);
- распределение обработки триггеров на подпроцессы VME;
- синхронизация записи информации триггеров с началом каждого цикла SPS;
- определение времени работы каждого триггера;
- учет "мертвого" времени каждого триггера.

Индивидуальные отклики сигналов всех компонент триггерной системы представлены в таб. 2.2.

Таблица 2.2. *Индивидуальные отклики сигналов для формирования триггеров NOMAD*

Сигнал	Назначение
$T_1$	Первая триггерная плоскость
$T_2$	Вторая триггерная плоскость
$V_8$	Плоскость вето, закрепленная на переднем калориметре
$FCAL$	Сигнал в переднем калориметре
$FCAL'$	Сигнал в переднем калориметре с низким порогом
$ECAL$	Сигнал в электромагнитном калориметре
$V$	Система вето

Для анализа нейтринных взаимодействий в детекторе NOMAD были использованы следующие триггеры:

- $\bar{V} \times T_1 \times T_2$ . Этот триггер позволяет проводить анализ нейтринных взаимодействий в дрейфовых камерах мишенной части установки. По

крайней мере по одному отсчету должно быть в триггерных плоскостях  $T_1$  и  $T_2$ . Для того, чтобы отбросить события с мюонами, пересекающими всю длину детектора, требуется отсутствие отсчета в счетчиках вето. Частота срабатывания для этого триггера  $\sim 5,5/10^{13}$  pot. Среди них около 0,5 события - потенциально интересные кандидаты на нейтринные взаимодействия в дрейфовых камерах. Остальные срабатывания состоят из “космических” событий (около 1), мюонов, избегающих систему вето (1,5) и нейтринных взаимодействий в веществе магнита (2,5).

- $\overline{V}_8 \times FCAL$ . Нейтринные взаимодействия в переднем калориметре с энерговыведением больше 3 МИЧ вызывают срабатывание этого триггера. События с мюонами, пересекающими FCAL, отбрасываются подмножеством системы вето  $V_8$ . Около 6,5 нейтринных взаимодействий происходит в FCAL на  $10^{13}$  pot.
- $\overline{V}_8 \times T_1 \times T_2 \times FCAL'$ . Этот триггер используется для изучения квазиупругих событий в переднем калориметре. Такие события позволяют проводить измерения потока нейтрино как функцию его реконструированной энергии. Для срабатывания этого триггера требуется по крайней мере 1 МИЧ энерговыведения в FCAL. Частота срабатывания для этого триггера  $\sim 1,5/10^{13}$  pot.
- $\overline{T_1 \times T_2} \times ECAL$ . Электромагнитный калориметр также использован в качестве мишени для нейтринных взаимодействий. Разные физические проблемы, например  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  осцилляции, могут быть изучены, используя события, отобранные этим триггером. Энерговыведение в ECAL больше чем  $\sim 1,5$  МИЧ запускает этот триггер, имеющий среднюю частоту срабатывания  $\sim 2/10^{13}$  pot.

- **СЛУЧАЙНЫЙ.** Случайный триггер, который позволяет изучать загрузку детектора, сконструирован при помощи задержки  $\bar{V} \times T_1 \times T_2$  триггера на 23 мкс (соответствует 1 обороту SPS).

Приблизительно 15 триггеров, соответствующих кандидатам на нейтринные взаимодействия, записываются на ленту в каждом нейтринном сбросе. Кроме того, различные триггеры устанавливаются во время промежутка 2,6 с между двумя нейтринными сбросами (с логикой  $VT_1T_2$ ). Они используются для:

- калибровки поддетекторов установки;
- измерения эффективности триггерных счетчиков.

Одним из триггеров является выбор электронов (от распада мюона или испускания  $\delta$ -электрона), который используется для изучения поведения электронов в детекторе. В итоге, около 60 триггеров взяты во время промежутка 2,6 с между двумя нейтринными сбросами.

При наборе данных во время нейтринных сбросов, типичное мертвое время составляет  $\sim 10\%$  и возникает из-за времени оцифровки информации. Время, потерянное из-за простоев или переходов от одного этапа набора данных к другому, оценивается менее чем в 3% [163].

## 2.6. Реконструкция событий

Программа реконструкции эксперимента NOMAD, RECON [156], предназначена для сохранения информации каждого детектора, идентификации частиц и восстановления первичной кинематики событий. Функции программы можно разделить на три этапа:

- Phase I. На первом этапе "сырая" информации с каждого детектора сохраняется в единую базу данных.
- Phase II. На втором этапе происходит комбинирование информации совместно со всех детекторов. Далее при помощи разработанного алгоритма [156] восстанавливаются траектории заряженных частиц на основе координатных измерений в системе дрейфовых камер. Затем эти заряженные треки используются для распознавания объектов в других элементах установки. Электромагнитные ливни от фотонов измеряются системой, состоящей из детектора ливней и электромагнитного калориметра. Вершины взаимодействий определяются из характера пересечений траектории заряженных частиц. Затем происходит идентификация частиц и восстановление (первичной) кинематики событий.
- DST. На третьем этапе полученная информация сохраняется в специальном формате DST (Data Summary Bank) [164] для дальнейшего анализа.

В дальнейшем на этапе анализа полученных данных применяются индивидуальные критерии отбора событий, связанные с качеством реконструкции и кинематики исследуемых процессов. Этому будут посвящены отдельные разделы в главах 3 и 4.

## 2.7. Моделирование событий

Аналитический учет неэффективностей детектора и программы реконструкции и идентификации частиц, рожденных в установке, является чрезвычайно сложной и практически нерешаемой задачей. Вместо этого

в физике высоких энергий уже стало стандартным использование моделирования физических процессов в установке вместе с откликом детектора методом Монте Карло (от англ. Monte Carlo – МС). При этом, при анализе экспериментальных данных с МС событиями обходятся точно также как с экспериментальными данными, т. е. к ним применяются программы реконструкции и идентификации, накладываются критерии качества и т.д. в полной аналогии с реальными данными. Чем более тщательным является процесс моделирования событий в установке, тем меньшая систематическая ошибка вносится в анализ экспериментальных данных. На рис. 2.16 схематически представлена последовательность использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования нейтринных взаимодействий в установке NOMAD. Расчет спектров налетающих нейтрино (пакет NUBEAM [11]) выполнен с помощью моделирования взаимодействий протонов с бериллиевой мишенью в рамках пакетов GEANT 3.21 [165] и FLUKA [166] с последующей транспортировкой вторичных частиц через распадный канал [165].

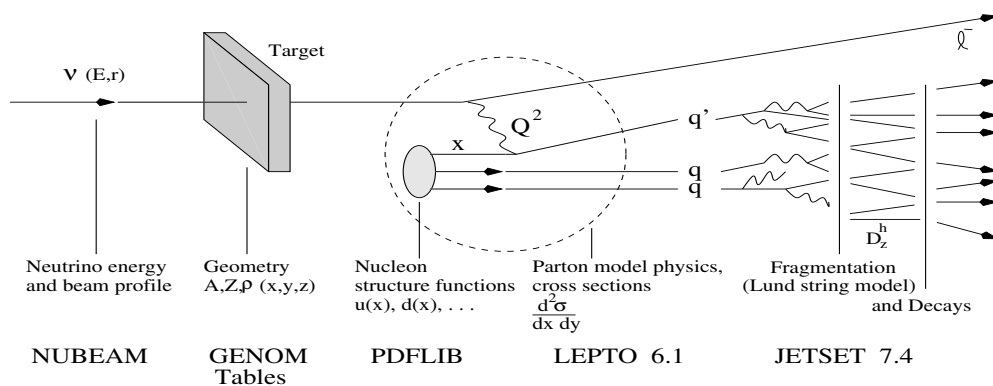


Рис. 2.16. Схема использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования нейтринных взаимодействий в установке NOMAD [167].

Генератор событий NOMAD (пакет NEGLIB [168]) используется для моделирования нейтринных (включая  $\nu_\tau$ ) взаимодействий по каналам заряженного и нейтрального токов в приближении кварк-партонной модели с

учетом КХД-эволюции структурных функций. Эта программа основана на использовании пакета LEPTO 6.1 [169, 170] со следующими изменениями и дополнениями [171]:

- приняты во внимание масса вылетающего заряженного лептона и масса нуклона мишени;
- учтена поляризация вылетающего заряженного лептона;
- проведено моделирование распадов поляризованного  $\tau$ -лептона;
- устранены ограничения на область допустимых кинематических переменных  $(Q^2, W^2, \nu)$ , что позволило добиться лучшего согласия между моделированием МС и экспериментальными данными;
- возможность использования различных параметризаций для Ферми-движения нуклонов внутри ядра (см. рис. 2.17).

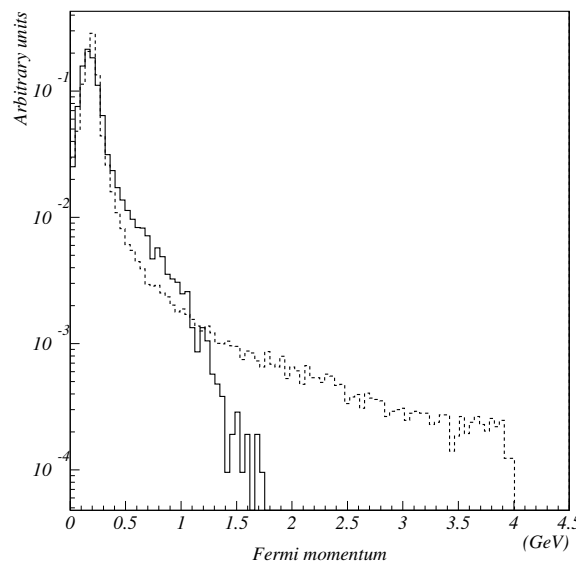


Рис. 2.17. Две параметризации Ферми-движения нуклона в ядре, которые использовались в пакете NEGLIB: Guoju - Irvine [172] (сплошная линия) и Bodek - Ritchie [173] (пунктир).

Программа полностью моделирует событие, используя энергетический спектр налетающих нейтрино. Адронизация образовавшихся партонов в наблюдаемые частицы выполнена в рамках струнной модели Lund [174] с помощью программы JETSET 7.4 [175]. Функции плотности партонов в нуклоне необходимы для определения состава нуклона в процессе вычисления сечений взаимодействия нейтрино с нуклонами. Мы использовали GRV-НО параметризацию [176, 177] (из пакета PDFLIB [178]), справедливую в области  $10^{-5} \leq x < 1$  и  $0,3 \leq Q^2 \leq 10^8 \text{ ГэВ}^2$ .

Было замечено, что для лучшего описания поведения адронной струи, наблюдаемой в реальных данных NOMAD, энергетический порог  $E_{\min}$ , при котором процесс фрагментации перестает создавать кварк-антикварковые пары, должен быть понижен вплоть до 0,2 ГэВ [179, 180].

Трассировка вторичных частиц через установку, их взаимодействия и распады, отклик различных частей установки моделируются с помощью программы GENOM [181], основанной на универсальном пакете для моделирования физических процессов GEANT [165].

## 2.8. Выводы ко второй главе

Во второй главе рассмотрена принципиальная схема установки NOMAD, включая все важные поддетекторы. Задача, поставленная перед коллаборацией NOMAD, предъявила особые требования к детектору нейтринных взаимодействий. Показано, что созданная установка отвечает необходимым требованиям и представляет собой уникальный инструмент для изучения  $\nu N$  взаимодействий с качеством реконструкции событий сравнимым с качеством реконструкции в пузырьковых камерах. За время работы детектора с 1995 по 1998 годы было продемонстрировано, что качество работы различных частей детектора находится в хорошем согласии с ожидаемым.

## Глава 3

# Поиск пентакварка $\Theta^+$

### 3.1. Введение

Экспериментальный поиск новой нестабильной частицы (или резонанса) накладывает ряд требований на экспериментальную установку, которые были реализованы в эксперименте NOMAD. Во-первых, необходимо хорошее разрешение на импульсы реконструируемых частиц для измерения массы и ширины резонанса. Во-вторых, нужны достоверные процедуры идентификации частиц и реконструкции вершин взаимодействий, что позволяет уменьшить вклад фона от других реакций. Свойства детектора могут быть учтены при помощи моделирования Монте Карло. Проверкой же качества этого моделирования будет служить измерение параметров ранее изученных частиц. И, наконец, для рождения резонанса должно наблюдаться согласие для экспериментальных данных и моделирования МС в кинематической области изучаемых процессов.

В данной главе диссертации описываются процедуры отбора нейтринных событий по каналам заряженного и нейтрального токов, идентификация  $K_S^0$ -мезонов и протонов, как предполагаемых продуктов распада пентакварка  $\Theta^+$ . Детально описывается процедура оценки фона, рассматриваются фоновые распределения для инвариантной массы  $pK_S^0$  и различных кинематических переменных. Основываясь на развитых нами алгоритмах учета фона и идентификации протонов, разрабатывается стратегия “слепого” анализа для исследования области рождения  $\Theta^+$  путем подбора критериев идентификации протонов, позволяющих достичь максимальной чувствительности к ожидаемому сигналу. Этот подход проверяется на распа-



дах  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  и  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  вблизи первичной вершины взаимодействия  $\nu_\mu$ . Проводится оценка разрешения инвариантной массы  $pK_S^0$ . И, наконец, проверяется распределение инвариантной массы  $pK_S^0$  в области рождения  $\Theta^+$ , рассматриваются кинематические распределения его продуктов распада, проводится статистический анализ значимости результата.

## 3.2. Отбор событий

Для анализа в одной из предсказываемых мод распада  $\Theta^+ \rightarrow pK^0$  использовался полный набор данных эксперимента NOMAD. Первичные вершины событий инклюзивных  $\nu_\mu N$  взаимодействий были реконструированы в дрейфовых камерах (см. § 2.4.4). Типичный вид реконструированного ГНР события  $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- pK_S^0 X$  в дрейфовых камерах с инвариантной массой пары  $pK_S^0$  в области предсказываемой массы  $\Theta^+$  показан на рис. 3.1.

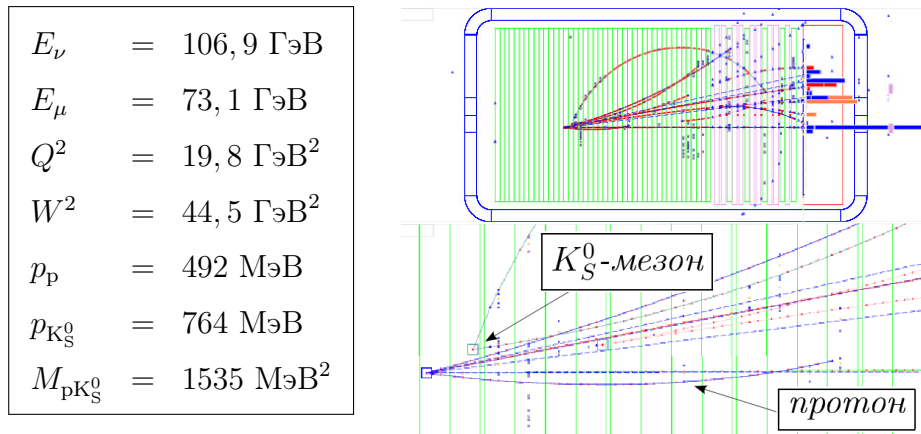


Рис. 3.1. Событие из экспериментальных данных с кандидатом в пентакварковое состояние  $\Theta^+$  (run 16 737, событие 14 693). В легенде слева приведена информация о событии: реконструированные энергии налетающего нейтрино  $E_\nu$  и вылетающего мюона  $E_\mu$ , квадрат переданного 4-импульса от нейтрино к взаимодействующему кварку  $Q^2$  и квадрат инвариантной массы родившейся адронной системы  $W^2$ , импульсы протона и  $K_S^0$ -мезона, инвариантная масса пары  $pK_S^0$ .

### 3.2.1. Вершина первичного взаимодействия нейтрино

Для расчета кинематики нейтринного события, а также для исключения краевых эффектов детектора необходимо знать положение вершины нейтринного взаимодействия. Принципиальная схема идентификации вершин взаимодействий в эффективном объеме системы дрейфовых камер выглядит следующим образом:

- восстановление траекторий заряженных частиц (или треков) на основе координатных измерений в системе дрейфовых камер;
- отбор треков для объединения в вершины взаимодействий;
- определение положения вершин и параметров каждого трека в полученной вершине;
- предварительное определение типа вершин.

Вершины взаимодействий классифицируются на следующие типы:

- *первичные* - вершины, в которых произошло нейтринное взаимодействие;
- *вторичные* - вершины распада заряженной частицы или ее взаимодействия с веществом детектора;
- *$V^0$ -вершины* - вершины, из которых исходят два заряженных трека противоположного знака.

На рис. 3.2 приведены распределения координат вершин первичного взаимодействия нейтрино. Девять плотных точек в плоскости  $XU$  отображают максимальную плотность взаимодействий в детекторе, что соответствует стальной поддержке. Если проследить за  $Z$ -координатой пер-

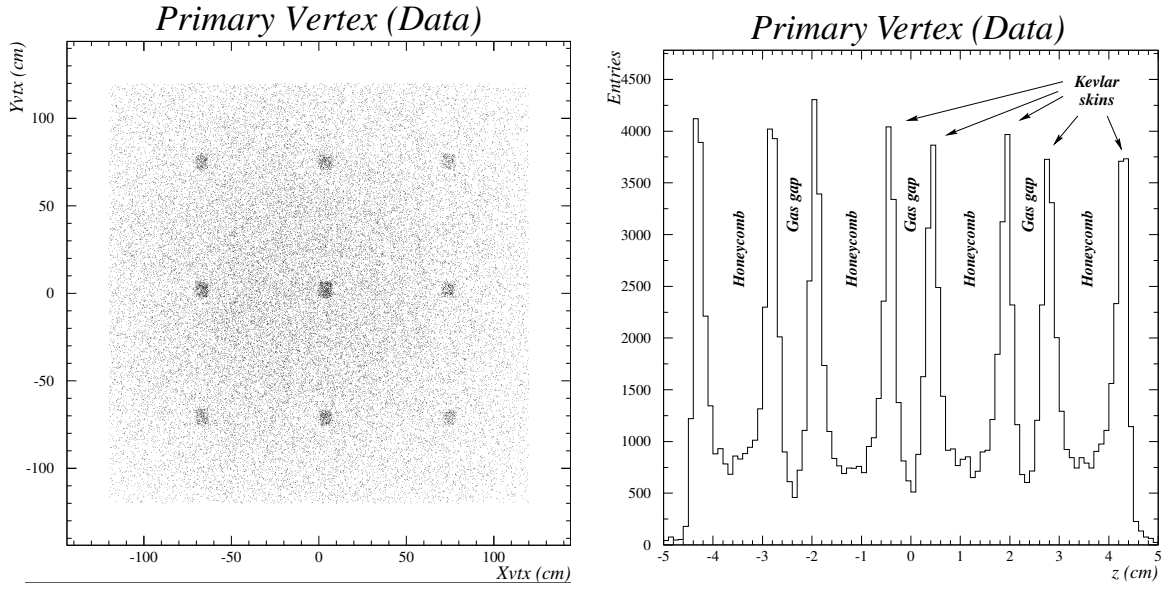


Рис. 3.2. Распределение координат первичной вершины в плоскости  $XY$  (слева), и по направлению нейтринного пучка (справа).

вичной вершины, то можно прийти к выводу, что большинство взаимодействий происходит в панелях дрейфовых камер, как в более плотных. Пространственное разрешение реконструкции первичной вершины оказывается достаточно высоким: достигается разрешение 600, 90 и 860 мкм для  $X$ -,  $Y$ -,  $Z$ -координат соответственно. Наилучшее разрешение достигается для  $Y$  координаты, что объясняется направлением вектора напряженности магнитного поля вдоль оси  $X$ .

Для дальнейшего анализа были отобраны события, удовлетворяющие следующим критериям отбора:

- первичная вершина находится в эффективном объеме дрейфовых камер:  $|X, Y| < 120$  см,  $5 < Z < 395$  см;
- из первичной вершины должно выходить как минимум два заряженных трека;

- квадрат реконструированной инвариантной массы адронов должен быть положительным  $W^2 > 0 \text{ ГэВ}^2$ ;
- реконструированная энергия нейтрино должна быть меньше максимальной энергии протонов, сбрасываемых на бериллиевую мишень  $E_\nu < 450 \text{ ГэВ}$ .

Для идентификации  $\nu_\mu$  взаимодействий заряженного тока использовалось дополнительное условие на наличие отрицательно заряженного мюона в первичной вершине.

Чистота набора событий в данных для  $\nu_\mu$  взаимодействий в детекторе равна 99,6% и 70,0% по каналам заряженного и нейтрального токов соответственно. В анализе не накладывались дополнительные критерии отбора на набор  $\nu_\mu$  NC взаимодействий для сохранения статистики. Полный набор исследуемых событий составляет порядка 1,5 млн. (см. таблицу 3.1).

Таблица 3.1. Количество реконструированных  $\nu_\mu$  взаимодействий ( $N_{\text{obs}}$ ) и поправленное число событий с учетом эффективности детектора ( $N_{\text{corr}}$ ) по обоим каналам CC и NC в экспериментальных данных.

	CC	NC	CC+NC
$N_{\text{obs}}$	785 232	393 539	1 178 771
$N_{\text{corr}}$	1 017 664	481 269	1 498 933

Восстановленные вершины  $V^0$ -типа были использованы в анализе рождения пентакварка  $\Theta^+$  для последующей идентификации  $K_S^0$ -мезонов.

### 3.2.2. Идентификация $K_S^0$

$K_S^0$  живет сравнительно долго и, пройдя, в среднем, 30—40 см, распадается на два заряженных пиона с вероятностью 0,686. Распад  $K_S^0$  выглядит в детекторе в виде латинской буквы  $V$ , и называется событием  $V^0$ -типа. Рис. 3.3 иллюстрирует способность детектора NOMAD и программы реконструкции треков и вершин наблюдать  $V^0$ -распады.

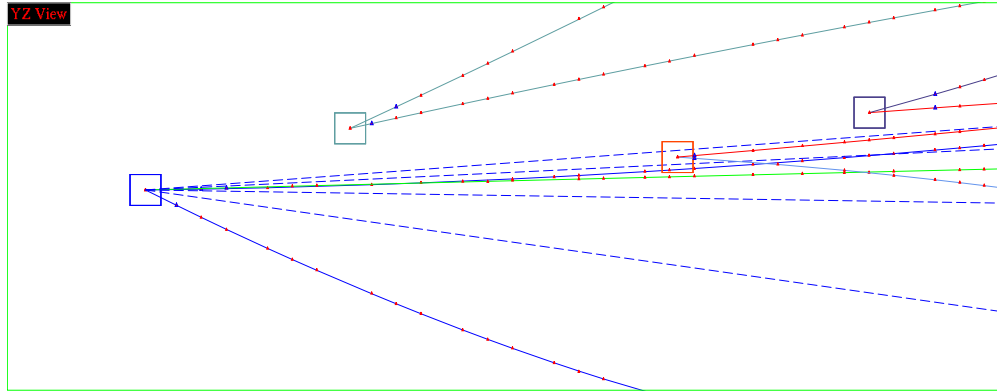


Рис. 3.3. Реконструированное событие в экспериментальных данных, содержащее три вершины  $V^0$ -типа, идентифицированных как распад  $K_S^0$ .

Для анализа было отобрано порядка 23,5 тыс.  $K_S^0$ -мезонов из вершин  $V^0$ -типа (см. таб. 3.2) при помощи процедуры кинематического фита [182]. Эффективность и чистота идентификации  $K_S^0$  для  $\nu_\mu$  взаимодействий данного набора, полученные при помощи моделирования МС, составляют соответственно 24,0% и 97,0%. Контроль качества отбираемых событий демонстрируется спектром инвариантной массы системы  $\pi^+\pi^-$  для идентифицированных  $K_S^0$  (см. рис. 3.4). Аппроксимация функцией Гаусса дает оди-

Таблица 3.2. Количество идентифицированных  $K_S^0$ -мезонов.

	CC	NC	CC+NC
Число $K_S^0$	15 934	7 657	23 591

наковое среднее значение массы  $K_S^0$  для  $\nu_\mu$  взаимодействий нейтрального и заряженного токов и составляет 497,9 МэВ, что находится в хорошем согласии с табличными значениями [2]. Ширина пика соответствует экспериментальному разрешению и составляет 9,5 МэВ.

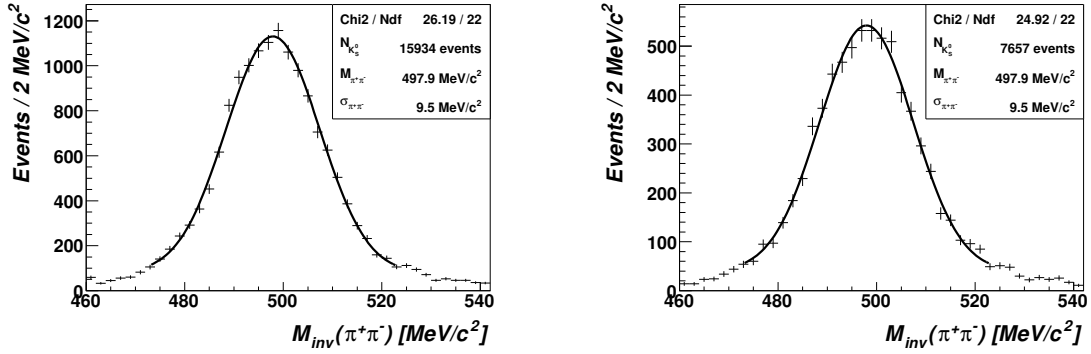


Рис. 3.4. Спектр инвариантной массы системы  $\pi^+\pi^-$  для идентифицированных  $K_S^0$  в  $\nu_\mu$  взаимодействиях заряженного (слева) и нейтрального (справа) токов в экспериментальных данных.

### 3.2.3. Идентификация протонов

Наиболее сложной задачей для анализа рождения  $\Theta^+ \rightarrow pK_S^0$  является отбор протонов, так как эксперимент NOMAD не содержит специальных детекторов для их идентификации. Главным источником фона при отборе протонов является наличие положительно заряженных пионов  $\pi^+$ , количество которых примерно в 2,5 раза превосходит количество протонов, реконструированных в детекторе (см. таб. 3.3 и рис. 3.5). Однако, вклад от  $\pi^+$  может быть подавлен за счет разницы свойств протонов и пионов, проходящих через детектор NOMAD. Для этого был разработан алгоритм разделения положительно заряженных частиц, использующий по возможности всю внутреннюю структуру и особенности детектора NOMAD.

Таблица 3.3. Среднее значение множественности положительно заряженных частиц на одно  $\nu_\mu$  событие в эффективном объеме дрейфовых камер с реконструированным  $K_S^0$ -мезоном.

	протон	$\pi^+$ -мезон	$K^+$ -мезон
CC	0,77	1,95	0,12
NC	0,72	1,59	0,10

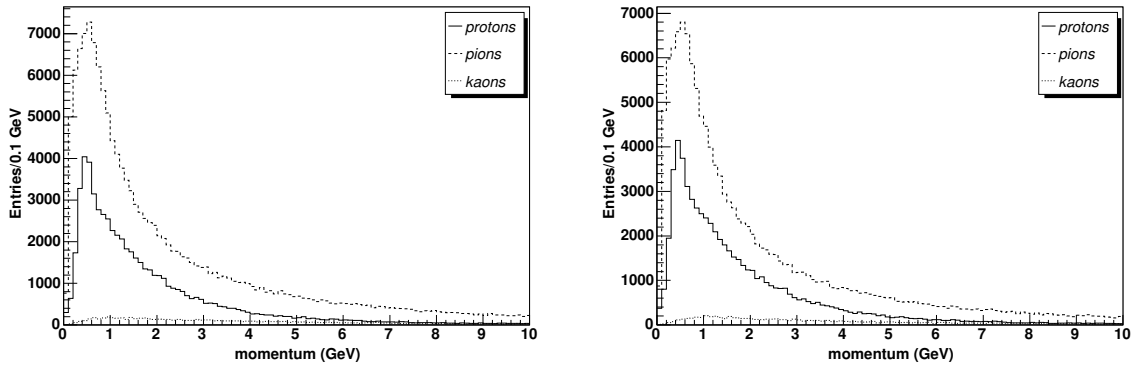


Рис. 3.5. Распределения по импульсу для протона (*protons*) и положительно заряженного пиона (*pions*) и каона (*kaons*), рождающихся в  $\nu_\mu$  взаимодействиях с веществом детектора NOMAD по каналам заряженного (слева) и нейтрального (справа) токов.

Была использована информация со следующих трех поддетекторов, которая позволяет значительно подавить первоначальное преобладание пионов над протонами:

- *Дрейфовые камеры.* Протоны с малым импульсом (до 1,0 ГэВ) из-за потерь на ионизацию вещества [2] проходят в области детектора меньшее расстояние до полной остановки, чем пионы. Эта зависимость между импульсом и длиной пути частицы может быть использована для разделения частиц. Наиболее эффективный интервал импульсов составляет от 200 до 600 МэВ.

- *Детектор переходного излучения.* Как и для дрейфовых камер различие в ионизационных потерях частиц позволяет эффективно различать протоны и пионы для импульсов частиц до 1,0 ГэВ. В детекторе переходного излучения заряженные частицы выделяют энергию в газовой смеси ксенон–метан, находящейся в трубках детектирующих модулей. Также небольшое разделение частиц возможно для импульсов больше 3,0 ГэВ из-за релятивистских эффектов в функции потерь энергии частиц на ионизацию.
- *Электромагнитный калориметр.* Для разделения частиц также может быть использовано различие энергий черенковского излучения [2] для протона и пиона в пластмассовом сцинтилляторе. Наилучшая эффективность отбора протонов может быть достигнута в области импульсов от 0,6 до 1,6 ГэВ.

В анализе используются следующие предварительные критерии качества для треков положительно заряженных частиц:

- число отсчетов в дрейфовых камерах больше 7 (при меньшем количестве невозможен эффективный фит трека);
- расстояние между первичной вершиной и первым отсчетом в дрейфовой камере меньше 15 см.;
- относительная ошибка на импульс заряженной частицы при фитировании ее трека должна быть меньше 30%;
- для частиц, остановившихся в эффективном объеме дрейфовых камер последний отсчет должен иметь следующие координаты:  $|x| < 120$  см,  $-110 < y < 100$  см,  $35 < z < 380$  см;



- для частиц, достигших пределы детектора переходного излучения, должно сработать по крайней мере шесть его модулей (из девяти);
- для частиц, достигших пределы электромагнитного калориметра, энерговыделение после применения процедуры калибровки должно соответствовать энергии больше 50 МэВ.

Критерии на последний отсчет были выбраны такими, чтобы исключить края пространства, занимаемого дрейфовыми камерами (см. рис. 3.6), поскольку частицы, последний отсчет трека которых лежит в этой области, могут покинуть пределы детектора.

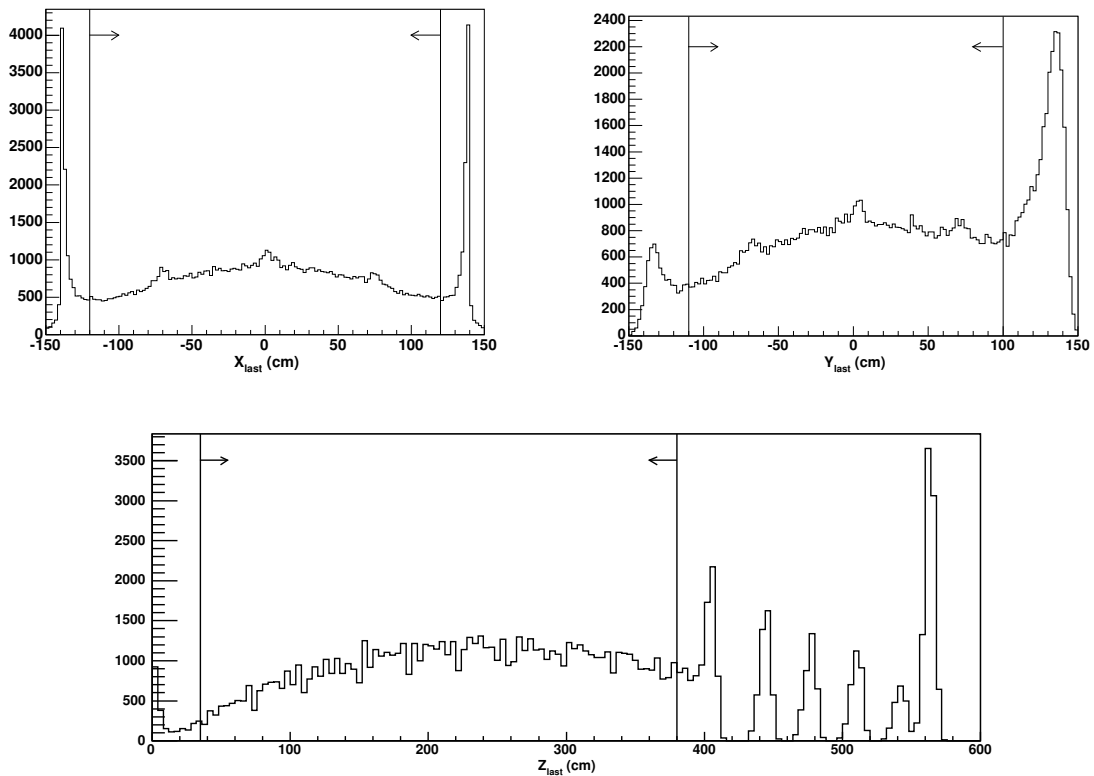


Рис. 3.6. Распределение координат последнего отсчета реконструированного трека положительно заряженной частицы с импульсом меньше 1 ГэВ. Пики на краях распределений вызваны частицами, покидающими объем дрейфовых камер. Для анализа используется область, выделенная стрелками.

Критерий на число регистрирующих модулей был использован для эффективного расчета средневзвешенного энерговыведения по всем модулям детектора переходного излучения (см. рис. 3.7). Лишь малая доля положительно заряженных частиц не удовлетворяет данному критерию в рассматриваемом импульсном интервале.

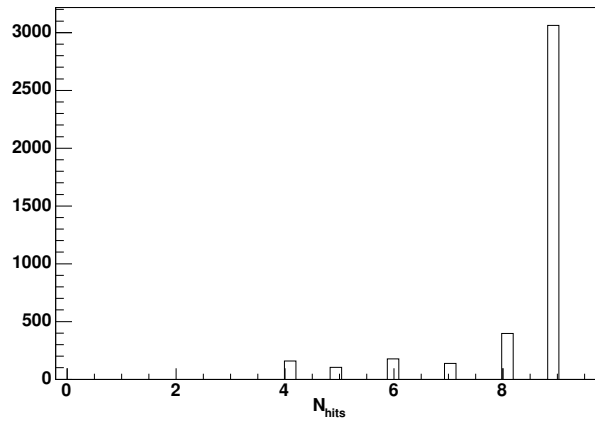


Рис. 3.7. Распределение по числу отсчетов в детекторе переходного излучения для долетевших до него положительно заряженных частиц. Большая часть положительно заряженных частиц пересекает 8 – 9 модулей детектора.

Таким образом, по критериям качества первоначальный набор положительно заряженных частиц может быть разбит на два поднабора - удовлетворяющий этим критериям и не удовлетворяющий. Критерии идентификации могут быть применены только к первому из поднаборов. Для оптимального поиска исследуемого резонанса  $\Theta^+$  нами была разработана и применена специальная процедура идентификации протонов на основе функций максимального правдоподобия [20] (см. § 3.4.2).

### 3.3. Сравнение моделирования МС и экспериментальных данных

Прежде чем переходить к анализу отобранных событий, необходимо проверить качество восстановления кинематических переменных, проводя сравнение моделированных и реконструированных переменных. Важно показать, что детектор способен правильно восстанавливать кинематику нейтринных взаимодействий, а программа моделирования, используемая для вычисления эффективности выделения событий и уровня подавления фона, правильно описывает эти взаимодействия внутри установки.

#### 3.3.1. Нейтринное событие

При сравнении моделированных и реконструированных кинематических переменных в нейтринных событиях наблюдается корреляция, размытая разрешением детектора и наличием невосстановленных частиц (рис. 3.8). Отобрав из накопленных экспериментальных данных и моделирования МС кандидаты в протоны и  $K_S^0$ -мезоны, проводится сравнение восстановленных кинематических переменных между полученными наборами (рис. 3.9). В целом наблюдается хорошее согласие как формы распределений, так и средних значений всех переменных.

#### 3.3.2. Рождение и распад $K_S^0$

Для того, чтобы в резонансном анализе при корректировке реальных данных на неэффективность детектора можно было использовать набор симулированных событий, необходимо убедиться в точном моделировании процессов рождения и распада  $K_S^0$ .

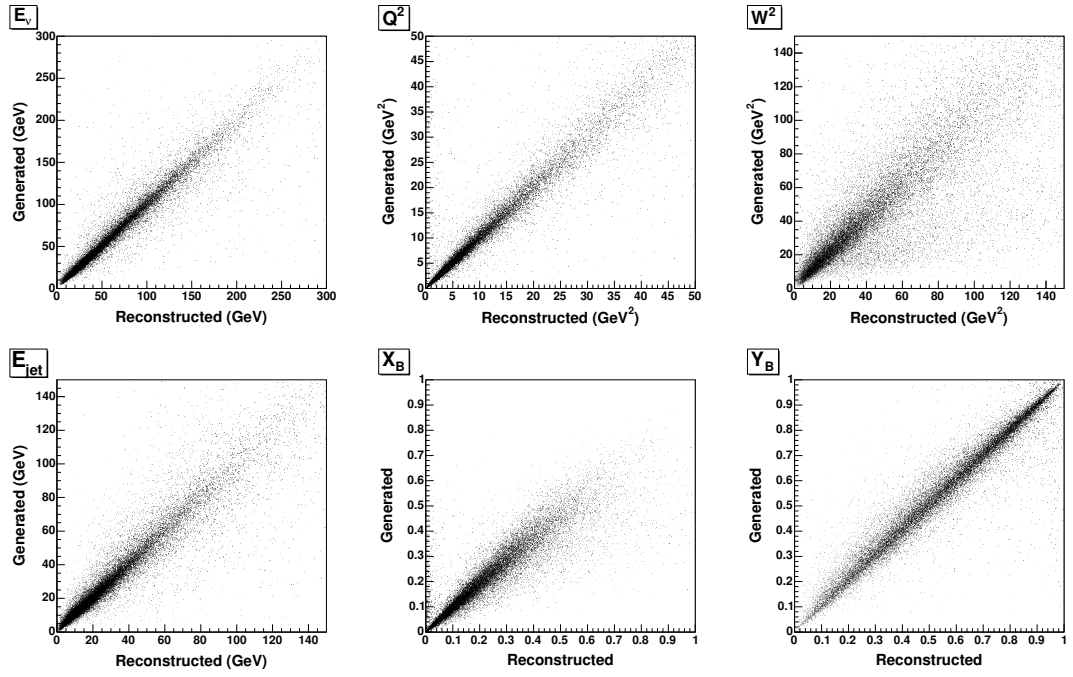


Рис. 3.8. Сравнение моделированных и реконструированных кинематических переменных в нейтринных событиях.

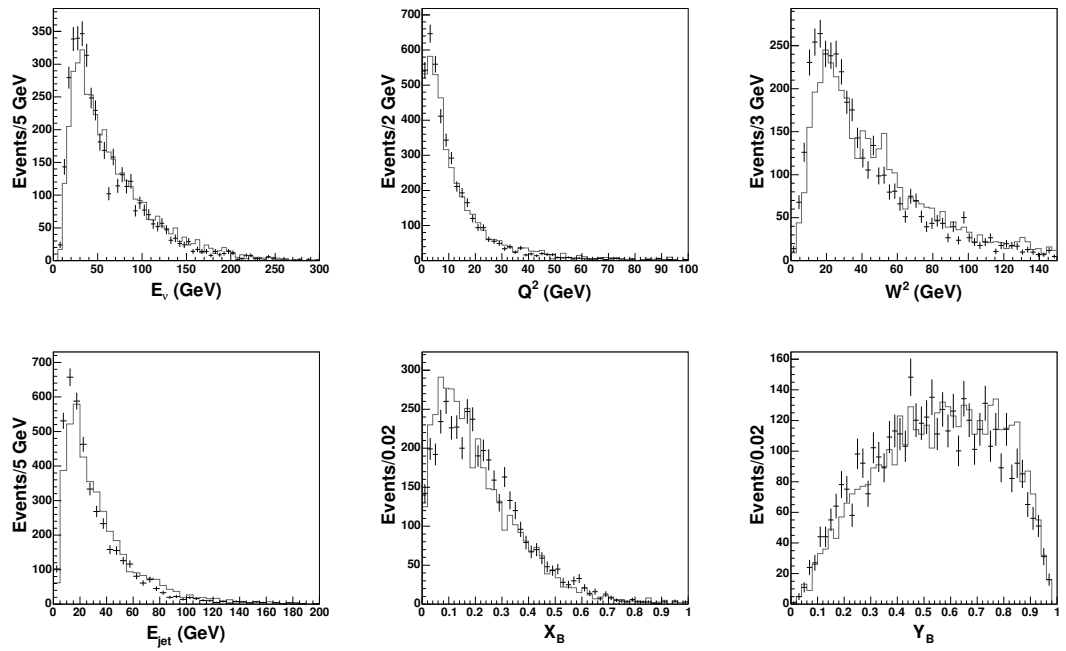


Рис. 3.9. Восстановленные кинематические переменные в экспериментальных данных (точки с ошибками) и в реконструированных моделированных событиях (гистограмма).

Важными характеристиками для резонансного анализа, описывающими  $K_S^0$ -мезон, являются:

- инвариантная масса продуктов распада ( $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ );
- время жизни или расстояние, пройденное частицей по ее “внутренним” часам ( $c\tau$ );
- импульс.

Рис. 3.10 иллюстрируют хорошее согласие распределений по инвариантной массе, времени жизни и импульсу  $K_S^0$ , подтверждая тем самым отсутствие неучтенных эффектов детектора в программе моделирования и реконструкции.

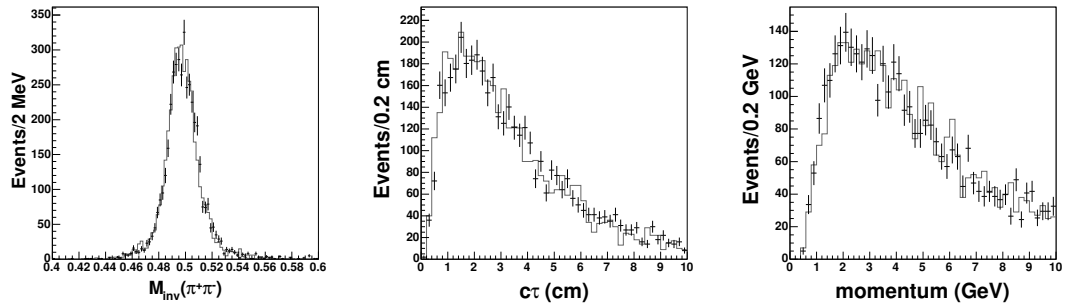


Рис. 3.10. Распределения, описывающие рождение и распад  $K_S^0$  в экспериментальных данных и в моделировании МС. Здесь (слева направо): инвариантная масса, время жизни, импульс.

### 3.3.3. Поведение протона в адронной струе

Для резонансного анализа необходимо исследовать как переменные, характеризующие рождение и распад  $K_S^0$ , так и переменные, характеризующие рождение протонов в нейтринных событиях. Этими переменными для протонов, родившихся в адронной струе  $\nu_\mu$  взаимодействий, являются:

- импульс протона;
- доля энергии адронной струи, унесённая протоном ( $z_p = E_p/E_{\text{jet}}$ ).

Необходимо также контролировать переменные, используемые при идентификации протонов. К ним относятся:

1) для дрейфовых камер:

- число отсчетов;
- длина траектории частицы;

2) для детектора переходного излучения:

- число отсчетов;
- средняя выделенная энергия;
- переменная “неэффективности” пионов и каонов;

3) для электромагнитного калориметра:

- выделенная энергия.

На рис. 3.11 показано хорошее согласие перечисленных переменных для экспериментальных данных и моделирования МС, что также подтверждает отсутствие неучтенных эффектов детектора в программе моделирования и реконструкции.

Однако, в данном анализе спектра инвариантной массы  $pK_S^0$  необходим учет систематической ошибки в определении импульса протона при малых его значениях в процедуре фита траектории заряженной частицы.

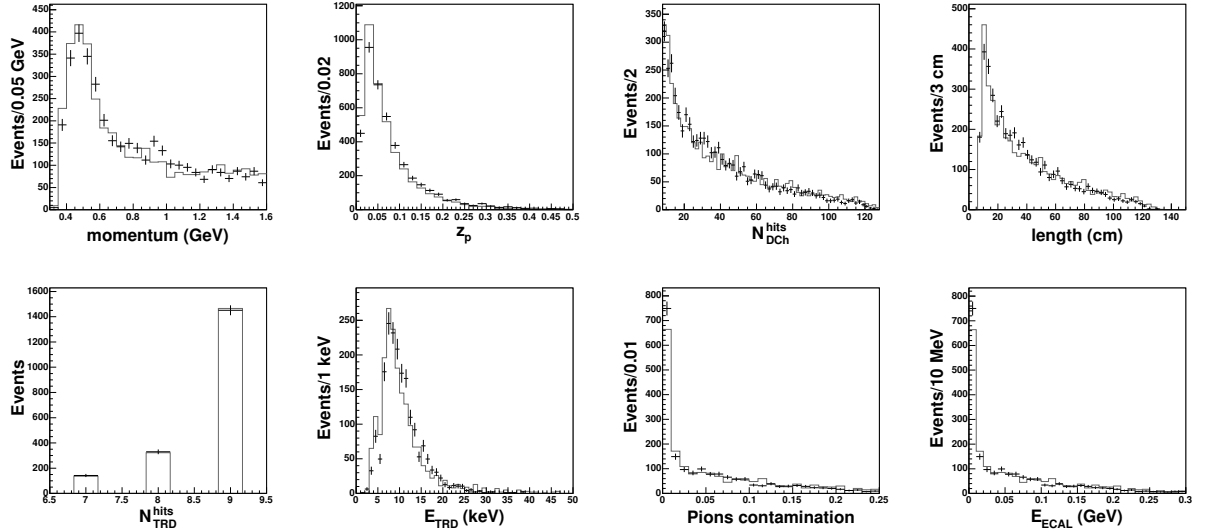


Рис. 3.11. Распределения, описывающие переменные поведения протонов в адронной струе и переменные их идентификации для моделирования МС и экспериментальных данных. Здесь (слева направо, сверху вниз): импульс, доля унесенной энергии адронной струи; число отсчетов и длина траектории частицы в дрейфовых камерах; число отсчетов, средняя выделенная энергия и переменная “неэффективности” пионов в детекторе переходного излучения; выделенная энергия в электромагнитном калориметре.

### 3.3.4. Поправка на импульс протона

На рис. 3.12 показана зависимость моделированного и реконструированного импульсов протонов. Хорошо видно систематическое занижение импульса протона при его малых значениях. Ошибка эта связана с тем, что протоны с малым импульсом в результате ионизационных потерь теряют больше энергии, чем пионы с тем же значением импульса, оставляя меньше отсчетов в дрейфовых камерах. Процедура же фита траектории заряженной частицы проводится в предположении пионного следа в детекторе, в результате чего происходит недооценка импульса протона.

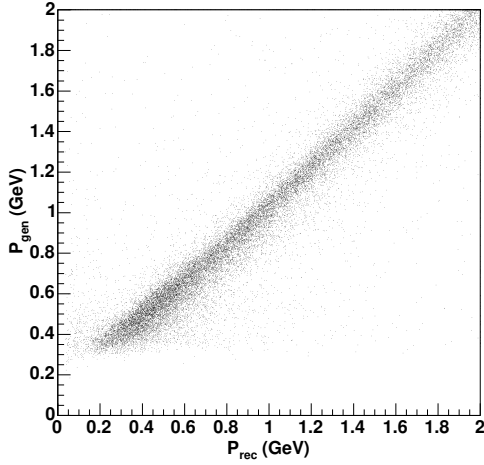


Рис. 3.12. Симулированный и реконструированный импульсы протонов.

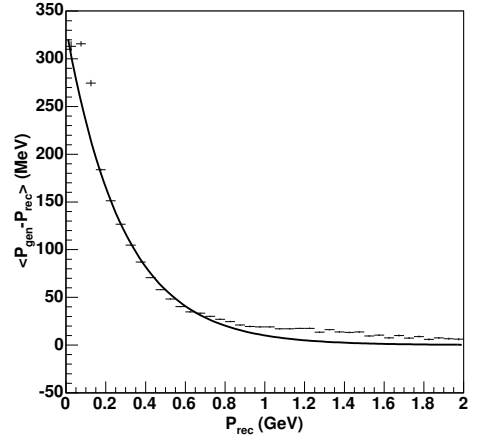


Рис. 3.13. Среднее значение разности симулированного и реконструированного импульса протона как функция его реконструированного импульса (точки с ошибками). Кривая  $\Delta p$  - результат фита.

Истинное значение импульса протона может быть получено добавлением некоторой поправки к его реконструированному импульсу:

$$p = p_{\text{rec}} + \Delta p_{\text{rec}}. \quad (3.1)$$

Выбор поправки был сделан из следующих соображений: при больших импульсах систематическая ошибка должна стремиться к нулю  $\Delta p(p_{\text{rec}} \rightarrow \infty) \rightarrow 0$ , а при стремлении реконструированного импульса к нулю обращается в некоторое постоянное значение  $\Delta p(p_{\text{rec}} \rightarrow 0) = p_0$ . Таким требованиям удовлетворяет функция спадающей экспоненты:

$$\Delta p_{\text{rec}} = p_0 \exp(-\alpha p_{\text{rec}}), \quad (3.2)$$

где  $p_0$  – значение импульса протона при  $p_{\text{rec}} \rightarrow 0$ ,  $\alpha$  – параметр спада экспоненты, измеряемый в  $\text{ГэВ}^{-1}$ . Рис. 3.13 демонстрирует правильность учета систематической ошибки. Значения параметров  $p_0$  и  $\alpha$ , полученные из процедуры фита, составили 0,33 ГэВ и 3,5  $\text{ГэВ}^{-1}$  соответственно.



Для проверки данной процедуры была рассмотрена инвариантная масса системы  $p\pi^-$  для идентифицированных  $\Lambda^0$  [182, 183] с поправкой на импульс положительно заряженной частицы (протона) и без нее (рис. 3.14). Видно неоспоримое улучшение в значении массы  $\Lambda^0$ .

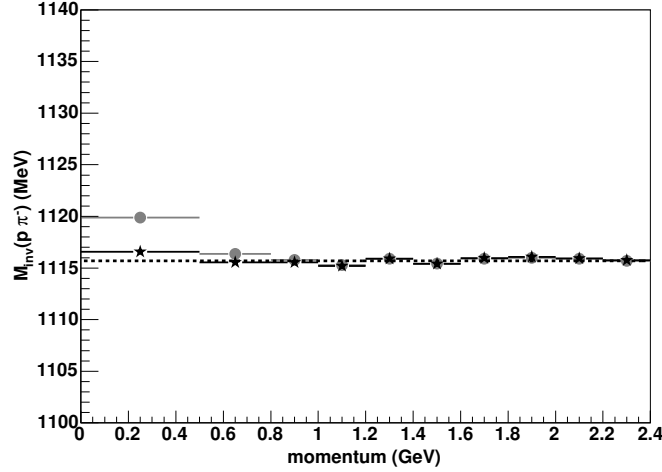


Рис. 3.14. Инвариантная масса системы  $p\pi^-$  как функция импульса протона без поправки (серые точки) и с поправкой (черные звездочки). Масса  $\Lambda^0$  составляет 1115,683 МэВ (прерывистая прямая линия), что находится в хорошем согласии с табличными значениями [2].

### 3.4. Процедура анализа

Существование пентакварка  $\Theta^+$  предполагает наличие узкого пика в спектре инвариантной массы системы  $pK_S^0$  в области предсказываемой массы  $M_\Theta = 1530$  МэВ.  $K_S^0$ -мезон был идентифицирован на основании вершин  $V^0$ -типа с высокой эффективностью и чистотой (см. § 3.2.2). При идентификации протонов в нашем анализе невозможно достичь одновременно высоких значений эффективности и чистоты набора, поэтому была выбрана стратегия наибольшей чувствительности в сигнальной области  $1510 < M_{inv} < 1550$  МэВ.

Для исключения влияния предвзятости к результату был применен “слепой” метод анализа. Так, все предварительные процедуры и критерии отбора были окончательно отработаны и зафиксированы до анализа экспериментального спектра инвариантной массы системы  $pK_S^0$  и не изменялись позднее.

### 3.4.1. Предсказание фона

Случайные “несигнальные”  $pK_S^0$  пары образуют комбинаторный фон в спектре инвариантной массы  $M_{\text{inv}}(pK_S^0)$ . Понимание формы фонового распределения является ключевым моментом для оценки значимости возможного сигнала от пентакварка  $\Theta^+$ . Было исследовано три способа оценки фона:

- В программе моделирования МС эксперимента NOMAD не учитывается рождение пентакварка  $\Theta^+$ . Следовательно, распределение инвариантной массы  $pK_S^0$  может быть использовано для оценки фона. Однако, вклад  $pK_S^0$  пар в интересующую нас область составляет лишь небольшую часть от общего числа пар. Это требует моделирования очень большого количества событий для уменьшения статистических неопределённостей в предсказании фонового распределения.
- Всевозможные комбинации пар  $pK_S^0$  из разных событий в экспериментальных данных. Этой процедуре “смешанных пар” было уделено особое внимание с учетом свойств оригинальных событий, таких как множественность рождения протона и  $K_S^0$ -мезона, их импульсы, угол между ними, а также энергия и направление распространения адронной системы в событии.

- Комбинаторный фон может быть описан любой функцией вида:

$$f_{\text{bg}}(M_{\text{inv}}) = P_n(M_{\text{inv}} - M_{\text{min}}) \cdot T(M_{\text{inv}}), \quad (3.3)$$

где  $P_n(M_{\text{inv}} - M_{\text{min}})$  - полином  $n$ -го порядка, обращающийся в ноль при  $M_{\text{inv}} = M_{\text{min}}$ ,  $M_{\text{min}} = M_p + M_{K^0}$  - пороговая масса распределения и  $T(M_{\text{inv}})$  - любая функция, стремящаяся к нулю при  $M_{\text{inv}} \rightarrow \infty$  быстрее соответствующего роста  $P_n$ .

Процедура “смешивания пар” является одним из самых популярных методов оценки фона при малой статистике экспериментальных данных. В англоязычной литературе этот метод называется “fake-pair method”. Главной особенностью метода является предсказание фонового распределения целиком на измерении экспериментальных данных, что позволяет исключить зависимость не только от моделирования МС, но также и от любой другой предполагаемой функциональной зависимости рассматриваемых распределений. Этот метод был принят как основной для оценки фона в анализе. Однако, при практической реализации этого метода мы столкнулись с рядом “подводных камней”, и в результате, провели систематическое исследование данного метода с целью определения его области применимости и оценки его надежности.

Было замечено, что в лептон-нуклонных ГНР взаимодействиях резонансные частицы рождаются в адронной струе, и импульсные и угловые распределения как их рождения, так и их распада зависят от энергии и направления распространения адронной системы. В результате того, что адронная струя изменяет свои свойства от события к событию, происходит искажение кинематики рождения фоновых “смешанных пар”. Для объединения фазового пространства двух адронных струй из разных событий были применены следующие процедуры:

- Вектор импульса каждой струи был развернут вдоль единого направления, например, вдоль оси  $Z$ .
- Энергия второй адронной струи была приведена в равенство с энергией первой адронной струи путем применения единого множителя  $E_{\text{jet}}^{(1)}/E_{\text{jet}}^{(2)}$  к энергии и компонентам импульса каждой частицы в событии.
- Для каждого протона из первого события было отобрано такое количество  $K_S^0$ -мезонов из “вторых” событий, какое было идентифицировано в первом событии.

Процедура была проверена на распадах  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ,  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $K^{*\pm} \rightarrow K_S^0\pi^\pm$  [17]. На рис. 3.15 приведены спектры инвариантной массы распада  $K^* \rightarrow \pi^+K_S^0$  для экспериментальных данных и фона, полученного смешиванием пар  $\pi^+$ - и  $K_S^0$ -мезонов из разных событий в рассматриваемых экспериментальных данных. Результат описанной процедуры воспроизводит фоновое распределение, в то время как простое применение “смешанных пар” приводит к недооценке фона в области малых инвариантных масс. Результирующий фоновый спектр инвариантной массы  $pK_S^0$  приведен на рис. 3.16. Отношение спектров экспериментальных данных и фона находится вблизи прямой линии, соответствующей единице, а отклонение от этой прямой находится в согласии с ошибками экспериментального распределения.

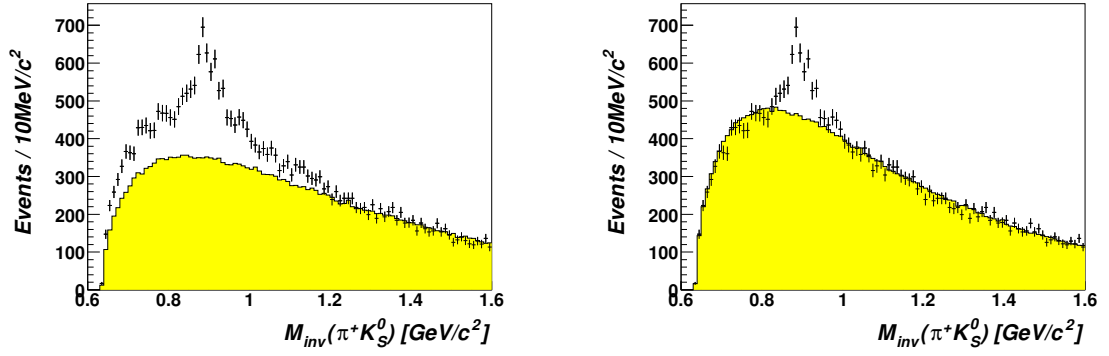


Рис. 3.15. Спектры инвариантной массы  $\pi^+ K_S^0$  экспериментальных данных (точки с ошибками) и полученного методом “смешанных пар” фона (гистограмма с подложкой) без учета кинематики адронной системы в событии (слева) и с применением описанной выше процедуры (справа).

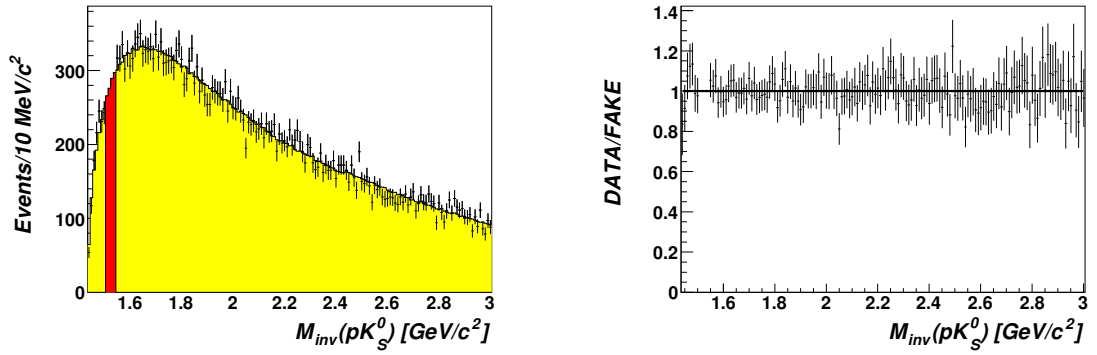


Рис. 3.16. Спектры инвариантной массы  $pK_S^0$  (слева) экспериментальных данных (точки с ошибками) и полученного методом “смешанных пар” фона (гистограмма с подложкой) и их отношение (справа). Темным цветом выделена сигнальная область, вырезанная на данном этапе анализа.

### 3.4.2. Стратегия идентификации протонов

Для возможности вариации эффективности и чистоты отбора протонов был выбран подход функции максимального правдоподобия [2], используя информацию поддетекторов DC, TRD, ECAL (см. § 3.2.3). Были построены три двумерные функции правдоподобия для протонной  $p$  и непротон-

ной  $\bar{p}$  гипотез:

$$\begin{aligned}
&\mathcal{L}_{\text{DC}}(p, L), \quad L — \text{длина трека частицы в DC}, \\
&\mathcal{L}_{\text{TRD}}(p, \varepsilon_{\text{TRD}}), \quad \varepsilon_{\text{TRD}} — \text{энерговыведение в TRD}, \\
&\mathcal{L}_{\text{ECAL}}(p, \varepsilon_{\text{ECAL}}), \quad \varepsilon_{\text{ECAL}} — \text{энерговыведение в ECAL}, \\
&p — \text{импульс частицы}.
\end{aligned} \tag{3.4}$$

На рис. 3.17 показана функция правдоподобия  $\mathcal{L}_{\text{DC}}(p, L)$ .

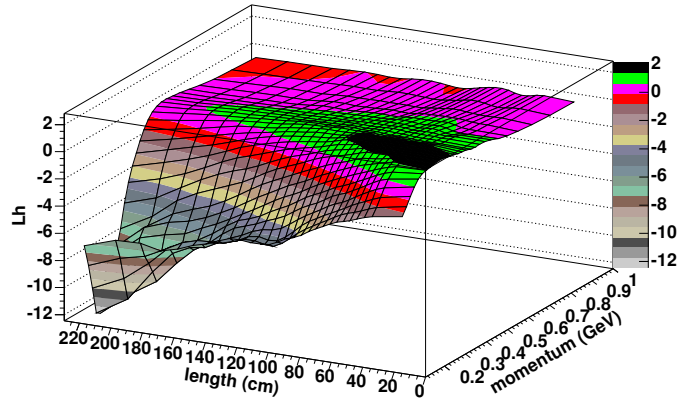


Рис. 3.17. Функция максимального правдоподобия  $\mathcal{L}_{\text{DC}}(p, L) = Lh$  как функция длины траектории (*length*) и реконструированного импульса (*momentum*) положительно заряженных частиц, остановившихся в эффективном объеме дрейфовых камер.

Полученные распределения отношения максимального правдоподобия демонстрируют возможность разделения протонной  $p$  и непротонной  $\bar{p}$  гипотез с чистотой более 50% (см. рис. 3.18). Предоставлена возможность выбора эффективности и чистоты набора (см. рис. 3.19), что позволяет контролировать необходимое для анализа значение доли фоновых событий при вариации количества “полезного” сигнала, которое, следует отметить, может быть достаточно большим. При этом фоновые события представляют собой комбинаторную “подложку” и не являются критическими для резонансного предсказания, если мы знаем их поведение в исследуемой области, и оно не несет резонансный характер.

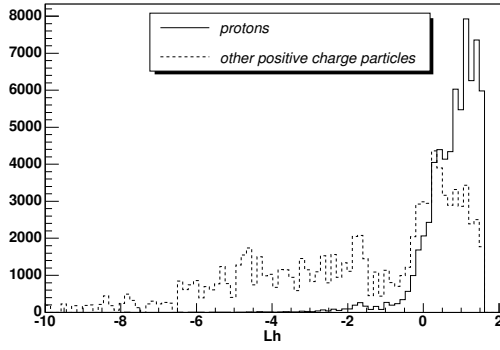


Рис. 3.18. Распределения отношения максимального правдоподобия  $\mathcal{L}_{DC}(p, L) = Lh$  для протонных (сплошная гистограмма) и непротонных (пунктирная гистограмма) событий в наборе положительно заряженных частиц, остановившихся в эффективном объеме дрейфовых камер.

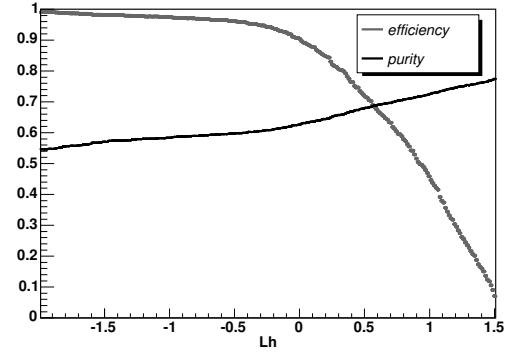


Рис. 3.19. Эффективность (серая линия) и чистота (черная линия) идентифицируемых протонов, остановившихся в эффективном объеме дрейфовых камер. Значение эффективности приведено для исследуемой области импульсов до 1,0 ГэВ.

Наилучшим подходом для настройки идентификации протонов было бы детальное предсказание рождения  $\Theta^+$  при помощи МС. Однако, из-за недостаточного на сегодня знания свойств этой экзотической частицы нет каких-либо определенных моделей динамики ее рождения. По этой причине мы создали “сигнальное”  $\Theta^+$  состояние в моделировании эксперимента NOMAD, используя  $pK_S^0$  пары вблизи предсказываемого значения массы  $\Theta^+$ . В этом подходе распределение по импульсу  $\Theta^+$  определяется распределением по импульсу  $pK_S^0$  пар, рождающихся в первичной вершине взаимодействия. Это по своей сути может исказить “оптимальные” параметры отбора, если распределение по импульсу “настоящего”  $\Theta^+$  сильно отличается от “смоделированного”. Для максимально приближенного к реальности моделирования мы разделили наш МС набор на узкие ячейки по переменной  $x_F$  и оптимизировали критерии отбора протонов независимо для каждой ячейки. Переменная  $x_F$  определена как отношение продольной компоненты импульса  $\Theta^+$  к энергии адронной струи в системе ее покоя. Интервал

изменения  $x_F$  ограничивается значениями  $[-1;1]$ , где положительные (отрицательные) значения часто связывают с областью фрагментации пучка (мишени).

Процедура настройки идентификации протонов содержит следующие этапы:

- Построение “сигнальных”  $\Theta^+$  состояний из  $pK_S^0$  пар в интервале  $1510 < M_{\text{inv}} < 1550$  МэВ. Ожидая рождение  $\Theta^+$  неполяризованным, т. е. в  $S$ -волне, перенормируем распределение  $\cos \theta^*$  к равномерному, где  $\theta^*$  - угол между протоном в системе покоя  $\Theta^+$  и импульсом  $\Theta^+$  в лабораторной системе отсчета.
- Моделирование МС фона из комбинаций оставшихся пар  $K_S^0$ -мезон и положительно заряженных частиц (не протонов), попадающих в этот интервал масс.
- Разделение “сигнальных”  $\Theta^+$  состояний на интервалы по импульсу протона и настройка критериев отбора одновременно для  $\mathcal{L}_{\text{DC}}$ ,  $\mathcal{L}_{\text{TRD}}$ ,  $\mathcal{L}_{\text{ECAL}}$  в каждом интервале импульса протона с максимальным значением отношения  $S = \text{сигнал}/\sqrt{\text{фон}}$ .

Подход оптимизации анализа экспериментальных данных к критерию значимости результата является наиболее естественным и универсальным. Однако, возможны и другие критерии, которые можно применить к идентификации протонов. В работе [124] для экспериментальных данных NOMAD нами был применен подход “чистого” отбора протонов с оптимизацией критерия  $P = \text{эффективность} \cdot \text{чистота}$ . Однако, позднее было замечено, что значимость ожидаемого сигнала для наиболее “чистого” протонного отбора сравнима с набором протонов без идентификации,  $\sim 50/\sqrt{70} = 5,9\sigma$  против  $\sim 270/\sqrt{2500} = 5,4\sigma$ . При этом статистика “чистого” протонного



отбора на два порядка ниже набора протонов без идентификации. Поэтому для описываемого анализа были применены критерии отбора протонов для наибольшей чувствительности сигнала от пентаварка  $\Theta^+$ . Расчет ожидаемой значимости результата проведен на основании факта обнаружения и оценки вероятности рождения пентаварка  $\Theta^+$  из анализа данных пузырьковых камер BEBC (WA21, WA25, WA59) в CERN и больших 15-ти дюймовых пузырьковых камер (E180, E632) в лаборатории Ферми [117].

Кроме того, результат по оценке существования пентаварка  $\Theta^+$  в экспериментальных данных NOMAD с наиболее “чистым” отбором протонов был получен до разработки процедуры оценки фона (см. § 3.4.1). На рис. 3.20 приведены спектры инвариантной массы распада  $\Theta^+ \rightarrow pK_S^0$  для результата [124] без учета поведения адронной системы в событии и с применением разработанного метода. Значимость результата меняется от  $S/\sqrt{B} = 33/\sqrt{60} = 4,3\sigma$  до  $23/\sqrt{70} = 2,8\sigma$ , что в свою очередь, влияет на выводы о существовании резонанса, перемещая их из категории “обнаружение сигнала” в область “возможной флуктуации”.

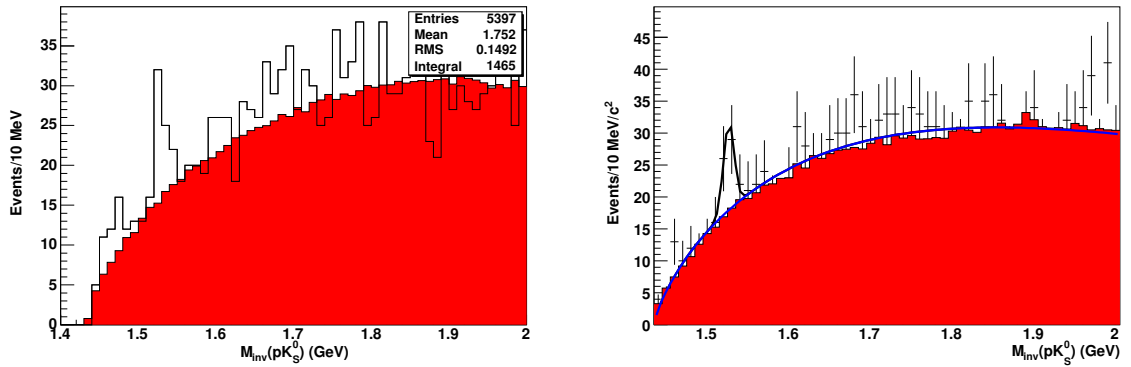


Рис. 3.20. Спектры инвариантной массы  $pK_S^0$  экспериментальных данных (точки с ошибками) и полученного методом “смешанных пар” фона (гистограмма с подложкой) без учета поведения адронной системы в событии (слева) и с применением описанной выше процедуры (справа).

Процедура “оптимального” отбора протонов была проверена на наборе  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  событий, рождающихся в первичной вершине. На рис. 3.21 показаны распределения инвариантной массы  $p\pi^-$  для моделирования МС и экспериментальных данных без идентификации протонов и с “оптимальной” идентификацией протонов в интервале  $-0,6 < x_F < -0,3$ . С “оптимальной” идентификацией протонов значимость  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  сигнала немного увеличивается как для моделирования МС, так и для накопленных экспериментальных данных.

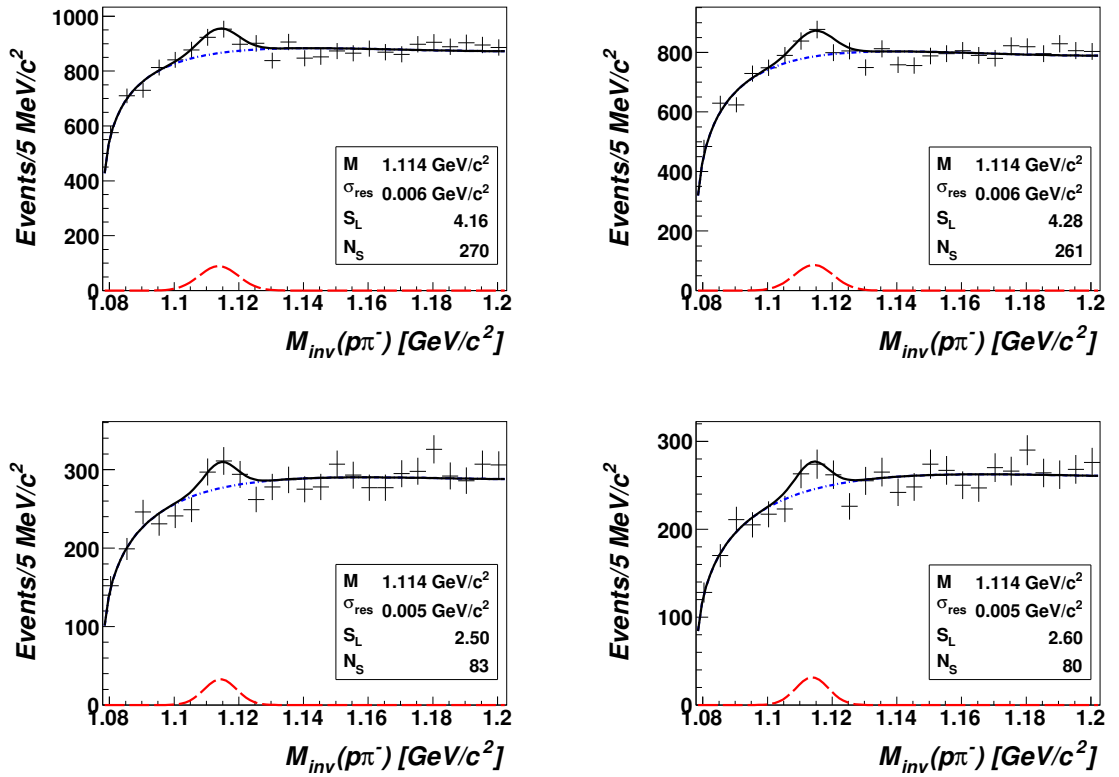


Рис. 3.21. Спектр инвариантной массы  $p\pi^-$  пар для интервала  $-0,6 < x_F < -0,3$ : МС без идентификации протонов (вверху слева); МС с “оптимальной” идентификацией протонов (вверху справа); данные без идентификации протонов (внизу слева); данные с “оптимальной” идентификацией протонов (внизу справа). Распределения воспроизводят предсказанный фон и  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  сигнал для оптимизации отношения сигнал/ $\sqrt{\text{фон}}$ .

В таб. 3.4 представлены число  $pK_S^0$  пар в экспериментальных данных и чистота протонов, оцененная при помощи моделирования МС.

Таблица 3.4. Число  $pK_S^0$  пар и чистота протонов в данных для двух поднаборов: без идентификации протонов и с “оптимальной” идентификацией протонов. Число пар представлено для полного набора и для “сигнальной” области  $1510 < M < 1550$  МэВ.

	$N(pK_S^0)$		чистота, %	
	полный набор	“сигнал”	полный набор	“сигнал”
без идент.	53463	1856	23,0	16,4
“оптим.” идент.	40561	1090	27,8	22,1

### 3.4.3. Разрешение на инвариантную массу

Разрешение (или ошибка реконструкции) на инвариантную массу системы  $pK_S^0$  можно оценить двумя независимыми способами:

“А” при помощи программ моделирования и реконструкции, вычисляя ширину распределения разности смоделированной и реконструированной инвариантной массы системы  $pK_S^0$  и аппроксимируя затем распределение полученной разности функцией Гаусса;

“В” зная ошибки измерения на импульсы протона ( $\vec{p}_1$ ) и каона ( $\vec{p}_2$ ), равные  $\sigma(\vec{p}_1)$  и  $\sigma(\vec{p}_2)$ , угол между ними  $\theta$  и массы протона ( $m_1$ ) и каона ( $m_2$ ), можно определить разрешение по инвариантной массе следующей формулой:

$$M_{\text{inv}}^2 \sigma^2(M_{\text{inv}}) = \left( \frac{E_2}{E_1} p_1 - p_2 \cos\theta \right)^2 \sigma^2(p_1) + \left( \frac{E_1}{E_2} p_2 - p_1 \cos\theta \right)^2 \sigma^2(p_2). \quad (3.5)$$

Следует отметить, что метод “А” может быть применен только для моделирования МС, метод “В” позволяет получить оценку как для моделирования МС, так и для экспериментальных данных. На рис. 3.22 показано разрешение на инвариантную массу системы  $pK_S^0$  как функция инвариантной массы. Все три гистограммы находятся в хорошем согласии. В исследуемой области разрешение на инвариантную массу составляет 8,8 МэВ.

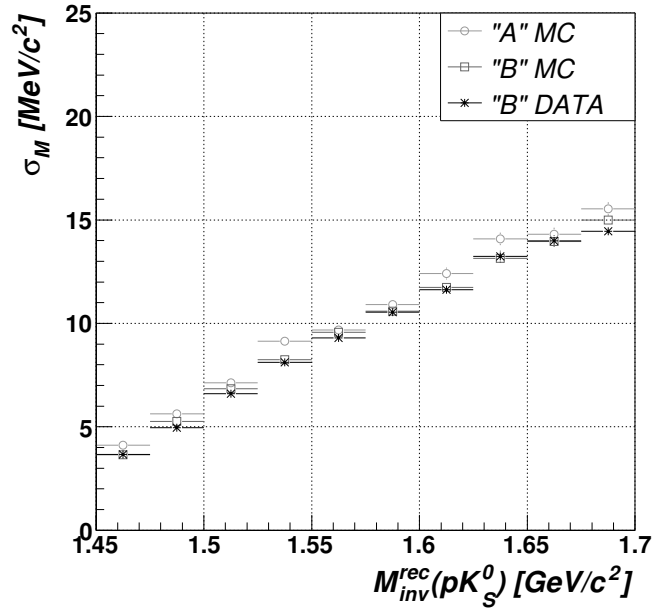


Рис. 3.22. Разрешение на инвариантную массу системы  $pK_S^0$  как функция инвариантной массы, оцененная из распределения  $M_{inv}^{gen} - M_{inv}^{rec}$  (“А” МС) и определяемая ошибками измерения импульсов продуктов распада  $\sigma_p$  и  $\sigma_{K_S^0}$  в моделированных событиях (“В” МС) и в накопленных данных (“В” DATA).

### 3.4.4. Статистический анализ

Статистическая значимость результата была оценена следующим образом:

- Набор  $pK_S^0$  пар в “сигнальном” интервале  $1510 < M < 1550$  МэВ был разбит на 8 ячеек со сравнимой статистикой: 4 ячейки для  $\cos \theta^*$  в интервале  $[-1; -0,5)$  и 4 ячейки для  $\cos \theta^*$  в интервале  $[-0,5; 1]$ . Ширина ячейки гистограммы для распределения по инвариантной массе  $pK_S^0$  пар была выбрана равной 10 МэВ, что сравнимо с экспериментальным разрешением.
- Статистическая значимость сигнала над фоном была рассчитана по следующей формуле:

$$S_L = \sqrt{2 (\ln L_{B+S} - \ln L_B)}, \quad (3.6)$$

здесь рассмотрены две функции максимального правдоподобия

$$\begin{aligned} \ln L_B &= \sum_{i=1,10} [-b_i + n_i \cdot \ln b_i], \\ \ln L_{B+S} &= \sum_{i=1,10} [-b_i - s_i + n_i \cdot \ln (b_i + s_i)], \end{aligned}$$

где  $b_i$ ,  $s_i$ ,  $n_i$  - число предсказываемых фоновых и сигнальных событий, а также полное число наблюдаемых событий в данных в  $i$ -й ячейке соответственно.

- Полученное распределение аппроксимируется резонансной формулой Брейта-Вигнера [84] с массой  $M$ , шириной  $\Gamma$  и числом сигнальных событий  $N_S$  для максимального значения  $S_L$ .

Предсказываемое “сигнальное” распределение было смоделировано функцией Брейта-Вигнера, размытой экспериментальным разрешением  $\sigma = 8,8$  МэВ.

Для предсказания фона была использована процедура, описанная в § 3.4.1. Алгоритм был предварительно проверен при помощи “игрушечного” моделирования сигнала с различными соотношениями параметров  $N_S$ ,  $\Gamma$  и  $\sigma$  при фиксированном значении массы  $M = 1,53$  ГэВ и случайного фона, разыгранного полиномом 1-й степени. Для всех трех случаев  $\sigma \gg \Gamma$ ,  $\sigma \simeq \Gamma$ ,  $\sigma \ll \Gamma$  мы получили корректное предсказание числа “сигнальных” событий  $N_S$ , а также  $\Gamma$  в случае хорошего экспериментального разрешения ( $\sigma \ll \Gamma$ ). На рис. 3.23 приведены результаты моделирования и использования алгоритма, описанного выше. Значение массы резонанса  $M = 1,53$  ГэВ и экспериментальное разрешение  $\sigma = 10$  МэВ близко к исследуемому в

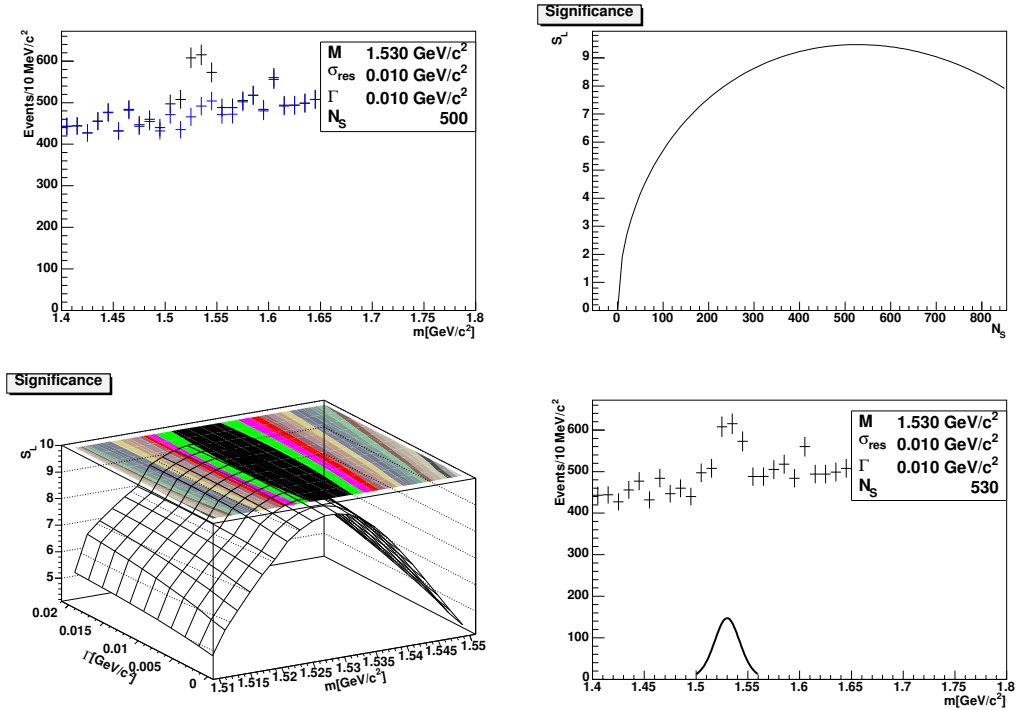


Рис. 3.23. Моделирование “сигнального” распределения для значений числа событий  $N_S = 500$ , массы резонанса  $M = 1,53$  ГэВ, его ширины  $\Gamma = 10$  МэВ и экспериментального разрешения  $\sigma = 10$  МэВ (вверху слева). Результат аппроксимации: значимость результата как функция числа событий  $N_S$  (вверху справа), значимость результата как функция массы  $M$  и ширины  $\Gamma$  резонанса (внизу слева), распределение “сигнала” и параметры аппроксимации (внизу справа).

анализе. Как видно из распределений число сигнальных событий хорошо измеряется в пределах статистической ошибки. Относительно ширины резонанса можно сделать вывод, что в представленном случае эксперимент не чувствителен к ее измерению.

### 3.5. Результаты

Накопленные экспериментальные данные были разделены на 5 интервалов  $[-1; -0,6)$ ,  $[-0,6; -0,3)$ ,  $[-0,3; 0)$ ,  $[0; 0,4)$ ,  $[0,4; 1]$  по  $x_F$ . Для каждого интервала были подобраны “оптимальные” критерии отбора протонов как было описано в § 3.4.2 и проведен анализ вероятного сигнала в области масс  $1510 < M_{\text{inv}} < 1550$  МэВ, описанный в § 3.4.4. Результат для двух наборов протонов, без идентификации и с “оптимальной” идентификацией, показан на рис. 3.24, 3.25. Из распределений видно, что в эксперименте NOMAD не наблюдается сигнала от  $\Theta^+$  во всех интервалах по  $x_F$ . В таб. 3.5 суммируются полученные результаты, также приводится значение верхнего предела на уровне достоверности 90% на число  $\Theta^+$  событий и на относительное рождение  $R^{\text{up}} = N_{\Theta}^{\text{obs}}/N_{\text{CC}}^{\text{obs}}$  для обоих наборов. Расчет верхнего предела рождения  $\Theta^+$  включает поправки на эффективности отбора  $pK_S^0$  пар, учитывающие потерю идентификации  $K_L^0$ -мезона и долю распада  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Результат представлен для каждого интервала по  $x_F$  и для всей возможной области по  $x_F$ . На рис. 3.26 показана чувствительность и верхние (90% CL) пределы рождения пентакварка  $\Theta^+$  как функция  $x_F$ . Верхние пределы рождения рассмотрены для трех фиксированных значений масс  $\Theta^+$  (1510, 1530, 1550 МэВ) с максимальным значением  $S_L$  для каждого рассматриваемого случая. На рис. 3.27 приведено  $x_F$ -распределение от потенциального пентакварка  $\Theta^+$ .

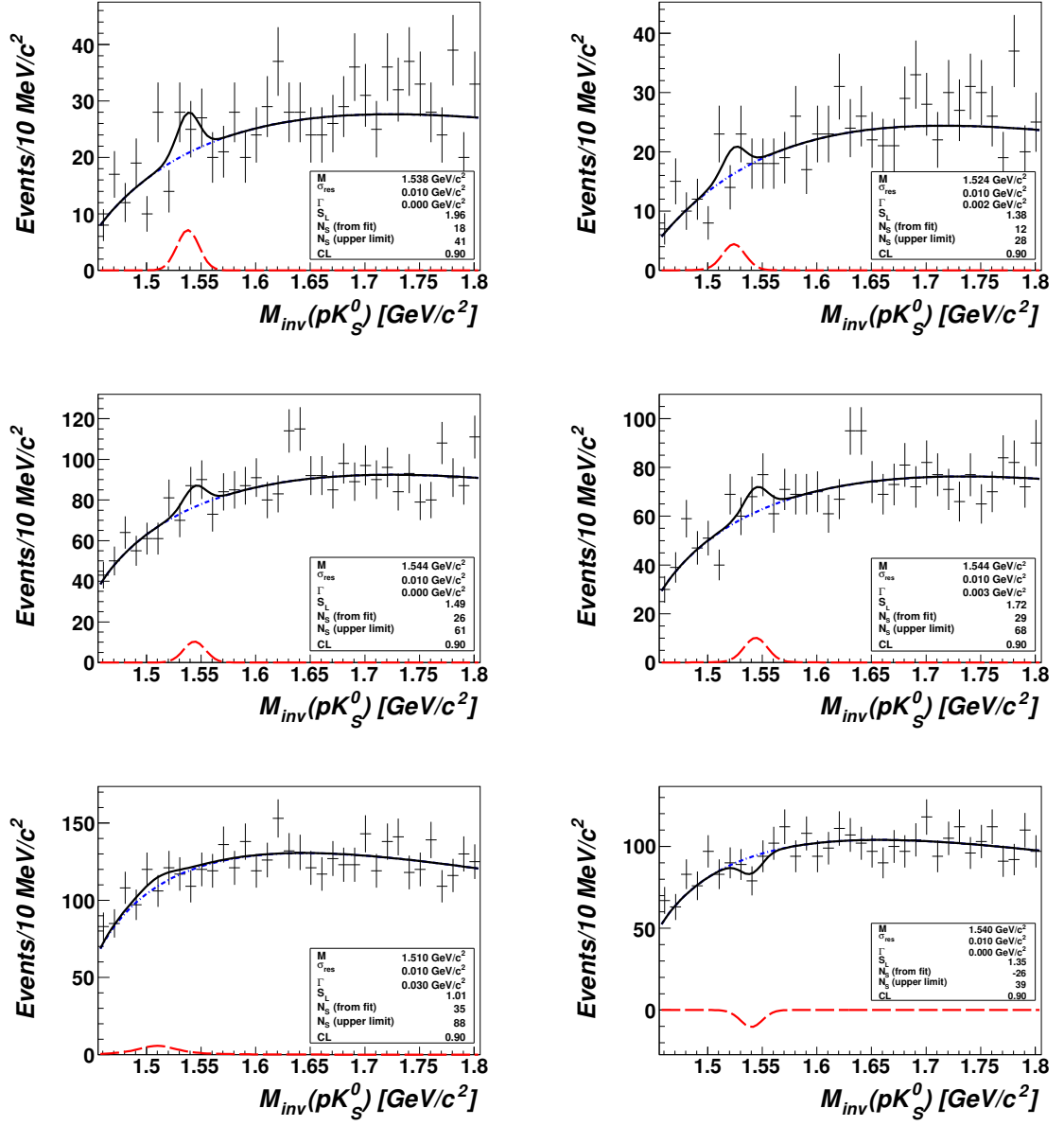


Рис. 3.24. Спектр инвариантной массы  $pK_S^0$  без идентификации протонов (слева) и для "оптимального" набора протонов (справа): для  $-1 < x_F < -0.6$  (вверху),  $-0.6 < x_F < -0.3$  (в середине),  $-0.3 < x_F < 0$  (внизу). Представленные функции соответствуют пресказываемому фону и сигналу от  $\Theta^+$  для максимального значения  $S_L$ .



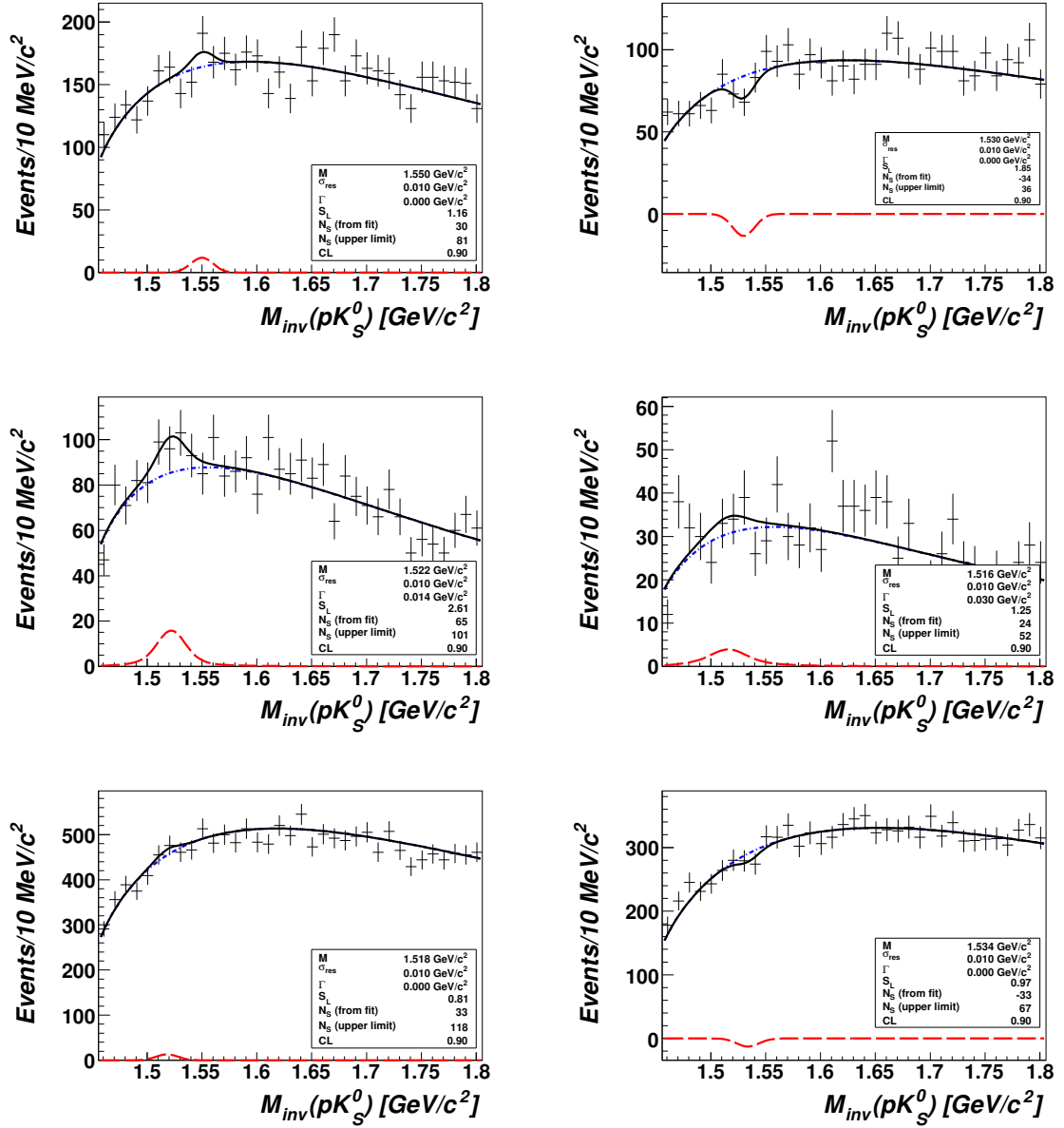


Рис. 3.25. Спектр инвариантной массы  $pK_S^0$  без идентификации протонов (слева) и для “оптимального” набора протонов (справа): для  $0 < x_F < 0.4$  (вверху),  $0.4 < x_F < 1$  (в середине) и для всех значений переменной  $x_F$  (внизу). Представленные функции соответствуют пресказываемому фону и сигналу от  $\Theta^+$  для максимального значения  $S_L$ .

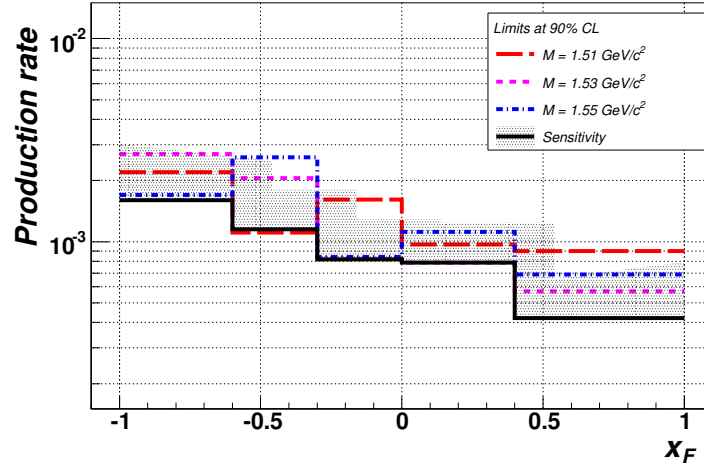


Рис. 3.26. Чувствительность и верхние (90% CL) пределы рождения пентакварка  $\Theta^+$  как функции  $x_F$  для различных значений масс  $\Theta^+$ : 1510, 1530, 1550 МэВ.

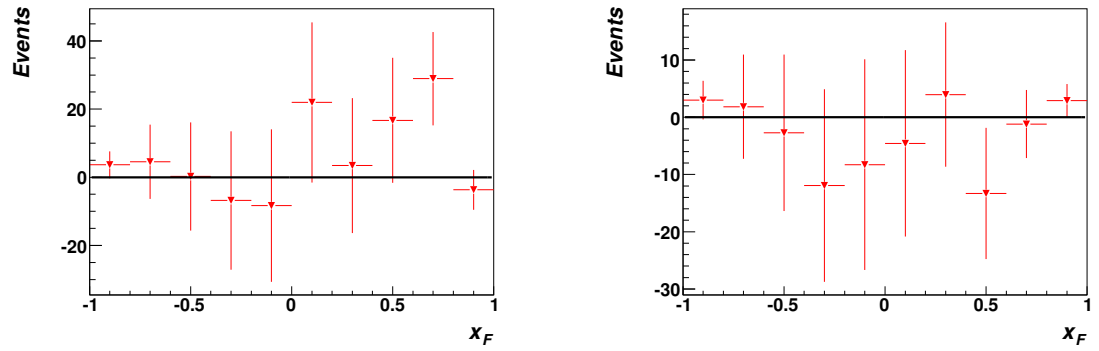


Рис. 3.27. Распределение  $x_F$  от потенциального  $\Theta^+$  сигнала: без идентификации протонов (слева), с “оптимальным” отбором протонов (справа).

Таблица 3.5. Верхний предел (90% CL) на число  $\Theta^+$  сигнальных кандидатов и на вероятность их рождения на  $10^3$  взаимодействий нейтрино ( $R^{\text{up}}$ ) без идентификации протонов и с “оптимальным” отбором протонов.

$x_F$ интервал	[-1;-0,6)	[-0,6;-0,3)	[-0,3;0)	[0;0,4)	[0,4;1]	[-1;1]
без идентификации протонов						
$N_S$ (fit)	18	26	35	30	65	77
$S_L$	1,96	1,49	1,01	1,18	2,61	1,82
$N_S^{\text{up}}$	41	61	88	81	101	161
$R^{\text{up}}$	3,84	2,18	1,74	1,37	0,83	4,36
с “оптимальной” идентификацией						
$N_S$ (fit)	12	29	-26	-34	24	-33
$S_L$	1,38	1,72	1,35	1,85	1,25	0,97
$N_S^{\text{up}}$	28	68	39	36	52	67
$R^{\text{up}}$	2,80	2,60	0,84	0,79	1,00	2,13

### 3.6. Выводы к третьей главе

Был разработан подход “слепого” анализа для поиска пентакварка  $\Theta^+$  с пресказываемой массой в области 1530 МэВ по каналу распада на  $pK_S^0$  в нейтринных взаимодействиях эксперимента NOMAD. Была разработана специальная процедура предсказания фона на основе метода “смешанных” пар, проверенная на распадах  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ,  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $K^{*\pm} \rightarrow K_S^0\pi^\pm$ . Во всех случаях наблюдается хорошее согласие между моделированием МС, экспериментальными данными и предсказываемыми фоновыми распределениями. Наблюдается также хорошее согласие для спектра инвариантной массы  $pK_S^0$  во всей области рассматриваемых масс, исключая сигнальную область  $\Theta^+$ . Был построен алгоритм идентификации протонов, основыва-

ясь на информации трех поддетекторов: дрейфовых камер, детектора переходного излучения и электромагнитного калориметра, для наибольшей чувствительности к сигналу от  $\Theta^+$  для различных значений  $x_F$  и  $\cos\theta^*$ . Алгоритм был проверен на распаде  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  вблизи первичной вершины  $\nu_\mu$  взаимодействий как для моделирования МС, так и для накопленных экспериментальных данных.

В спектре инвариантной массы  $pK_S^0$  мы не наблюдаем сигнала от  $\Theta^+$  для всех значений переменной  $x_F$  в  $\nu_\mu N$  взаимодействиях эксперимента NOMAD. Был измерен верхний предел на 90% CL на рождение пентакварка  $\Theta^+$ , который составляет  $2,13 \cdot 10^{-3}$  на одно нейтринное событие в области масс 1530 МэВ после интегрирования по всем значениям  $x_F$ , на основании которого нельзя сделать утверждение о рождении пентакварка  $\Theta^+$ . Проведенный нами анализ не подтверждает заявление об обнаружении пентакварка  $\Theta^+$  из анализа данных пузырьковых камер BEBC (WA21, WA25, WA59) в CERN и больших 15-ти дюймовых пузырьковых камер (E180, E632) в лаборатории Ферми [117].

# Рождение $c$ -кварка по димюонной сигнатуре

## 4.1. Введение

Экспериментальное измерение сечения рождения  $c$ -кварка по димюонной сигнатуре накладывает ряд требований на экспериментальную установку и методы анализа, которые были реализованы в эксперименте NOMAD. Во-первых, необходима тяжелая мишень и интенсивный пучок нейтрино для достаточного набора статистики при изучении такого рода процессов с небольшим сечением взаимодействия. Во-вторых, требуется как надежная система идентификации каждого отдельного мюона при высоком качестве реконструкции их импульсов, так и система измерения энергии нейтринного события в целом для восстановления кинематики  $\nu N$  взаимодействий. В-третьих, должна быть реализована процедура оценки всевозможных фоновых процессов. И, наконец, для оценки качества реконструкции и эффективности установки необходимо моделирование Монте Карло, отвечающее современным теоретическим расчетам.

В главе описываются процедуры отбора нейтринных событий по каналу заряженного тока, идентификация положительно и отрицательно заряженных мюонов. Описывается система триггеров переднего калориметра, обсуждаются эффект насыщения сигнала регистрации электроники и её калибровка. Проводится сравнение реконструированных кинематических переменных в моделированных событиях и в накопленных экспериментальных данных. Рассматриваются глобальные переменные нейтринных взаимодействий и переменные, описывающие рождение димюонных событий в адронной струе. Детально описывается процедура оценки фона от распа-

дов  $\pi^+$ ,  $K^+$  мезонов по лептонной моде распада на  $\nu_\mu\mu^+$ . Излагается анализ процессов рождения очарованного кварка по димюонной сигнатуре в нейтринных взаимодействиях эксперимента NOMAD. Рассмотрены современные теоретические и модельные расчеты рождения с-кварка в нейтринных взаимодействиях, которые затем применены к моделированию МС. Оценены разрешение и эффективность детектора NOMAD. Проводится изучение систематических ошибок, связанных с неопределённостями теоретических расчетов и используемых на экспериментальной установке методов измерений. В конце главы приводятся результаты измерения отношения сечения рождения очарованного кварка по димюонной сигнатуре к инклюзивному сечению взаимодействия нейтрино с нуклоном по каналу заряженного тока  $\mathcal{R}_{\mu\mu} = \sigma_{\mu\mu}/\sigma_{\text{сс}}$ . Обсуждается эффект измеренного отношения  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  на точность извлечения параметров импульсного распределения s-кварка внутри нуклона, измерения массы с-кварка и его полулептонной моды распада  $B_\mu$ .

## 4.2. Отбор событий

Для анализа димюонных событий использовался полный набор данных эксперимента NOMAD. Первичные вершины событий инклюзивных  $\nu_\mu N$  взаимодействий по каналу заряженного тока и событий с рождением мюонных пар были реконструированы в переднем калориметре (см. § 2.4.3). Димюонные события были классифицированы следующим образом:

- Димюонные события противоположного знака (от англ. Opposite-Sign DiMuons – OSDM) – события с рождением мюонных пар разного электрического заряда, наиболее чистый сигнал от элементарного процесса  $\nu_\mu s/d \rightarrow \mu^-$  с рождением очарованного кварка для исследования свойств морского s-кварка внутри нуклонов. Эта реакция подробно обсуждалась в главе 1 и является предметом исследования данной

главы диссертации. Топология исследуемого события  $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- \mu^+ X$  показана на рис. 4.1.

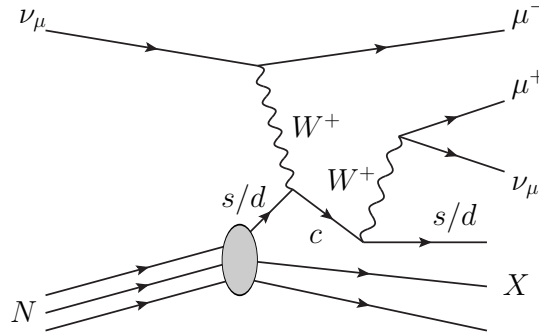


Рис. 4.1. Рождение очарованного кварка по димюонной сигнатуре.

- Димюонные события одинакового знака (от англ. Like-Sign DiMuons – LSDM) – события с рождением мюонных пар одного и того же электрического заряда, обусловленные распадами  $\pi^-/K^-$ -мезонов и процессами с рождением  $\bar{c}$ -кварка. События такого типа могут также содержать вклад от скрытого рождения  $c$ -кварка. LSDM события были детально изучены для предсказания фона от распадов  $\pi^+/K^+$ -мезонов при анализе OSDM событий, которые, как будет показано далее, составляют порядка 25% от полного числа OSDM событий.
- Тридент события. При упругом взаимодействии в поле ядра атома нейтрино может родить мюонную пару, как показано на рис. 4.2. Исследование таких событий является прямым тестом Стандартной модели. Однако, в нашем случае они являются фоновыми. Такие события характеризуются малым переданным импульсом от нейтрино к мишени. Стандартный критерий отбора на ГНР события с квадратом переданного импульса больше  $1 \text{ ГэВ}^2$  позволяет подавить вклад от тридент событий меньше, чем 0,1% от полного числа OSDM событий.

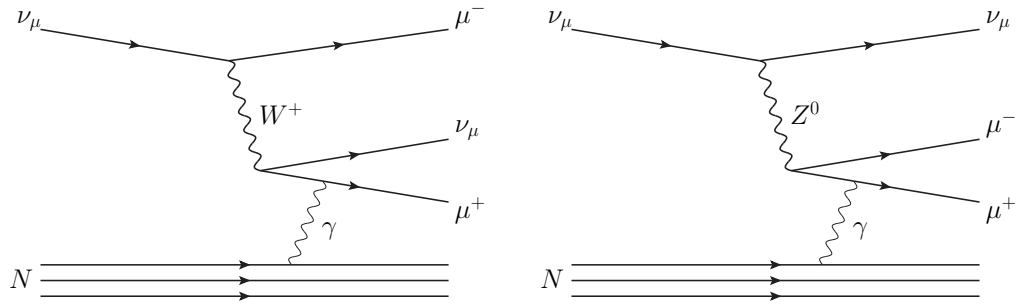


Рис. 4.2. Рождение тридент событий.

Типичный вид реконструированного события  $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- \mu^+ X$  в детекторе NOMAD с первичной вершиной взаимодействия в переднем калориметре показан на рис. 4.3.

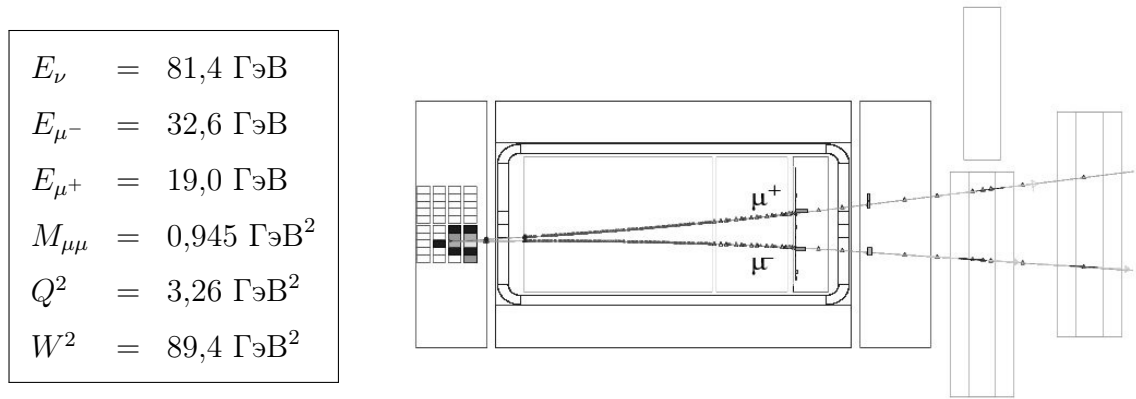


Рис. 4.3. Димюонное событие из экспериментальных данных (run 8138, событие 23906). В легенде слева приведена информация о событии: реконструированные энергии налетающего нейтрино  $E_\nu$  и вылетающих лидирующего  $E_{\mu^-}$  и “очарованного”  $E_{\mu^+}$  мюонов, инвариантная масса этой пары  $\mu^- \mu^+$ , квадрат переданного 4-импульса от нейтрино к взаимодействующему кварку  $Q^2$  и квадрат инвариантной массы родившейся адронной системы  $W^2$ .



#### 4.2.1. Вершина первичного взаимодействия нейтрино

Для расчета кинематики нейтринного события необходимо знать положение вершины нейтринного взаимодействия. Принципиальная схема идентификации первичной вершины взаимодействия нейтрино в эффективном объеме переднего калориметра выглядит следующим образом:

- определение энергосыделения в первом по направлению распространения пучка стеке с ненулевым откликом порядка 0,5 МИЧ;
- обратная экстраполяция траектории отрицательно заряженного мюона, полученной в дрейфовых камерах, в плоскость с  $z$ -координатой определенного стека из предыдущего пункта;
- расчет энергии мюона и положения первичной вершины в плоскости  $XU$  в полученной точке экстраполяции.

В данной процедуре продольная координата  $z$  не может быть измерена прецизионно из-за слабой сегментированности переднего калориметра вдоль направления пучка. Нейтрино взаимодействует равномерно вдоль данного направления, и ошибка на  $z$ -координату может быть рассчитана как отношение ширины между двумя рядом стоящими стеками  $\Delta z$  к  $\sqrt{12}$ <sup>1</sup>:

$$\sigma_z = \Delta z / \sqrt{12} = 9,7 \text{ см.} \quad (4.1)$$

Разрешение для  $x, y$ -координат было оценено порядка 0,6 – 0,8 см для всего объема переднего калориметра, а различие в распределениях для моделирования МС и экспериментальных данных составляет не более 5% (см. рис. 4.4). Провал  $y$ -распределения в нуле соответствует промежутку между двумя блоками сцинтилляционных модулей переднего калориметра,

---

<sup>1</sup> Дисперсия равномерного распределения определяется отношением его ширины к  $\sqrt{12}$ .

который хорошо описывается моделированием МС, а смещение в область отрицательных значений обусловлено магнитным полем.

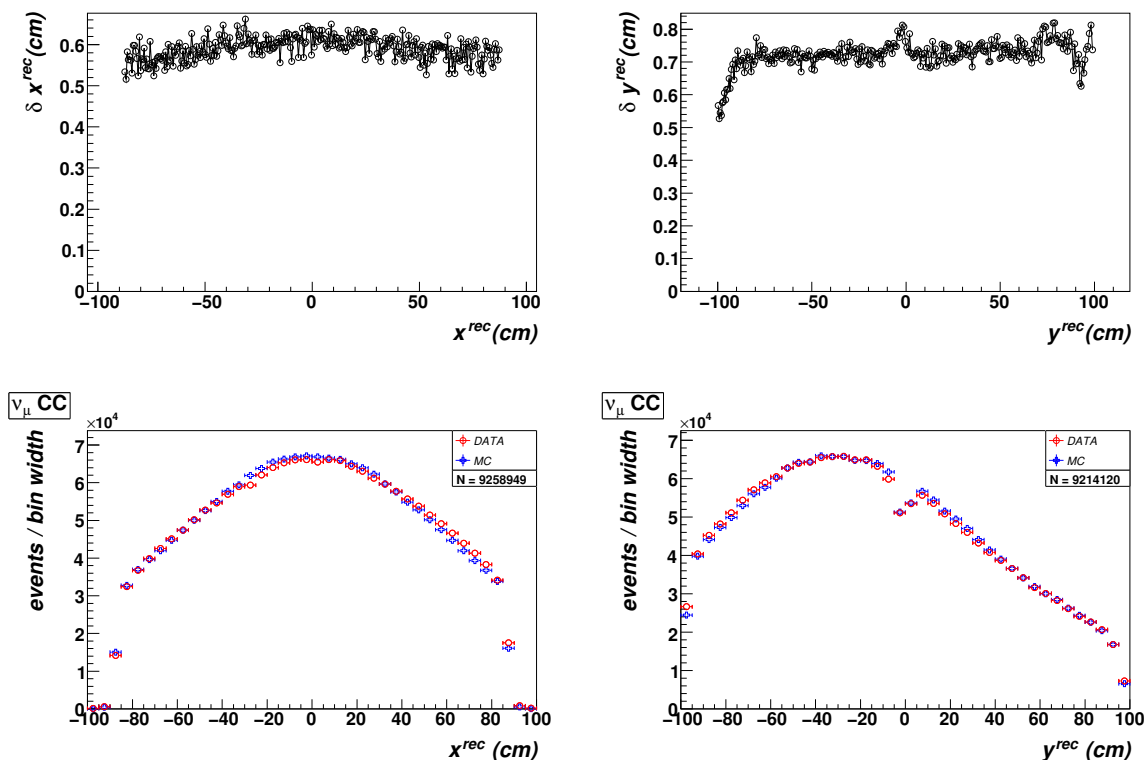


Рис. 4.4. Разрешение на первичную вершину для  $x, y$ -координат (вверху), сравнение их распределений для моделирования МС и экспериментальных данных (внизу).

#### 4.2.2. Эффект насыщения и калибровка

Передний калориметр является внутренней составляющей частью поддерживающих колонн эксперимента NOMAD. По этой причине его предварительная калибровка на нейтринном пучке с заранее известными характеристиками не представлялась возможной. Взамен была применена другая более сложная процедура измерения энергии рождающегося адронного ливня во взаимодействиях нейтрино внутри детектора.

Когда заряженные частицы пересекают передний калориметр, они взаимодействуют с молекулами в пластмассовом сцинтилляторе, теряя как минимум 1 МИЧ, которая в первом порядке не зависит от типа частицы

и ее энергии. Для восстановления полной энергии адронного ливня рождающихся частиц необходимо применить две последовательные процедуры. Во-первых, нужно провести измерение выделенной энергии в каждом модуле на АЦП переднего калориметра в МИЧ. Во-вторых, произвести переход от МИЧ к стандартным единицам измерения энергии ГэВ. Обе процедуры проведены согласно результатам, полученным в работе [158], в которой описана процедура относительной калибровки отсчетов АЦП каждого модуля с учетом характеристик используемого сцинтиллятора.

## Насыщение электроники

Электроника, считывающая сигналы с фотоумножителей, переходит в режим насыщения при высоких выделенных энергиях в переднем калориметре (предел отсчетов АЦП равен 4095). Этот эффект не был включен в программу моделирования эксперимента NOMAD. Для его учета рассчитана поправка к отсчетам АЦП для каждого индивидуального модуля из следующего уравнения:

$$\text{АЦП}_n = s \cdot \begin{cases} \text{АЦП}, & \text{АЦП} \leq \theta \\ \theta + \frac{\text{АЦП} - \theta}{\sqrt{1 + \left(\frac{\text{АЦП} - \theta}{\theta}\right)^p}}, & \text{АЦП} > \theta \end{cases} \quad (4.2)$$

где  $s$ ,  $\theta$  и  $p$  - три свободных параметра,  $\text{АЦП}_n$  - поправленное значение отсчетов АЦП. Для каждого стека проведено сравнение измеренной энергии в переднем калориметре для  $\nu_\mu$  взаимодействий по каналу заряженного тока для результата моделирования МС и экспериментальных данных. Полученные значения параметров  $s$ ,  $\theta$  и  $p$  из процедуры минимизации значения функции  $\chi^2$  приведены в таблице 4.1. Рис. 4.5 показывает хорошее согласие экспериментальных данных и результата моделирования МС, поправленного на насыщение электроники.

Таблица 4.1. Результат процедуры минимизации параметров насыщения АЦП.

Стек	$s$	$\theta$	$p$
1	1,08	34,0	1,90
2	1,12	33,0	2,10
3	1,14	26,0	1,50
4	1,05	25,0	1,30

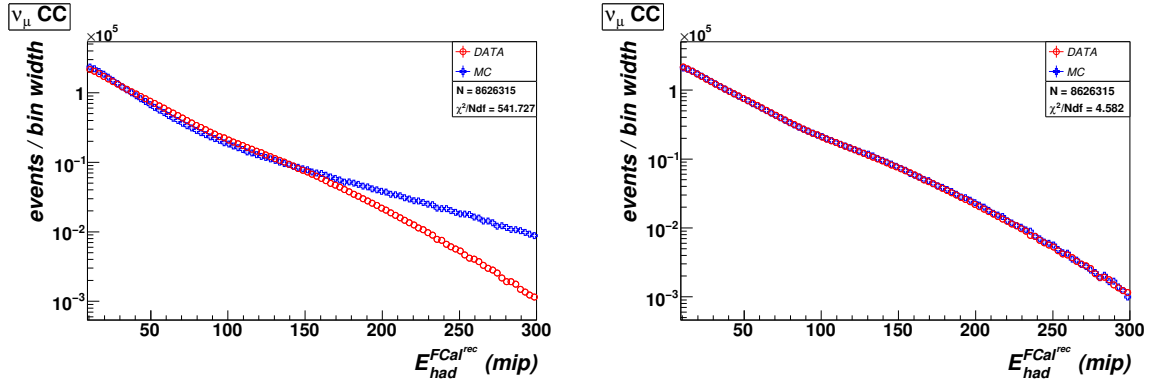


Рис. 4.5. Распределение энерговыделения в МИЧ в переднем калориметре в моделировании МС и экспериментальных данных: без учета поправки на насыщение электроники (слева) и с учетом этой поправки (справа).

## Калибровка

Полная выделенная энергия в переднем калориметре  $F$  (в МИЧ) складывается из составляющих для каждого из четырех стеков, состоящих каждый из десяти модулей, за вычетом вклада от энергии мюонов, который рассчитывается отдельно из информации дрейфовых камер:

$$F = \sum_{st=1}^4 \sum_{i<10} F_i^{st} - \sum_j F_j^{\mu}, \quad (4.3)$$

где  $F_i^{st}$  - энергия индивидуального  $i$ -го модуля в  $st$ -м стеке,  $F_j^{\mu}$  - энергия потерь  $j$ -го мюона в событии с нейтринным взаимодействием в  $f$ -м стеке.

Относительная калибровка каждого модуля производилась для мюонов большой энергии, пролетающих сквозь передний калориметр в промежутках между сбросами нейтринного пучка. Импульсы таких мюонов были реконструированы в дрейфовых камерах. Таким образом, был рассчитан коэффициент перехода  $P_0$  от МИЧ к ГэВ, используемый для стандартного моделирования МС:

$$E = \frac{1}{P_0} F, \text{ где } P_0 = 2,388 \pm 0,006 \text{ МИЧ/ГэВ.} \quad (4.4)$$

Эффект реконструкции приводит к распределению реконструированной энергии адронного ливня вокруг ее симулированного значения. Из-за эффекта насыщения электроники связь между симулированной и реконструированной переменными не является линейной, а определяется довольно сложной функциональной зависимостью  $E_{\text{had}}^{\text{sim}} = \mathcal{F}(E_{\text{had}}^{\text{FCAL}})$ . Обратная функция калибровки  $\mathcal{F}^{-1}$  оценена следующей эмпирической формулой:

$$\mathcal{F}^{-1} = \begin{cases} P_0 + P_1 E, & E \leq P_2 \\ P_0 + P_1 P_2 + P_3 \ln [P_4 (E - P_2) + 1], & E > P_2 \end{cases} \quad (4.5)$$

где параметры  $P_0, P_1, P_2, P_3, P_4$  определены из моделирования МС (см. рис. 4.6). На рис. 4.7 показано сравнение между моделированием МС и экспериментальными данными после применения всех этапов процедуры калибровки адронного ливня в переднем калориметре для каждого стека. Распределение по энергии адронного ливня для полной статистики по всем четырем стекам представлено на рис. 4.8. Окончательно, для расчета кинематики событий вычисляется видимая энергия нейтрино:

$$E_\nu = E_{\text{had}} + \sum_j E_{\text{ext}}^{\mu_j}, \quad (4.6)$$

где  $E_{\text{ext}}^{\mu_j}$  - полная энергия  $j$ -го мюона в событии, экстраполированная в вершину первичного взаимодействия нейтрино.

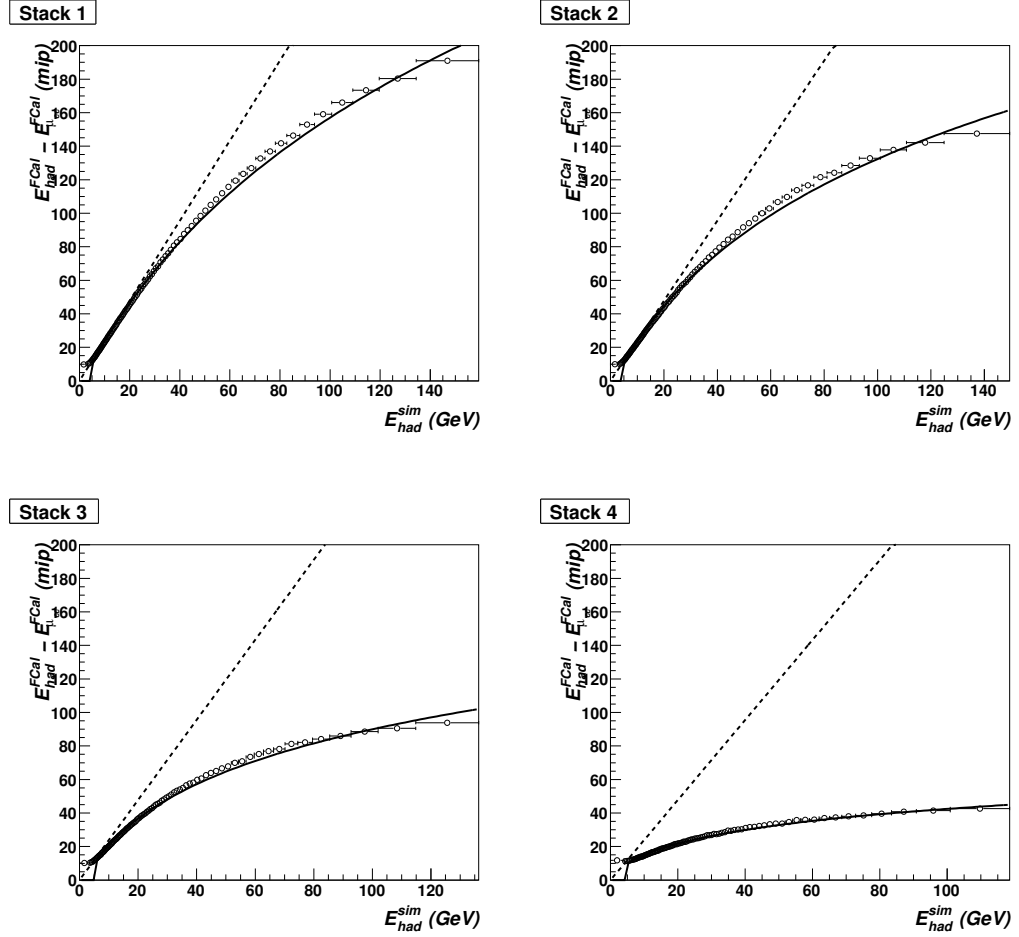


Рис. 4.6. Калибровка адронного ливня в переднем калориметре для каждого стека из моделирования МС для  $\nu_\mu$  взаимодействий по каналу заряженного тока. Сплошная линия соответствует лучшему значению из аппроксимации функции (4.5), прерывистая линия показывает идеальную линейную зависимость для значения  $P_0$  из (4.4).

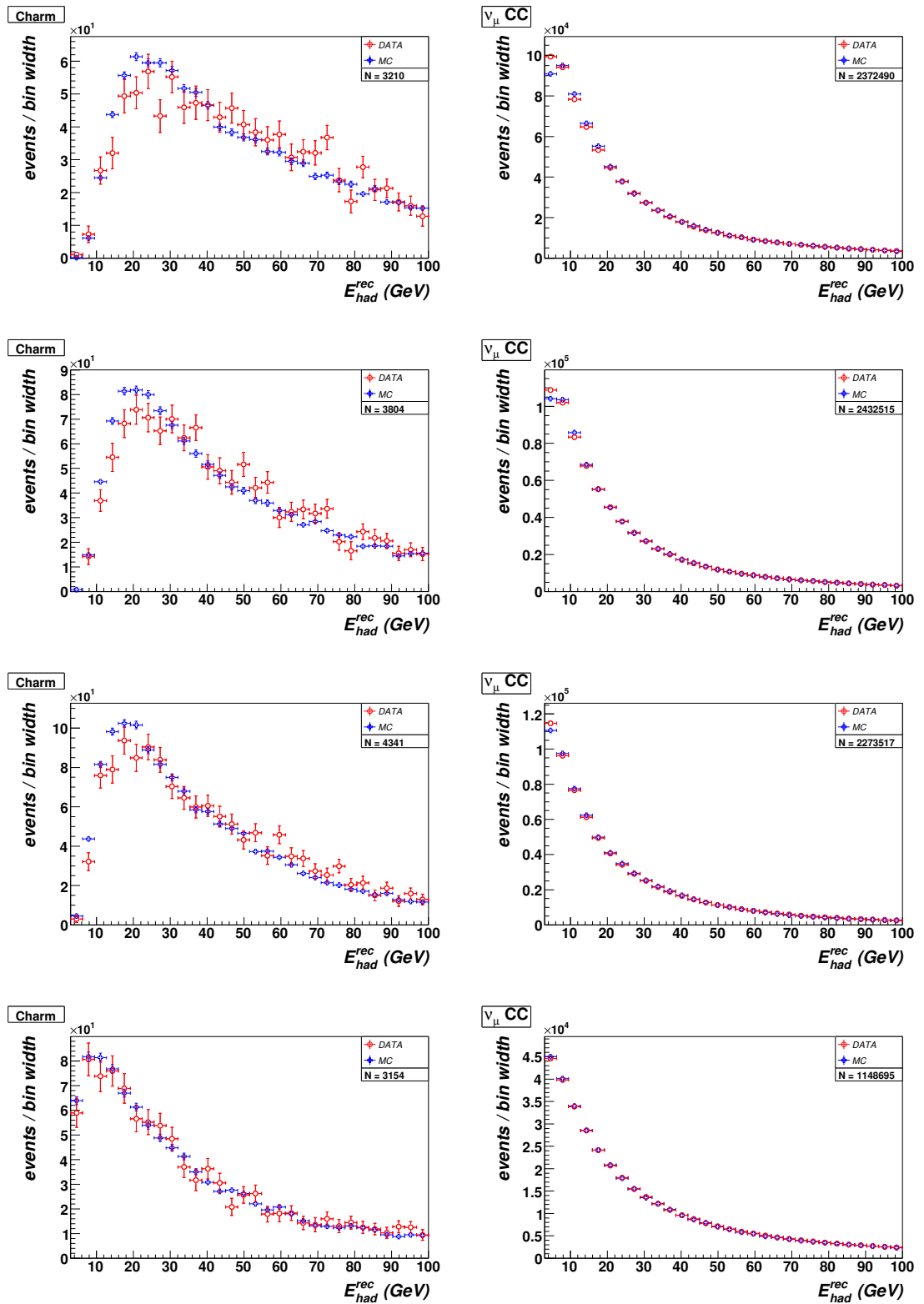


Рис. 4.7. Реконструированная энергия адронного ливня в переднем калориметре  $E_{had}$  после процедуры калибровки: для событий с мюонными парами разного знака (слева) и для  $\nu_\mu$  событий по каналу заряженного тока (справа). Каждая строка соответствует отдельному стеку в переднем калориметре (первый стек сверху).

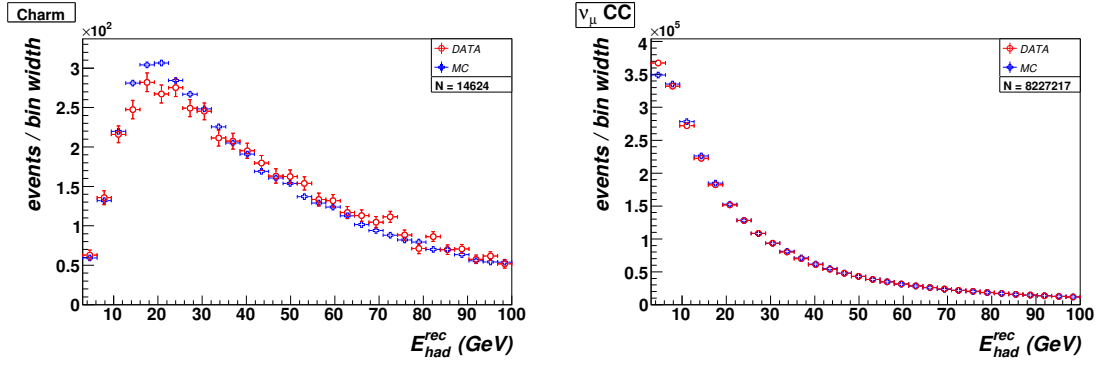


Рис. 4.8. Реконструированная энергия адронного ливня в переднем калориметре суммарно для всех стеков  $E_{had}$  после процедуры калибровки: для событий с мюонными парами разного знака (слева) и для  $\nu_\mu$  событий по каналу заряженного тока (справа).

### 4.2.3. Триггер

Триггер считается сработавшим, если в переднем калориметре выделилась энергия, эквивалентная, по крайней мере, 4 МИЧ. Проходящие насквозь мюоны отбрасываются срабатыванием сцинтилляционной плоскости  $V_8$  (см. рис. 2.3 и рис. 2.4). Использование в переднем калориметре второго независимого триггера с более низким порогом срабатывания (1,2 МИЧ) вместе с совпадением сигналов с  $T_1$  и  $T_2$  плоскостей и отсутствием сигнала в плоскости  $V_8$  позволяет измерить эффективность основного триггера в накопленных экспериментальных данных. Эффективность триггера была рассчитана отдельно для каждого стека и для каждого года работы, в результате было построено 16 гистограмм (см. рис. 4.9). Каждая гистограмма была аппроксимирована следующей эмпирической функцией:

$$\epsilon_{\text{FCAL}}(E) = \frac{p_0}{2} \left[ 1 + \tanh \left( p_1 + \frac{1}{p_2} \frac{5E^{p_3}}{E + p_4} \right) \right]. \quad (4.7)$$

Затем была определена средняя эффективность триггера для каждого стека как взвешенная сумма четырех значений от каждого года работы ( $y = 95, 96, 97, 98$ ), поправленная на соответствующее число  $\nu_\mu$  СС событий в



экспериментальных данных  $\epsilon^{\text{st}} = \sum_y \epsilon_y^{\text{st}} (N_y^{\text{st}}/N^{\text{st}})$ . На рис. 4.10 приведена эффективность работы триггера для моделирования МС и экспериментальных данных.

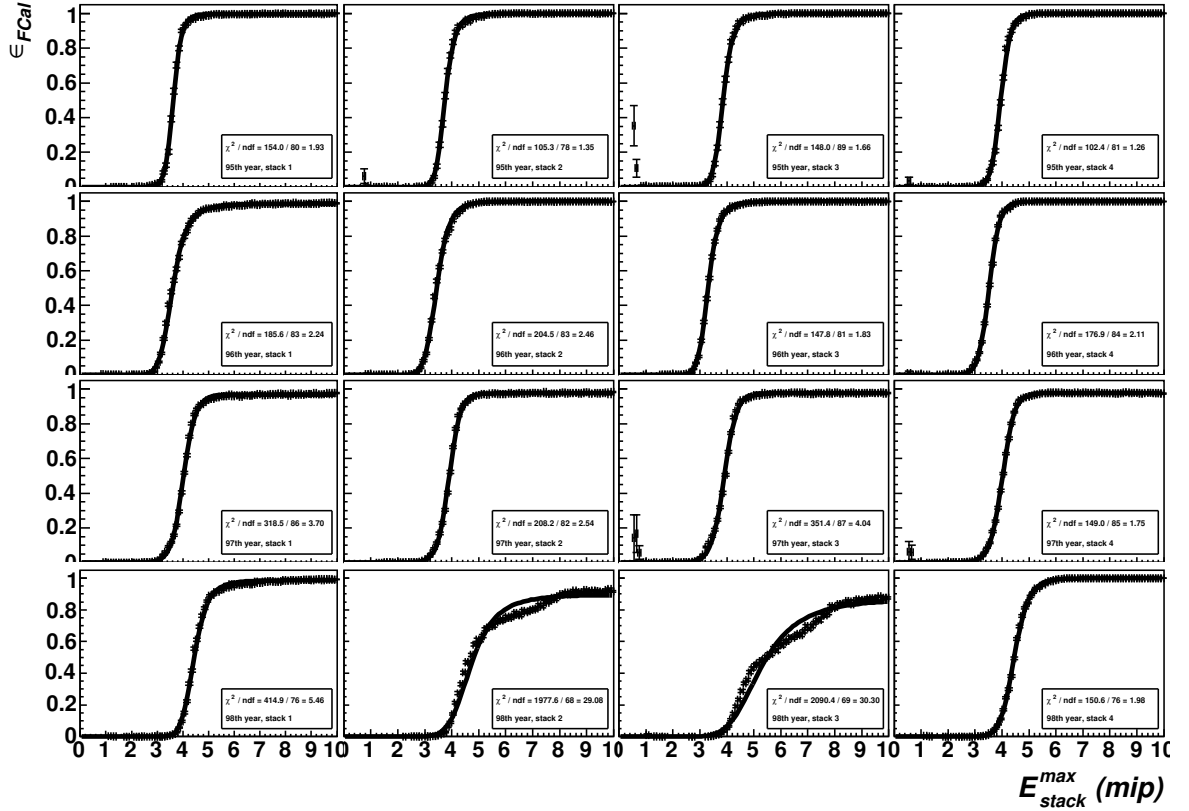


Рис. 4.9. Эффективность работы триггера в переднем калориметре как функция выделенной энергии в стеке для каждого стека (колонки) и для каждого года (строки).

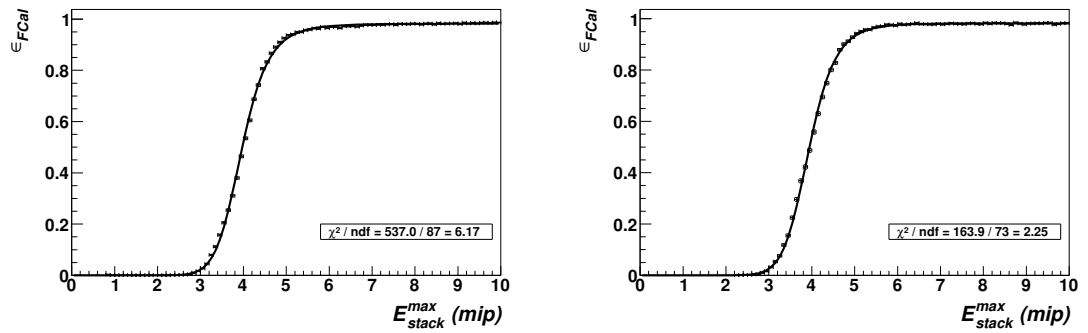


Рис. 4.10. Суммарная эффективность триггера в переднем калориметре как функция выделенной энергии: моделирование МС (слева) и экспериментальные данные (справа).

#### 4.2.4. Оценка фона

##### Нейтринное событие по каналу заряженного тока

Необходимым условием идентификации  $\nu_\mu$  события заряженного тока является наличие реконструированного и идентифицированного отрицательно заряженного мюона, выходящего из первичной вершины  $\nu_\mu N$  взаимодействий. Фоном к событиям заряженного тока являются события нейтрального тока, в которых один из адронов в адронной струе распался с образованием мюона, либо же события с взаимодействиями других типов нейтрино ( $\nu_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_e$ ), в которых лептон был неправильно идентифицирован как мюон. На основании используемого моделирования МС главный источник фоновых  $\nu_\mu$  событий нейтрального тока с распадами  $\pi^-/K^-$ -мезонов оценен как пренебрежимо малый (менее 0,5%).

##### Рождение с-кварка по димюонной сигнатуре

Как было отмечено выше, рождение с-кварка может быть зарегистрировано по событию с двумя мюонами противоположного знака в конечном состоянии. Однако, в переднем калориметре распады  $\pi^+/K^+$ -мезонов с похожей сигнатурой вносят вклад на уровне 25% событий. Таким образом, измеряемое количество сигнальных событий может быть рассчитано из разницы полного числа димюонных событий разного знака, измеренных в экспериментальных данных (DATA), за вычетом фона:

$$N_{\mu\mu_c}^{\text{DATA}} = N_{\mu\mu^+}^{\text{DATA}} - N_{\mu\mu_{\text{bg}}^+}^{\text{DATA}}. \quad (4.8)$$

Число фоновых событий оценено из количества димюонных событий одинакового знака, измеренных в экспериментальных данных, умноженного на фоновый множитель из смоделированных событий МС:

$$N_{\mu\mu_{\text{bg}}^+}^{\text{DATA}} = N_{\mu\mu^-}^{\text{DATA}} \cdot \left( N_{\mu\mu_{\text{bg}}^+}^{\text{MC}} / N_{\mu\mu^-}^{\text{MC}} \right), \quad (4.9)$$

где дополнительный множитель получен из отношения димюонных событий разного знака к димюонным событиям одинакового знака, рождающихся в распадах  $\pi^\pm/K^\pm$ -мезонов.

На рис. 4.11 показаны распределения димюонных событий одинакового знака в переднем калориметре для моделирования МС и экспериментальных данных. Мы наблюдаем удовлетворительное согласие для рассматриваемых распределений. Более того, в анализе используется отношение сечений двух типов сигнатур: димюонное рождение с-кварка и инклюзивное  $\nu_\mu N$  взаимодействие заряженного тока, а не их абсолютные значения. Это позволяет дополнительно уменьшить влияние систематических эффектов  $\nu_\mu N$  ГНР взаимодействий и сделать акцент на процессе рождения с-кварка. Однако, это отношение не исключает чувствительность к фрагментации адронной системы, особенно в области малых импульсов мюонов.

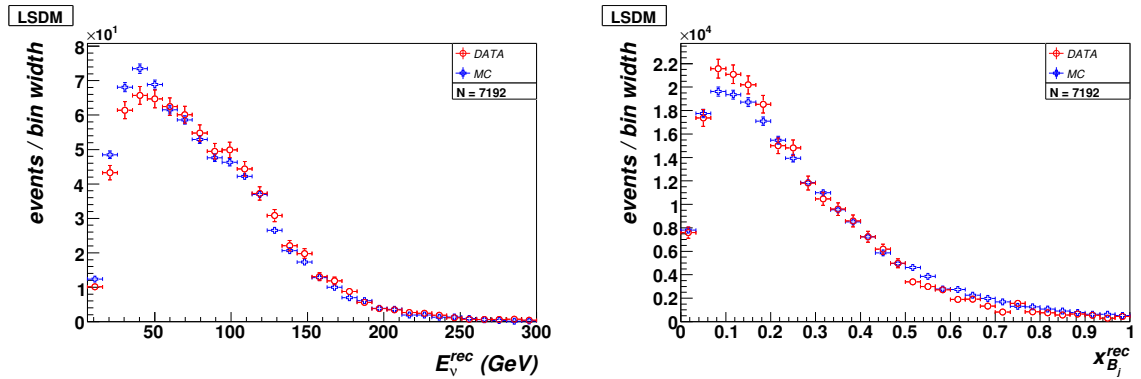


Рис. 4.11. Распределения реконструированной энергии нейтрино (слева) и переменной  $x$ -Бьёркена (справа) в моделировании МС и экспериментальных данных для димюонных событий одинакового знака.

Фоновый множитель в (4.9) напрямую зависит от отношения множественности рождения положительных и отрицательных мезонов  $h^+/h^-$  внутри адронной системы, рождающейся в процессах фрагментации партона в глубоко неупругом рассеянии. Для этого нами было проведено измерение

отношения  $N_{h^+}/N_{h^-}$  как функции импульса мезонов из экспериментальных данных NOMAD для другого детектора – дрейфовых камер. При помощи моделирования МС было показано, что различие множественностей рождения мезонов для двух ядерных мишеней (углерод для дрейфовых камер и железо для переднего калориметра) несущественно (см. рис. 4.12). Однако,

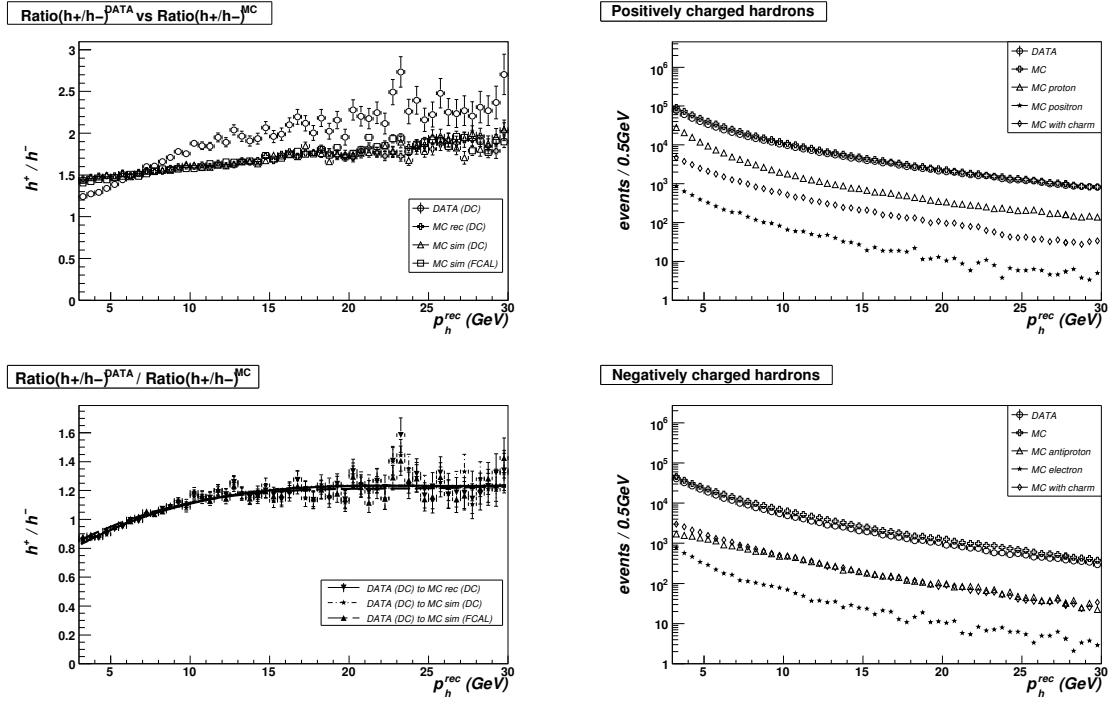


Рис. 4.12. Отношение множественностей рождения положительно и отрицательно заряженных мезонов  $N_{h^+}/N_{h^-}$  (вверху слева) как функция импульса мезонов в дрейфовых камерах для моделирования МС и экспериментальных данных. Слева внизу показано двойное отношение множественностей мезонов экспериментальных данных к моделированию МС. Распределения положительных (вверху) и отрицательных (внизу) мезонов различных типов для моделирования МС и экспериментальных данных представлены справа.

наблюдается значительное расхождение в реконструированных данных и моделировании. Для устранения систематики предсказания фонового множителя к каждому событию мы применили статистический вес  $\omega_{h^+}$  для каждого положительно заряженного мезона, рождающегося в переднем ка-

лориметре:

$$W^{\text{MC}} = \prod_{h^+} \omega_{h^+}, \quad (4.10)$$

где  $\omega_{h^+}$  является функцией импульса адрона, полученная из аппроксимации полиномом 3-й степени отношения  $N_{h^+}/N_{h^-}$ . Таким образом, наша оценка фонового распределения основана целиком на измерении экспериментальных данных двух детекторов, переднего калориметра (FCAL) и дрейфовых камер (DC):

$$N_{\mu\mu_{\text{bg}}^+}^{\text{DATA}} = N_{\mu\mu^-}^{\text{FCAL}} \cdot \left( N_{\mu\mu_{\text{bg}}^+}^{\text{MC}} / N_{\mu\mu^-}^{\text{MC}} \right)_{\text{согт}}^{\text{DC}}, \quad (4.11)$$

где  $\left( N_{\mu\mu_{\text{bg}}^+}^{\text{MC}} / N_{\mu\mu^-}^{\text{MC}} \right)_{\text{согт}}^{\text{DC}} = \left( N_{\mu\mu_{\text{bg}}^+}^{\text{MC}} / N_{\mu\mu^-}^{\text{MC}} \right)^{\text{DC}} \cdot W^{\text{MC}}$ .

#### 4.2.5. Критерии отбора событий

Для анализа были отобраны события взаимодействия нейтрино в переднем калориметре по каналу заряженного тока, события с рождением мюонных пар разного заряда (OSDM) и одинакового отрицательного заряда (LSDM), удовлетворяющие следующим условиям:

1. срабатывание триггера в переднем калориметре;
2. критерии качества к событию: исключение “плохих” наборов событий, соответствующих периодам времени нестабильного набора статистики детектором NOMAD, полная видимая энергия должна быть меньше 450 ГэВ – максимальной энергии протонного пучка, порождающего нейтрино, максимальное число сработавших модулей не должно быть больше 35 (из 40 возможных) – для исключения эффекта одновременного срабатывания всех модулей из-за перегрузки электроники;

3. идентификация в событии по крайней мере одного отрицательно заряженного идентифицированного мюона;
4. реконструированная первичная вершина  $\nu_\mu N$  взаимодействия должна находиться в эффективном объеме переднего калориметра;
5. наличие в событии второго идентифицированного мюона: положительно или отрицательно заряженного мюона из фрагментации с-кварка или из фоновых процессов;
6. разница времен прихода сигнала обоих мюонов в мюонные камеры не должна превышать 5 нс (для подавления фона);
7. поперечная компонента импульса лидирующего отрицательно заряженного мюона должна превышать поперечную компоненту импульса второго мюона (для подавления фона от антинейтринных событий);
8. энергия адронной струи (за исключением энергии второго мюона) должна быть меньше 100 ГэВ, полная реконструированная энергия нейтрино - меньше 300 ГэВ;
9. кинематическая переменная  $x_{Bj} < 1$ ;
10. энергия отрицательно заряженного мюона должна быть больше 3 ГэВ;
11. энергия вторичного мюона должна быть больше 3 ГэВ, энергия адронной струи - больше 3 ГэВ;
12. квадрат переданного 4-импульса  $Q^2$  больше 1 ГэВ<sup>2</sup>.

Условия 5–8 применяются только к таким событиям, в которых есть два мюона. Все применяемые критерии достаточно слабые для того, чтобы уменьшить систематические неопределённости. Однако, удовлетворение

этих 12-ти условий позволило нам добиться высокой эффективности и чистоты отбора необходимых событий. Условие 12 выделяет область ГНР взаимодействий, в которой возможен теоретический расчет сечений взаимодействий нейтрино с нуклонами в рамках КПМ. Стоит отметить, что последний критерий отбора обрезает лишь небольшую часть событий с рождением с-кварка из-за достаточно высокого порога его рождения. В таблицах 4.2 и 4.3 суммируется статистика для всех критериев отбора событий в моделировании МС и в экспериментальных данных.

Таблица 4.2. Отбор  $\nu_\mu N$  событий по каналу заряженного тока в моделировании МС и экспериментальных данных (DATA). Верхняя строка соответствует полному набору смоделированных МС событий в эффективном объеме переднего калориметра и используется для расчета эффективности проводимого отбора. Все последующие числа событий моделирования МС нормированы на набор экспериментальных данных после удовлетворения условиям, накладываемых на эффективный объем переднего калориметра и критерия на лидирующий отрицательный мюон ( $N_{\text{усл}} = 7$ ).

$N_{\text{усл}}$	МС		DATA	DATA/МС
	Рек.	Эфф.	Рек.	
с мод.	4 710 173			
0	13 976 553		16 107 600	
1	12 143 746	—	12 451 932	1,025
2	12 143 746	—	12 401 729	1,021
3	12 126 348	—	12 298 205	1,014
4	10 639 388	76,1%	10 757 864	1,011
7	10 636 157	76,1%	10 636 157	1,000
8	10 582 711	75,7%	10 576 596	0,999
9	10 359 121	74,1%	10 381 255	1,002
10	10 354 170	74,1%	10 376 815	1,002
11	9 730 058	69,6%	9 615 738	0,988
12	9 175 383	65,8%	8 759 065	0,954

Таблица 4.3. Отбор событий с рождением мюонных пар в моделировании MC и экспериментальных данных (DATA). Верхняя строка соответствует полному набору смоделированных MC событий в эффективном объеме переднего калориметра и используется для расчета эффективности проводимого отбора. Все последующие числа событий моделирования MC нормированы на набор  $\nu_\mu$  событий по каналу заряженного тока в экспериментальных данных после удовлетворения условиям, накладываемых на эффективный объем переднего калориметра и критерия на лидирующий отрицательный мюон ( $N_{\text{усл}} = 7$ ), включая аналитический расчет отношения сечений рождения с-кварка по димюонной сигнатуре к инклюзивному сечению  $\nu_\mu$  взаимодействий. Число фоновых событий рассчитано из произведения числа OSDM событий в реальных данных и множителя, измеренного для отношения  $h^+/h^-$  в дрейфовых камерах (см. § 4.2.4).

$N_{\text{усл}} / \text{Тип}$	MC		DATA				DATA/MC
	Рек.	Эфф.	OSDM	LSDM	Фон	Чарм	
смод.	198 320						
0	69 537						
5	18 783	27,0%	30 955	33 127	—	—	—
6	18 671	26,9%	26 739	9 488	6 565	20 174	1,080
7	18 144	26,1%	24 642	9 488	6 366	18 276	1,007
8	16 287	23,4%	21 637	7 763	5 403	16 234	0,997
9	16 180	23,0%	21 256	7 524	5 308	15 948	0,985
10	16 173	23,0%	21 245	7 518	5 307	15 938	0,985
11	16 019	22,8%	20 949	7 324	5 269	15 680	0,978
12	15 684	22,5%	20 479	7 148	5 135	15 344	0,978

Окончательно после учета всех критериев отбора и предсказания фоновых событий зарегистрировано 15 340 сигнальных событий с рождением мюонных пар разного знака и порядка 9 млн. инклюзивных событий по каналу заряженного тока.



### 4.3. Процедура анализа

Для анализа рождения с-кварка в нейтринных взаимодействиях мы выбрали измерение отношения двух сечений, димюонного  $\sigma_{\mu\mu}$  и инклюзивного  $\sigma_{cc}$ , как функции кинематических переменных

$$\mathcal{R}_{\mu\mu}(x) \equiv \sigma_{\mu\mu}/\sigma_{cc} \simeq N_{\mu\mu}/N_{cc}(x), \text{ где } x = E_\nu, x_{Bj}, \sqrt{\hat{s}}. \quad (4.12)$$

Здесь  $N_{\mu\mu}$ ,  $N_{cc}$  - числа регистрируемых событий по димюонной сигнатуре и нейтринных событий по каналу заряженного тока соответственно,  $E_\nu$  - энергия нейтрино,  $x$  - масштабная переменная Бёркена и  $\sqrt{\hat{s}} = Q^2(1/x_{Bj} - x_{Bj})$  - полная энергия в системе центра масс W-бозона и взаимодействующего партона, позволяющая измерить значение массы с-кварка. Измерение относительной характеристики  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  позволяет исключить систематические ошибки, входящие в её числитель и знаменатель. Ожидаемая чувствительность экспериментальных данных NOMAD в пространстве переменных  $(E_\nu, x_{Bj})$  и  $(x_{Bj}, Q^2)$  показана на рис. 4.13.

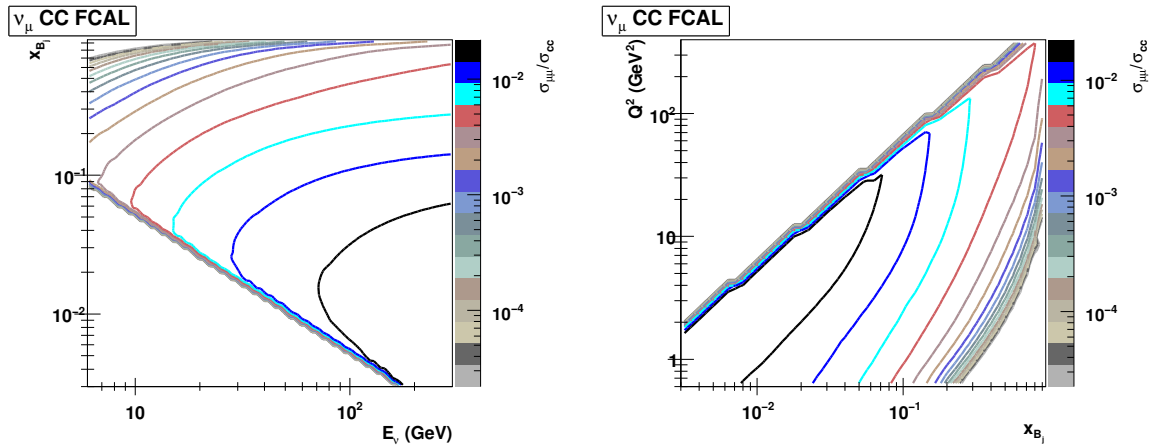


Рис. 4.13. Кинематическая область отношения  $\mathcal{R}_{\mu\mu} = \sigma_{\mu\mu}/\sigma_{cc}$ , доступная в переднем калориметре эксперимента NOMAD: в плоскости  $(E_\nu, x_{Bj})$  – слева и  $(x_{Bj}, Q^2)$  – справа.

Однако, знание эффективности и отклика детектора необходимо для физического измерения распределений  $N_{\mu\mu}$ ,  $N_{cc}$ , что, в свою очередь, требует знания сечений взаимодействия нейтрино и модели фрагментации

с-кварка. В то время как для инклюзивных  $\nu_\mu N$  взаимодействий заряженного тока теоретическое описание слабо зависит от экспериментальных данных NOMAD, измерение димюонных событий будет использовано для изучения параметров рождения с-кварка, которые необходимы для оценки разрешения и эффективности экспериментальной установки. В нашем анализе используется итеративный подход:

- первоначально, мы рассматриваем параметры модели рождения с-кварка в нейтринных взаимодействиях полностью независимой от экспериментальных данных NOMAD;
- затем, после применения полученных эффектов детектора к кинематическим распределениям, экспериментальное измерение NOMAD добавляется в глобальный анализ импульсных партонных функций плотности вероятности для уточнения параметров рождения с-кварка;
- далее процедура повторяется для полученных параметров модели с включением измерения NOMAD.

В этой секции описываются все детали рассматриваемого анализа.

#### 4.3.1. Сечения взаимодействий

Для моделирования, используемого в анализе, были получены события  $\nu_\mu N$  взаимодействий по каналу заряженного тока и с рождением димюонных пар согласно сечениям стандартного MC генератора, разработанного для эксперимента NOMAD, основанного на LEPTO [169, 170] и JETSET [175]. Эти сечения ГНР процессов соответствуют лидирующему порядку теории возмущений КХД с партонными плотностями распределений GRV94 [176, 177]. В таком приближении невозможно адекватно описать

процессы рождения с-кварка, так как оно не учитывает пороговое подавление сечения при низких энергиях нейтрино, обусловленное тяжелой массой очарованного кварка. Более того, стандартные сечения LEPТО не включают современные расчеты электромагнитных и ядерных поправок, а также высшие твисты.

Для корректного моделирования к МС событиям, полученным вышеописанным способом, использовались следующие поправочные веса

$$\omega_{\mu\mu}(E_\nu, x_{Bj}, y_{Bj}) = \frac{\sigma_{\mu\mu}^{\text{AKP}}(E_\nu, x_{Bj}, y_{Bj})}{\sigma_{\mu\mu}^{\text{LEPТО}}(E_\nu, x_{Bj}, y_{Bj})}, \quad (4.13)$$

где  $\sigma_{\mu\mu}^{\text{LEPТО}}$  - стандартное сечение рождения димюонных пар LEPТО и  $\sigma_{\mu\mu}^{\text{AKP}}$  - новое сечение, полученное из аналитических расчетов [3, 184–188]. Это сечение рассчитано в первом порядке теории возмущений КХД для структурных функций массивных кварков в схеме факторизации с тремя легкими кварками в начальном состоянии (FFS) [3]. Поправки к сечению взаимодействия нейтрино с тяжелой мишенью (ТМС) вычислены в соответствии с работами Джорджи и Политцера [189]. Поправки на высшие твисты к рождению с-кварка определены из феноменологической аппроксимации инклюзивных  $\ell N$  взаимодействий для твист-4 члена [184]. Расчет ядерных поправок был выполнен согласно вычислениям [185–187], которые включают Ферми-движение нуклонов в ядре, избыток нейтронов в тяжелых ядрах, затенение и антиэкранировку нуклонов, “избыток” пионов в ядрах и немассовые (в англ. литературе “off-shell”) поправки к структурным функциям связанного нуклона. Электромагнитные поправки, включающие одно-петлевые расчеты, определены из [188] в рамках партонной модели. Глобальная аппроксимация данных NuTeV и CCFR [3] фиксирует параметры рождения очарованного кварка, такие как масса с-кварка и распределение по импульсам странных кварков внутри нуклона, для моделирования МС на данном этапе анализа. Такой подход позволяет произвести

расчет эффектов разрешения и эффективности детектора NOMAD и проверку физического измерения независимо от экспериментальных данных NOMAD.

Для событий с рождением  $c$ -кварка мы использовали дополнительный вес, обусловленный эффектом фрагментации очарованного кварка, который описывается функцией Коллинз-Спиллера [14] с единственным параметром  $\varepsilon$ . Функция определяет вероятность родившегося очарованного адрона нести долю продольного импульса адронной системы  $z = p_L^h/p_L^{\max}$ .

Мы использовали аналогичный подход и к инклюзивным  $\nu_\mu N$  событиям заряженного тока. Моделирование МС включает структурные функции для железа, вклад легких кварков в структурные функции во втором порядке возмущений КХД.

### Фрагментация $c$ -кварка

Кинематика рождения очарованного кварка чувствительна к функции фрагментации  $c$ -кварка, которая, как было отмечено выше, определяет вероятность родившегося очарованного адрона нести долю продольного импульса адронной струи  $z = p_L^h/p_L^{\max}$ . Для моделирования МС мы использовали параметризацию Коллинз-Спиллера:

$$D(z, \varepsilon) \sim \left[ \frac{1-z}{z} - \varepsilon \frac{2-z}{1-z} \right] (1+z)^2 \left[ 1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon}{1-z} \right]^{-2}, \quad (4.14)$$

где  $\varepsilon$  - свободный параметр. ФФ  $D_c$  является дополнительным множителем к сечениям рождения  $c$ -кварка в уравнении (4.13). Таким образом, мы можем изменять значение свободного параметра  $\varepsilon$  для набора моделируемых МС событий. Для определения  $\varepsilon$  из экспериментальных данных NOMAD мы использовали два кинематических распределения: энергию вторичного мюона из распада очарованного адрона  $E_{\mu_c}$  и масштабную переменную  $x$ -Бьёркена. Энергия  $E_{\mu_c}$  является наиболее чувствительной переменной

для процессов фрагментации, так как она не зависит от деталей измерения энергии в переднем калориметре, а точность её измерения в дрейфовых камерах выше 3,5%. Кроме того, в переднем калориметре невозможно напрямую измерить импульс очарованного адрона. Дополнительные свойства фрагментации могут быть получены из переменной  $x_{Bj}$ . Основываясь на минимизации функции  $\chi^2$  от двух переменных  $E_{\mu_c}$  и  $x_{Bj}$  между экспериментальными данными и моделированием МС с вариацией множителя сечения (4.13), измерен параметр фрагментации  $\varepsilon$ . Корреляция массы с-кварка и импульсного распределения s-кварка с используемой процедурой нахождения параметра  $\varepsilon$  должна быть очень малой, так как основной вклад в  $\chi^2$  дает переменная  $E_{\mu_c}$ . Двумерная аппроксимация для  $E_{\mu_c}$  и  $x_{Bj}$  с изменением массы с-кварка  $m_c$  и  $\varepsilon$  дает плоский профиль  $\chi^2$  как функции  $m_c$ . Результат процедуры показан на рис. 4.14 и в таблице 4.4.

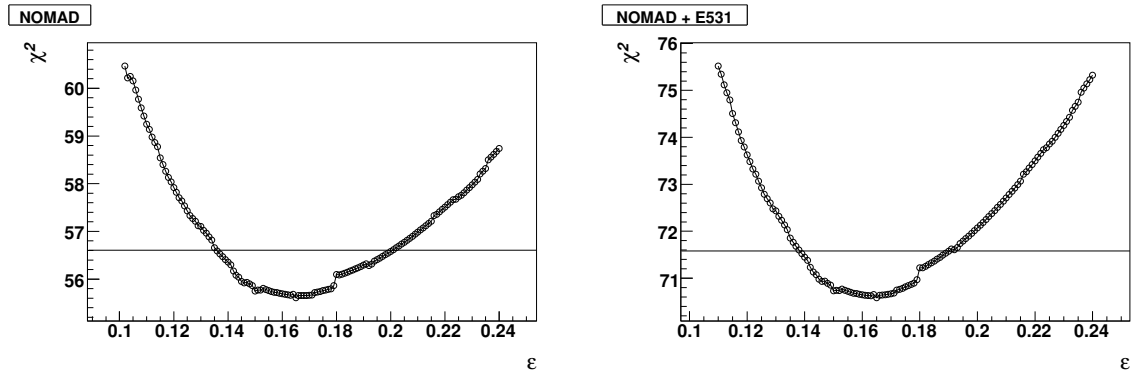


Рис. 4.14. Профиль  $\chi^2$  для функции фрагментации с-кварка в параметризации Коллинз-Спиллера для различных наборов экспериментальных данных: аппроксимация кинематических распределений  $E_{\mu_c}$  и  $x_{Bj}$  для димюонных событий NOMAD (слева), совместный фит данных NOMAD и E531 (справа). Ошибки в распределениях для моделирования МС были увеличены для получения равенства  $\chi^2/ndf = 1$ . Прямая линия соответствует отклонению  $\pm 1\sigma$ .

Для улучшения процедуры определения параметра фрагментации  $\varepsilon$  также использовался результат прямого измерения рождения очарованных

Таблица 4.4. Результат аппроксимации фрагментации с-кварка в параметризации Коллинз-Спиллера для различных наборов экспериментальных данных.

Эксперимент	$\varepsilon$
E531	$0,169 \pm 0,036$
NOMAD	$0,165^{+0,035}_{-0,029}$
E531+NOMAD	$0,165 \pm 0,025$

адронов в эмульсионном эксперименте E531 [15]. Мы получили значение  $\varepsilon$  посредством аппроксимации инклюзивного распределения  $z_c$  для очарованных мезонов, опубликованного E531, в параметризации Коллинз-Спиллера (см. таблицу 4.4). Полученное значение находится в согласии в пределах ошибок со значением эксперимента NOMAD. Совместный анализ экспериментальных данных NOMAD и E531 дает значение  $\varepsilon = 0,165 \pm 0,025$ , которое используется в представленном анализе.

### Полулептонная мода распада $B_\mu$

Эффективная полулептонная мода распада очарованных адронов  $B_\mu$  зависит от энергии налетающего нейтрино. Главная причина этого факта заключается в том, что вклад очарованных адронов  $f_h$  в нейтринных взаимодействиях является функцией энергии нейтрино. Этот факт объясняется квазиупругим рождением  $\Lambda_c$ -гиперона и дифракционным рождением  $D_s$ -мезона. Оба процесса дают значительный вклад в сечение рождение с-кварка при малых энергиях нейтрино, тогда как при  $E_\nu > 40$  ГэВ преобладает глубоко неупругое сечение рождения с-кварка с практически постоянной  $B_\mu$ . В результате того, что димюонные данные NOMAD чувствительны к энергии нейтрино в диапазоне от 6 до 300 ГэВ, необходимо учесть эффект зависимости  $B_\mu$  от энергии нейтрино  $E_\nu$ .

В настоящее время существует только одно прямое измерение фракции очарованных адронов  $f_h$  как функции энергии нейтрино из анализа [190], основанного на данных эксперимента E531 [15, 191]. Недавнее определение  $B_\mu$  как функции энергии нейтрино было получено в [3] на основании этих же эмульсионных данных эксперимента E531 с добавлением результата анализа экспериментальных данных NuTeV и CCFR. Была сделана

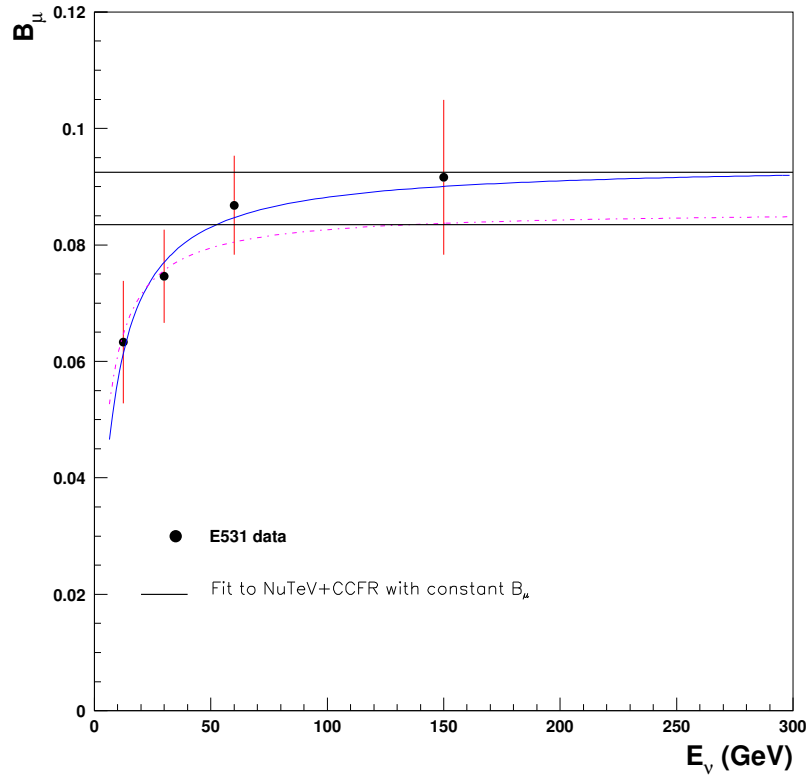


Рис. 4.15. Измерение полулептонной моды распада  $B_\mu(E_\nu)$  для эмульсионных данных эксперимента E531. Горизонтальная полоса соответствует  $\pm 1\sigma$  отклонению в анализе димюонных данных NuTeV и CCFR в предположении постоянного значения  $B_\mu = 0,088$  для  $E_\nu > 30$  ГэВ. Сплошная линия получена для аппроксимации экспериментальных данных E531, пунктирная - для совместного анализа данных E531, NuTeV и CCFR в соответствии с уравнением (4.15).

аппроксимация следующей функцией

$$B_{\mu}(E_{\nu}) = \frac{a}{1 + b/E_{\nu}}, \quad (4.15)$$

где  $a$  и  $b$  – свободные параметры. На рис. 4.15 показан результат суммарного анализа экспериментов E531, NuTeV и CCFR. Полученные значения параметров приведены в таблице 4.5.

Таблица 4.5. Коэффициенты энергетической зависимости  $B_{\mu}$  из уравнения (4.15), полученные для различных наборов экспериментальных данных.

Эксперимент	$a$	$b$ , ГэВ
E531	$0,094 \pm 0,010$	$6,6 \pm 3,9$
E531+NuTeV+CCFR	$0,086 \pm 0,006$	$4,1 \pm 2,5$

#### 4.3.2. Сравнение моделирования МС и экспериментальных данных

Проверим качество восстановления кинематики полученных событий взаимодействия нейтрино в эффективном объеме переднего калориметра, проведя сравнение нашего модифицированного моделирования МС и экспериментальных данных.

#### Нейтринное событие

Сравнение реконструированных кинематических переменных  $\nu_{\mu}N$  взаимодействий по каналу заряженного тока для экспериментальных данных и моделирования МС приведено на рис. 4.16. Наблюдается хорошее согласие как формы, так и средних значений всех реконструированных переменных.



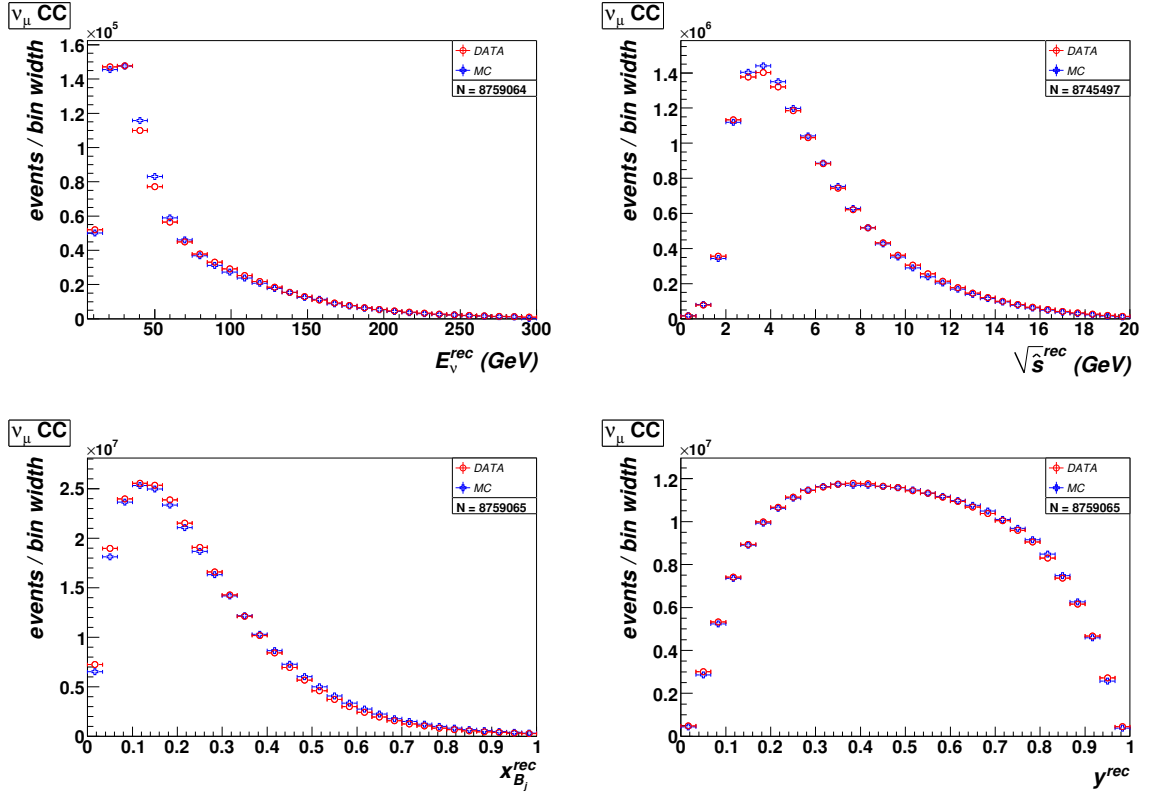


Рис. 4.16. Реконструированные кинематические переменные  $\nu_\mu N$  взаимодействий в экспериментальных данных и моделировании МС: энергия нейтрино (вверху слева), полная энергия в системе центра масс  $W$ -бозона и взаимодействующего партона (вверху справа), масштабная переменная  $x$ -Бьёркена (внизу слева) и масштабная переменная  $y$ -Бьёркена (внизу справа).

## Рождение $s$ -кварка по димюонной сигнатуре

На рис. 4.17 показано хорошее согласие кинематических переменных димюонных событий с рождением  $s$ -кварка в экспериментальных данных и моделировании МС, что также подтверждает отсутствие неучтенных эффектов детектора в программе моделирования и реконструкции.

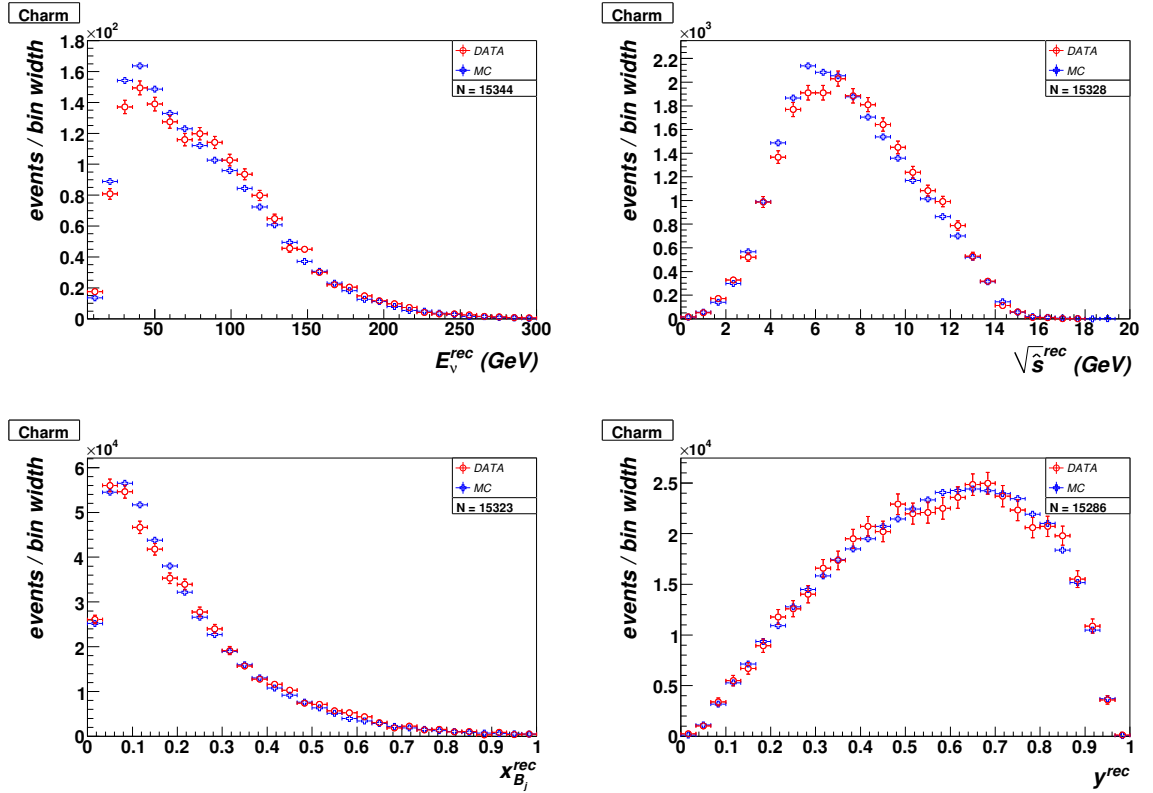


Рис. 4.17. Реконструированные кинематические переменные димьюонных событий с рождением  $c$ -кварка в экспериментальных данных и моделировании МС: энергия нейтрино (вверху слева), полная энергия в системе центра масс  $W$ -бозона и взаимодействующего партона (вверху справа), масштабная переменная  $x$ -Бьёркена (внизу слева) и масштабная переменная  $y$ -Бьёркена (внизу справа).

### 4.3.3. Экспериментальные распределения

#### Выбор ячеек гистограмм

Ячейки гистограмм кинематических распределений для экспериментальных данных были выбраны с учетом экспериментального разрешения для каждой конкретной величины. Такая стратегия позволяет уменьшить эффекты перетекания событий из одной ячейки в другую, уменьшая систематическое влияние. На рис. 4.18 показано относительное экспериментальное разрешение детектора NOMAD на кинематические переменные, используемые для анализа измерения  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$ . Как результат мы получили 19

ячеек для энергии нейтрино, 14 ячеек для  $x$ -Бьёркена и 15 ячеек для  $\sqrt{\hat{s}}$ .

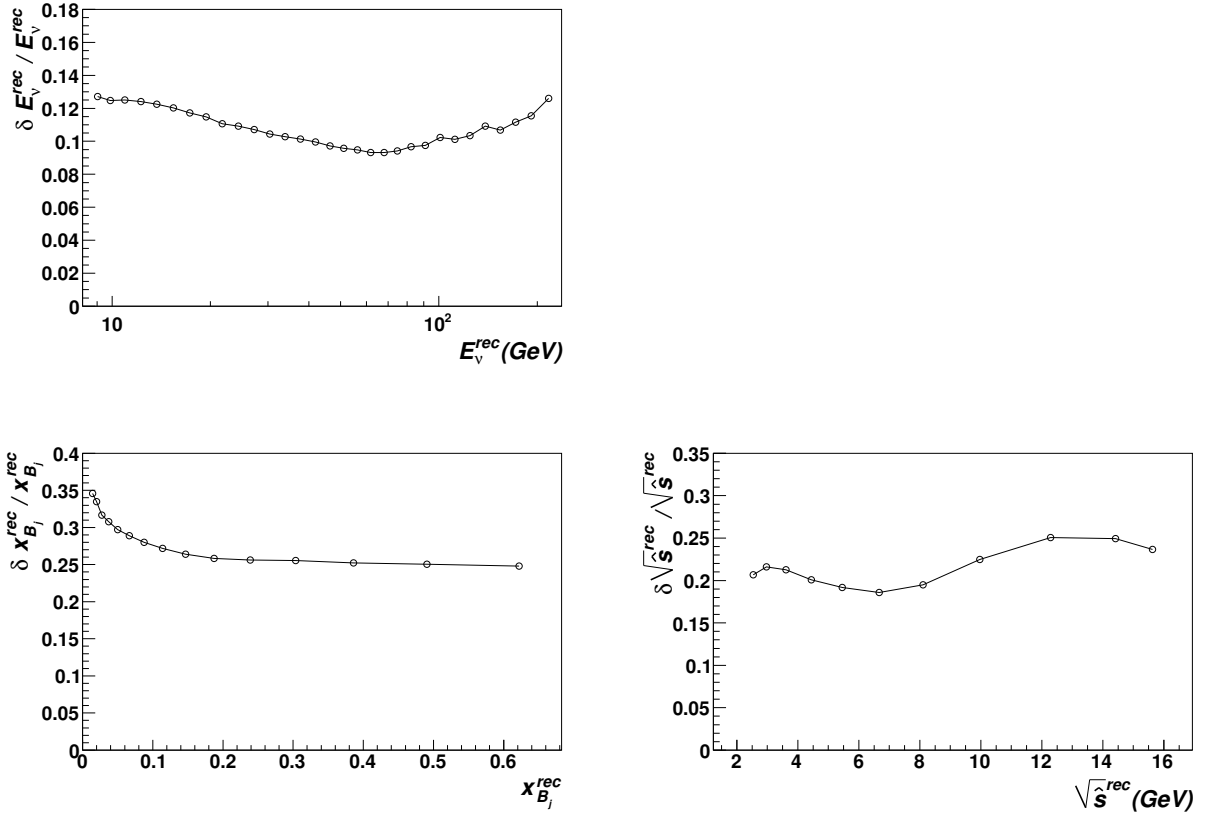


Рис. 4.18. Относительное разрешение кинематических переменных:  $E_{\nu}$  (вверху справа),  $x_{Bj}$  (внизу слева),  $\sqrt{\hat{s}}$  (внизу справа).

## Глобальная калибровка энергии адронной струи

После определения ячеек гистограмм мы провели глобальную калибровку энергии адронной струи. Эта процедура поправляет предполагаемое расхождение между экспериментальными данными и моделированием МС, происходящее в результате моделирования рождения заряженных и нейтральных частиц внутри адронного ливня в  $\nu N$  взаимодействиях. За основу метода взята кинематическая переменная  $y_{Bj}$ , напрямую зависящая от

энергии адронной струи  $E_{\text{had}}$ :

$$y_{\text{Bj}} = \frac{E_{\text{had}}}{E_{\nu}} = \frac{E_{\text{had}}}{E_{\mu^-} + E_{\text{had}}}, \quad (4.16)$$

полученная для инклюзивных  $\nu_{\mu}\text{N}$  взаимодействий заряженного тока. Энергия токового отрицательного мюона  $E_{\mu^-}$  рассчитана с точностью выше 3,5%. В каждом из 19-ти заданных интервалов по реконструированной энергии нейтрино  $E_{\nu}$  для моделирования МС энергия адронной струи  $E_{\text{had}}$  была умножена на величину  $\kappa_{\text{H}}$ , полученную из минимизации функции  $\chi^2$  для распределения кинематической переменной  $y_{\text{Bj}}$  между моделированием МС и экспериментальными данными. Процедура была отработана коллаборацией NOMAD при измерении энергии мюонов  $E_{\mu}$  в дрейфовых камерах [10]. На рис. 4.19 представлен результат минимизации  $\chi^2$ . Наилучшая аппроксимация значений параметра  $\kappa_{\text{H}} - 1$  лежит в интервале 0,1-3,7% в зависимости от значения энергии  $E_{\nu}$ . Полученная поправка была сглажена сплайном для получения плавной зависимости энергии адронной струи. Результат глобальной калибровки приведен в таблице 4.6 для каждого интервала  $E_{\nu}$ . Как можно заключить из рис. 4.20 глобальная калибровка энергии улучшает согласие кинематики нейтринных событий между моделированием МС и экспериментальными данными с точностью выше 2%.

Для расчета ошибки глобальной калибровки на величину  $\kappa_{\text{H}}$  ошибки распределения  $y_{\text{Bj}}$  для моделирования МС были увеличены до значения  $\chi^2/\text{ndf} \simeq 1$  в каждом интервале энергии нейтрино. Таким образом, отклонение функции  $\chi^2$  на единицу соответствует  $\pm 1\sigma$  интервалу неопределённости  $\kappa_{\text{H}}$ . Полученные ошибки  $\kappa_{\text{H}}$  для каждого интервала  $E_{\nu}$  приведены в таблице 4.6.

Таблица 4.6. Результат глобальной калибровки энергии адронной струи. В таблице приведены интервал реконструированной энергии нейтрино  $E_\nu$ , поправочный множитель  $\kappa_H$  и отклонение функции  $\chi^2$  на  $\pm 1\sigma$ .

$E_\nu$ интервал, ГэВ	$\kappa_H$	$\pm 1\sigma$
6 - 20	0,985	-0,003 +0,002
20 - 26	0,989	-0,006 +0,002
26 - 30,5	0,994	-0,003 +0,001
30,5 - 35,36	0,997	-0,004 +0,005
35,36 - 40	0,999	-0,004 +0,005
40 - 44,27	0,999	-0,003 +0,007
44,27 - 48,97	0,997	-0,006 +0,005
48,97 - 54,17	0,992	-0,003 +0,001
54,17 - 59,98	0,985	-0,008 +0,002
59,98 - 66,4	0,978	-0,002 +0,007
66,4 - 73,61	0,972	-0,008 +0,003
73,61 - 81,47	0,968	-0,002 +0,005
81,47 - 90,37	0,968	-0,001 +0,003
90,37 - 100	0,970	-0,009 +0,003
100 - 110,3	0,974	-0,004 +0,004
110,3 - 121,9	0,976	-0,008 +0,002
121,9 - 138,2	0,977	-0,005 +0,003
138,2 - 163,5	0,973	-0,004 +0,005
163,5 - 300	0,963	-0,006 +0,011
6 - 300	0,983	-0,003 +0,002

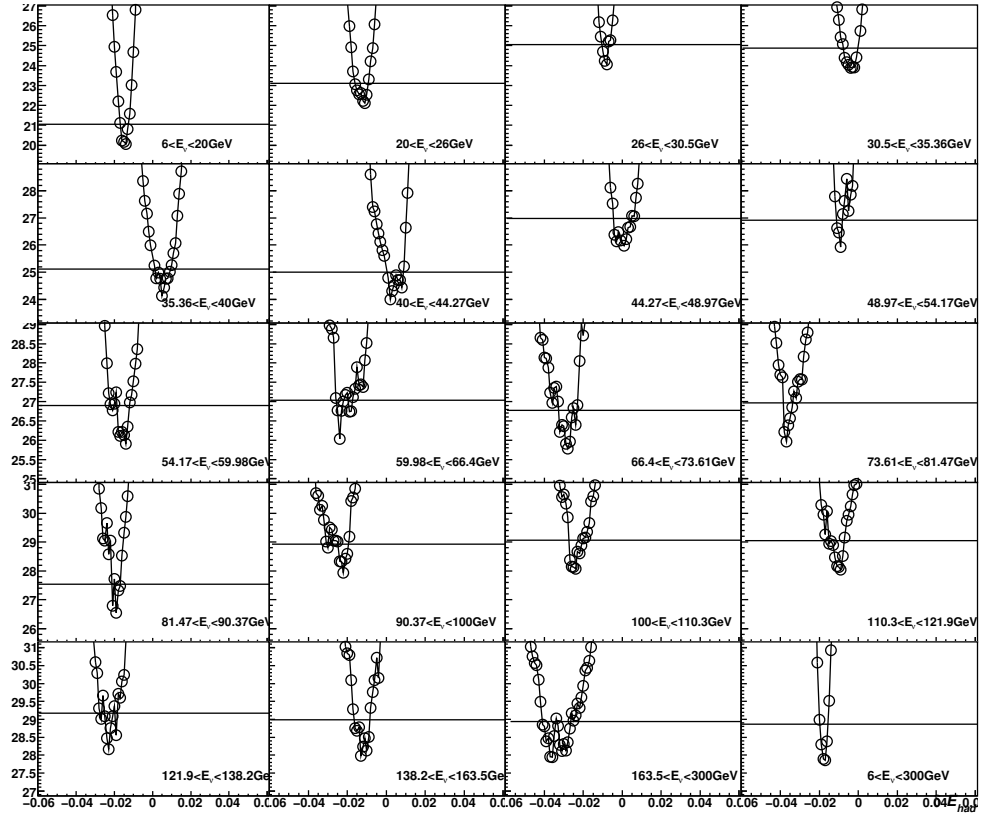


Рис. 4.19. Глобальная калибровка энергии адронной струи. Приведены функции  $\chi^2$  от множителя  $\kappa_H - 1$  между моделированием МС и экспериментальными данными для распределения кинематической переменной  $u_{Bj}$ . Прямая линия соответствует отклонению  $\pm 1\sigma$ .

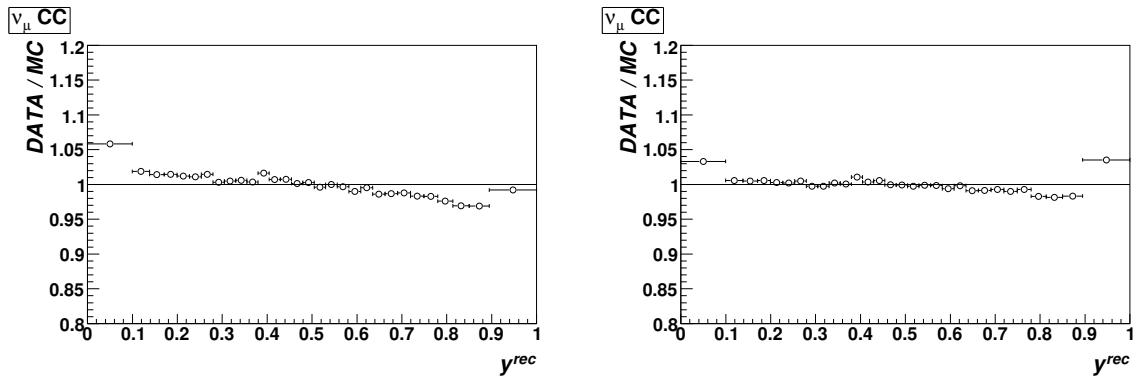


Рис. 4.20. Отношение экспериментальных данных к моделированию МС для распределения  $u_{Bj}$  перед (слева) и после (справа) глобальной калибровки энергии адронной струи.

## Разрешение и эффективность детектора

После детальной настройки моделирования МС в соответствии с сечениями, описанными ранее, необходимо оценить эффективность и разрешение детектора на изучаемые кинематические переменные для полного набора инклюзивных  $\nu_\mu N$  событий взаимодействий заряженного тока и димюонных событий с рождением  $c$ -кварка. Оба эффекта можно представить в матричной форме для преобразования симулированных дискретных значений от  $x^s$  в столбец реконструированных значений для  $x^r$

$$N_i^r(x^r) = \sum_{j=1}^m \mathbb{R}_{ij}(x_i^r, x_j^s) \cdot \mathbb{E}_j(x^s) \cdot N_j^s(x^s), \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (4.17)$$

где  $x$  - одна из кинематических переменных  $E_\nu$ ,  $x_{Bj}$ ,  $\sqrt{\hat{s}}$ ,  $N_j^s$  и  $N_i^r$  - число симулированных и реконструированных событий в  $j$ -той ( $i$ -той) ячейке,  $\mathbb{R}_{ij}$  - элемент матрицы разрешения и  $\mathbb{E}_j$  - элемент диагональной матрицы эффективности.

Для получения физического измерения на основе экспериментальных данных была решена обратная задача уравнения (4.17) (или анфолдинг, от англ. unfolding) в следующем виде

$$N_j^u(x^s) = \sum_{i=1}^n \mathbb{E}_j^{-1}(x^s) \cdot \mathbb{R}_{ji}^{-1}(x_j^s, x_i^r) \cdot N_i^r(x^r), \quad j = 1, 2, \dots, m, \quad (4.18)$$

где  $\mathbb{E}_j^{-1}(x^s)$  - элемент обратной матрицы эффективности,  $\mathbb{R}_{ji}^{-1}$  - элемент обратной матрицы разрешения,  $N_j^u$  - вектор исправленных значений экспериментальных данных.

На рис. 4.21 показан пример матрицы разрешения и вектора эффективности, используемых в анализе. Эффект перетекания событий из одной ячейки гистограммы в другую подавляется выбором размера ячеек, соизмеримым с экспериментальным разрешением. Процедура анфолдинга была проверена на моделировании МС для двух независимых наборов. На ос-

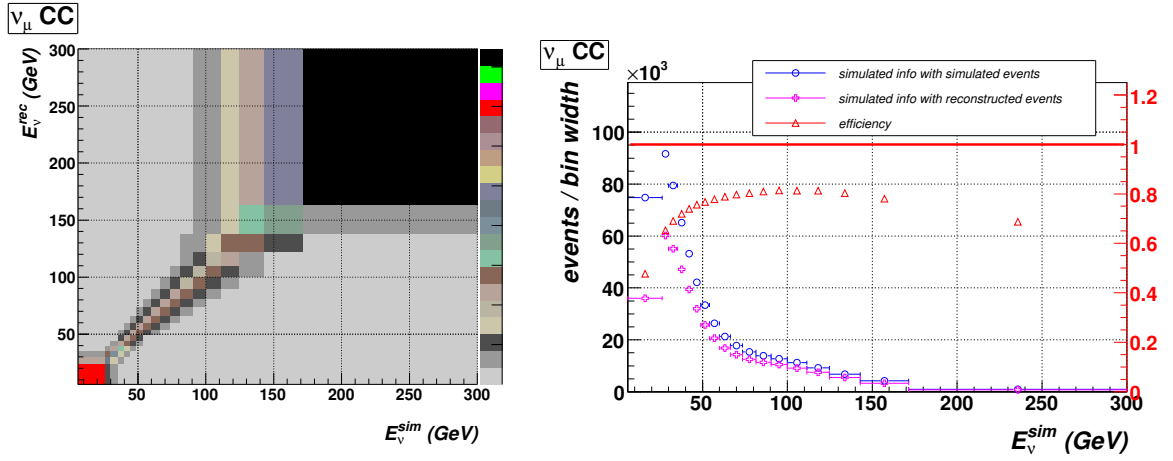


Рис. 4.21. Матрица разрешения  $\mathbb{R}_{ji}(E_\nu^r, E_\nu^s)$  (слева) и вектор эффективности  $\mathbb{E}_j(E_\nu^s)$  (справа) для инклюзивных  $\nu_\mu N$  взаимодействий заряженного тока.

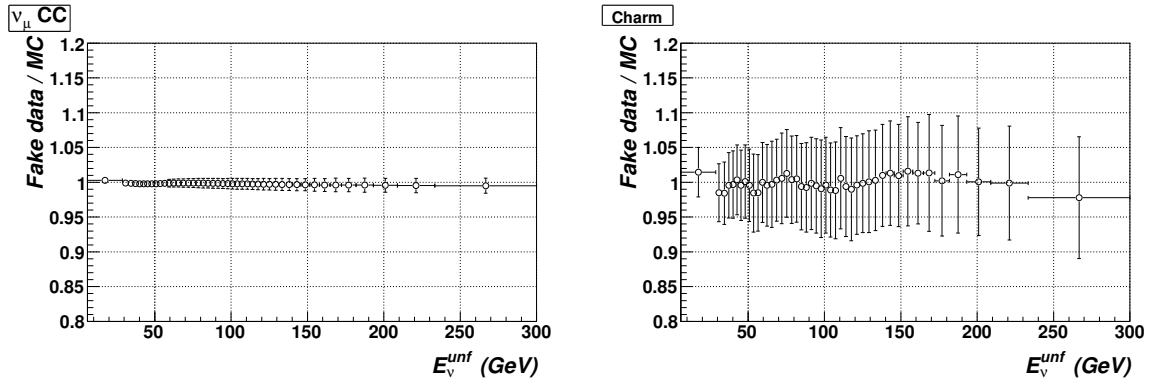


Рис. 4.22. Проверка процедуры анфолдинга для инклюзивных  $\nu_\mu N$  взаимодействий заряженного тока (слева) и взаимодействий с рождением  $c$ -кварка (справа).

новании событий первого набора были получены матрицы разрешения и эффективности, решена обратная задача. Далее обратные матрицы разрешения и эффективности были применены для второго набора событий при нахождении физических распределений “искусственных” данных, которые затем сравнивались с истинными распределениями. Результат процедуры на рис. 4.22 показывает способность метода воспроизвести физические распределения с точностью выше 2% для инклюзивных  $\nu_\mu N$  взаимодействий заряженного тока и взаимодействий с рождением  $c$ -кварка.



Результат анфолдинга, примененный к исследуемым наборам экспериментальных данных для кинематических переменных  $E_\nu$ ,  $x_{\text{Bj}}$  и  $\sqrt{\hat{s}}$ , приведен на рис. 4.23. Полученные распределения сравниваются с моделированием МС, на основании которого были найдены обратные матрицы разрешения и эффективности, и аналитическими вычислениями “произведения” сечений взаимодействия с нейтринным потоком.

Окончательно, отношение исправленных распределений рождения очарованного кварка по димьюонной сигнатуре и инклюзивного взаимодействия нейтрино с нуклоном по каналу заряженного тока  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  показано на рис. 4.24.

### Центральное значение ячеек гистограмм

Полученные в предыдущей секции кинематические распределения  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  как функции энергии нейтрино  $E_\nu$ , масштабной переменной  $x$ -Бьёркена и энергии в системе центра масс  $\sqrt{\hat{s}}$  (см. рис. 4.24) в пределах ошибок согласуются как с экспериментальными данными, так и с модельными расчетами. Однако, в результате того, что функции  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  варьируются внутри каждой ячейки гистограмм, необходимо сделать поправку на значение экспериментальных точек вдоль горизонтальной оси  $X$ . Для этого были использованы модельные вычисления сечений  $\nu N$  взаимодействий, умноженные на поток нейтрино в эксперименте NOMAD. Для каждой ячейки гистограмм были найдены значения кинематических переменных ( $E_\nu$ ,  $x_{\text{Bj}}$  и  $\sqrt{\hat{s}}$ ), соответствующих значениям аналитических функций  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  в точках полученных нами экспериментальных измерений. Таким образом, полученные значения равны средним значениям переменной в заданных интервалах. Результат данной процедуры приведен на рис. 4.25.

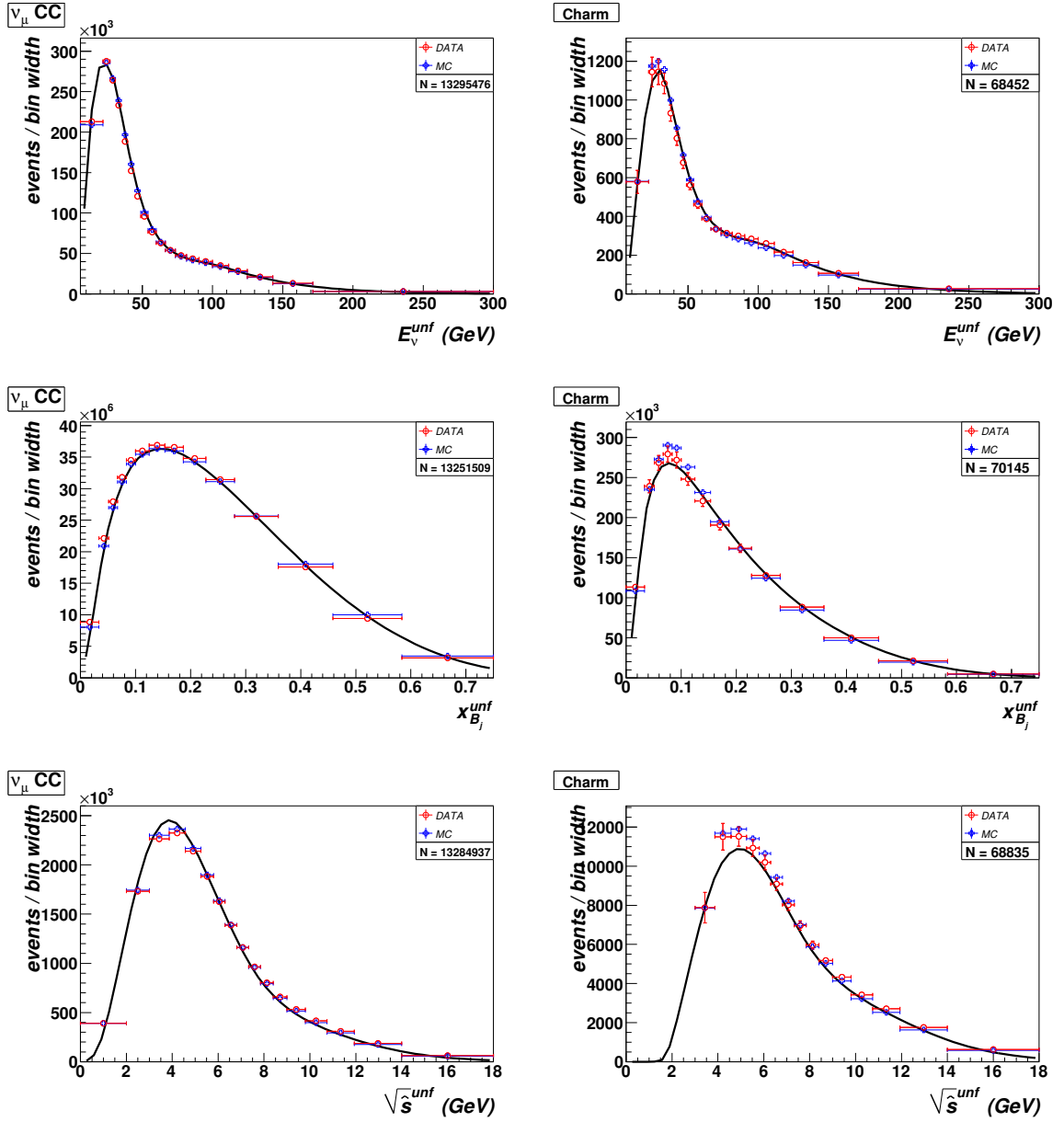


Рис. 4.23. Сравнение исправленных экспериментальных данных (кружки), моделирования МС (крестики) и соответствующие моделированию аналитические расчеты “произведения” сечения взаимодействия и потока нейтрино  $\sigma \times \Phi$  (функция) для кинематических переменных  $E_\nu$  (вверху),  $x_{Bj}$  (в середине) и  $\sqrt{s}$  (внизу) в инклюзивных  $\nu_\mu N$  взаимодействиях заряженного тока (слева) и взаимодействиях с рождением с-кварка (справа).

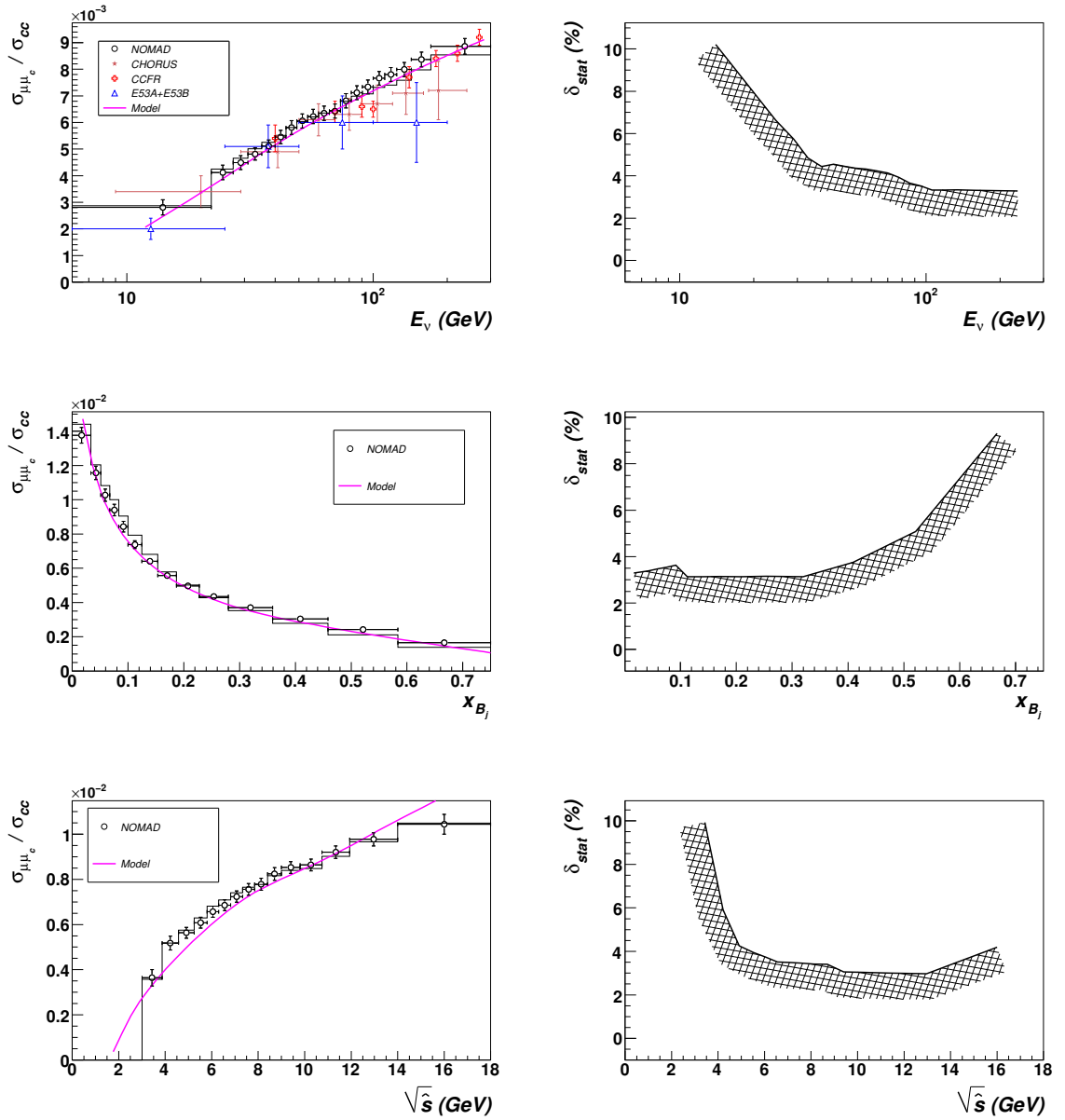


Рис. 4.24. Отношение  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  между сечениями рождения очарованного кварка по димюонной сигнатуре и инклюзивного взаимодействия нейтрино с нуклоном по каналу заряженного тока как функция кинематических переменных: энергии нейтрино (вверху),  $x$ -Бьёркена и энергия в системе центра масс  $\sqrt{\hat{s}}$  (внизу). Для распределений эксперимента NOMAD приведены только статистические ошибки, относительные значения для которых вынесены отдельно справа. Функции соответствуют аналитическим расчетам, не зависящим от экспериментальных данных NOMAD (см. § 4.3.1).

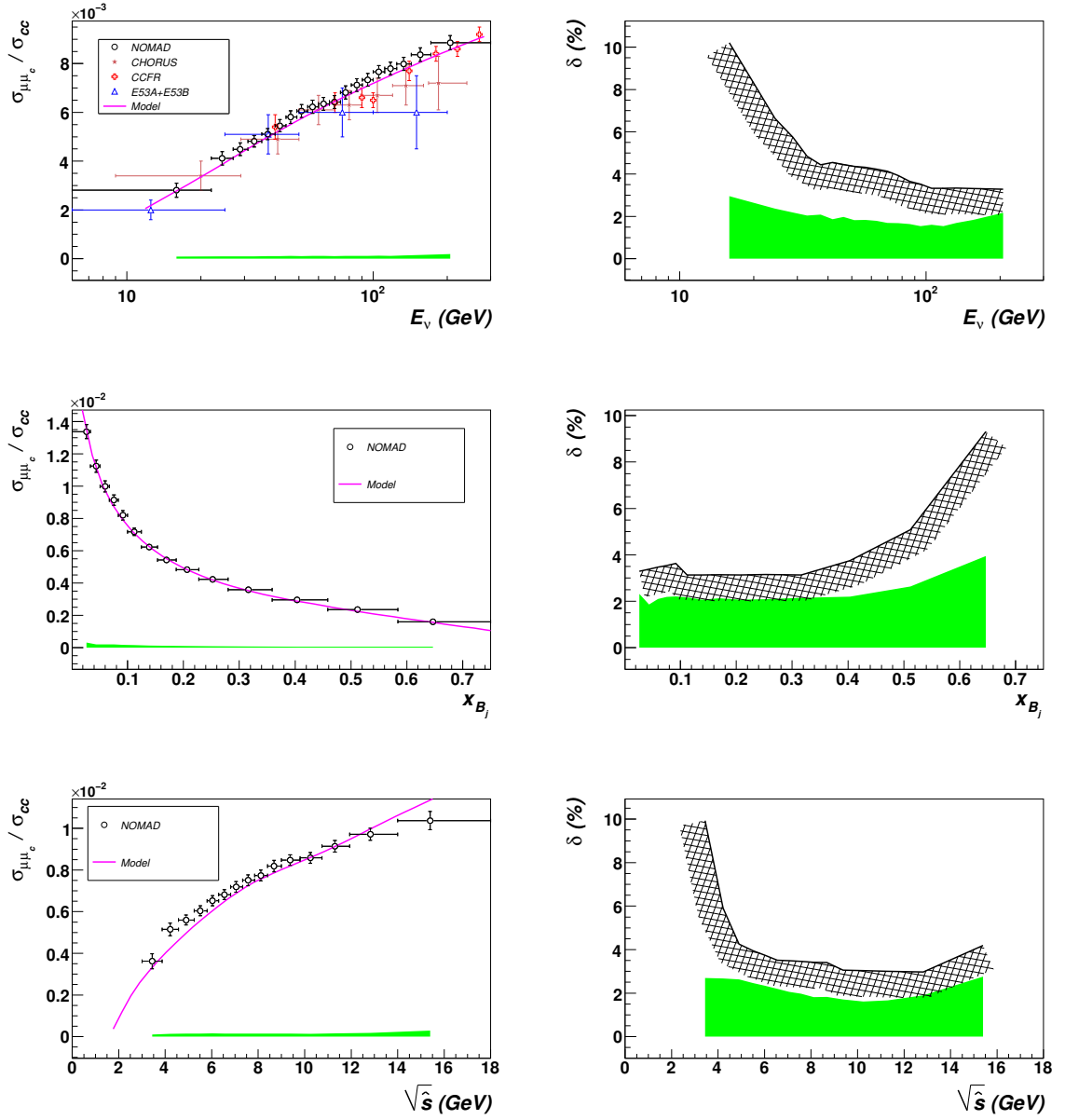


Рис. 4.25. Отношение  $\mathcal{R}_{\mu c}$  между сечениями димюонного рождения  $c$ -кварка и инклюзивного взаимодействия нейтрино с нуклоном по каналу заряженного тока: энергия нейтрино (вверху), переносимый импульс взаимодействующего партона (кварка)  $x$ -Бьёркена (середина) и полная энергия в системе центра масс  $W$ -бозона и взаимодействующего партона (кварка)  $\sqrt{s}$  (внизу). Отдельно статистические (гистограмма) и систематические (подложка) неопределённости показаны на распределениях справа. Центральные значения вдоль оси  $X$  поправлены согласно процедуре, изложенной в § 4.3.3. Представленная функция (Model) построена независимо от данных эксперимента NOMAD и основывается на глобальной аппроксимации существующих данных из анализа [3].

Полный вклад рождения с-кварка по димюонной сигнатуре в эксперименте NOMAD был найден из отношения измеренных кинематических распределений и составляет

$$\frac{\int dx_{\text{Bj}} dy_{\text{Bj}} dE_\nu \sigma_{\mu\mu}(x_{\text{Bj}}, y_{\text{Bj}}, E_\nu) \Phi(E_\nu)}{\int dx_{\text{Bj}} dy_{\text{Bj}} dE_\nu \sigma_{\text{CC}}(x_{\text{Bj}}, y_{\text{Bj}}, E_\nu) \Phi(E_\nu)} = 5,15 \pm 0,05 \cdot 10^{-3}, \quad (4.19)$$

где  $\Phi$  - предсказываемый поток нейтрино в эксперименте NOMAD. Затем все кинематические распределения отношения  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  были поправлены на полученную величину.

#### 4.3.4. Систематика

Измерение относительной характеристики  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  позволяет уменьшить влияние систематических эффектов, входящих как в ее числитель (рождение с-кварка по димюонной сигнатуре), так и ее знаменатель (инклюзивное  $\nu_\mu N$  взаимодействие заряженного тока). К таким источникам систематики относятся большинство экспериментальных и модельных неопределённостей, исследуемых в представленном анализе. Так, для процедуры отбора событий (см. § 4.2.5) были использованы одинаковые критерии для одно-мюонных и димюонных событий, калибровка энергии является единой процедурой для всего анализа (см. § 4.2.2 и § 4.3.3), а модельное влияние поправок к сечениям взаимодействий нейтрино (см. § 4.3.1) и предсказание формы спектра нейтринного пучка также является единым множителем для обоих наборов.

На рис. 4.25 показаны полные систематические неопределённости, которые меньше статистических ошибок для всего исследуемого диапазона кинематических переменных. Для большинства экспериментальных точек полная систематическая ошибка составляет порядка 2%. Более детальная информация о рождении с-кварка по димюонной сигнатуре приводится в приложении в таблицах А.1, А.2, А.3. Основной вклад в систематику вносит

рождение с-кварка, определяющее только числитель отношения  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$ : предсказание фоновых событий, фрагментация с-кварка в очарованные адроны и ошибка на значение массы с-кварка. Первый вклад в систематику входит непосредственно при процедуре вычитания фона, в то время как последние два влияют на разрешение и эффективность полученных распределений. Детальная информация по каждому из 17-ти источников систематических неопределённостей анализа приведена в приложении А.2.

## 4.4. Результаты

Измерены дифференциальные отношения сечений димюонного рождения с-кварка и инклюзивного взаимодействия нейтрино с нуклоном по каналу заряженного тока  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  с оценкой систематических погрешностей, связанных в основном с предсказанием фоновых событий, фрагментацией с-кварка в очарованные адроны и ошибкой на значение массы с-кварка (см. рис. 4.25).

В ходе анализа проведено измерение отношения вероятностей рождения положительно и отрицательно заряженных легких мезонов  $(N_{\pi^+} + N_{K^+})/(N_{\pi^-} + N_{K^-})$  как функция импульсов мезонов в дрейфовых камерах (см. рис. 4.12). Данное измерение было использовано для оценки фона от распадов  $\pi^+$ ,  $K^+$  мезонов по лептонной моде распада на  $\nu_\mu\mu^+$ .

Улучшено знание процессов фрагментации с-кварка в очарованные адроны в параметризации Коллинз-Спиллера (см. § 4.3.1), свободный параметр которой совместно для двух экспериментов NOMAD и E531 составляет  $\varepsilon = 0,165 \pm 0,025$ . Полученный результат позволил значительно уменьшить систематику этого эффекта в окончательное измерение  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$ .

## Обсуждение

Полученный в данной главе диссертации результат по измерению дифференциальной характеристики  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  рождения с-кварка по димьюонной сигнатуре является наиболее точным в мире. По сравнению с предыдущими результатами точность измерения улучшена для всего диапазона исследуемых величин выше, чем в 2 – 3 раза. Кроме того, в результате решения обратной задачи разрешения и эффективности экспериментальной установки отношение  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  может быть напрямую использовано для получения теоретических расчетов. Предварительные результаты феноменологического анализа позволяют сделать заключение, что импульсные распределения с-кварка внутри нуклона, значение массы с-кварка  $m_c$  и значение полулептонной моды распада  $B_\mu$  будут улучшены в 2 раза после включения экспериментальных данных NOMAD в глобальный анализ совместно с экспериментами NuTeV и CCFR (см. таблицы 4.7, 4.8).

Таблица 4.7. Коэффициенты энергетической зависимости  $B_\mu$  из уравнения (4.15), полученные для различных наборов экспериментальных данных с учетом представленного измерения NOMAD.

Эксперимент	$a$	$b$ , ГэВ
E531	$0,094 \pm 0,010$	$6,6 \pm 3,9$
E531+NuTeV+CCFR	$0,086 \pm 0,006$	$4,1 \pm 2,5$
E531+NOMAD	$0,094 \pm 0,004$	$6,0 \pm 1,6$
E531+NOMAD+NuTeV+CCFR	$0,094 \pm 0,003$	$5,6 \pm 1,4$

Таблица 4.8. Предварительный результат на параметры рождения с-кварка, полученные из глобального анализа импульсных партонных функций плотностей вероятности в схеме  $\overline{\text{MS}}$  с бегущей массой с-кварка [192].

	$\overline{m}_c(\overline{m}_c)$ , ГэВ	$\kappa_s$
E531+NuTeV+CCFR [192]	$1,010 \pm 0,095$	$0,62 \pm 0,05$
E531+NOMAD	$1,058 \pm 0,059$	$0,63 \pm 0,04$
E531+NOMAD+NuTeV+CCFR	$1,070 \pm 0,067$	$0,61 \pm 0,02$

## 4.5. Выводы к четвертой главе

Анализ рождения с-кварка по димьюонной сигнатуре в нейтринных взаимодействиях эксперимента NOMAD выполнен на мировом уровне. Учтены все компоненты детектора, проведена калибровка переднего калориметра, изучены современные теоретические аспекты вопроса, которые были приняты во внимание при оценке разрешения и эффективности установки, а также при оценке фонов, изучены всевозможные источники систематических влияний детектора и модельных расчетов. Полученный результат позволит значительно улучшить знание об импульсном распределении s-кварка внутри нуклона и свойств рождения и распада с-кварка в нейтринных взаимодействиях.



# Заключение

## Основные результаты и выводы:

Исследован спектр инвариантной массы  $pK_S^0$  в нейтринных взаимодействиях эксперимента NOMAD для оценки существования пентакварка  $\Theta^+$  при различных значениях доли его продольного импульса в системе центра масс налетающего нейтрино и мишени  $x_F$ . В изучаемом спектре не наблюдается значимого сигнала от пентакварка  $\Theta^+$  с предсказываемой массой в области  $1530 \text{ МэВ}/c^2$  для всей области значений  $x_F$ .

Впервые в нейтринных взаимодействиях измерен верхний предел на 90% уровне достоверности на рождение пентакварка  $\Theta^+$ , составляющий  $2,13 \cdot 10^{-3}$  на одно нейтринное событие в области масс  $1530 \text{ МэВ}/c^2$  после интегрирования по всем значениям  $x_F$ . Оценка была получена “слепым” методом, впервые разработанным и реализованным в нейтринных взаимодействиях для резонансного анализа.

Для анализа резонансных состояний разработана процедура оценки комбинаторного фона, основанная на методе “смешивания” пар продуктов распада резонанса из разных событий в экспериментальных данных, для ГНР взаимодействий лептонов с нуклонами. Показано, что учет энергии адронной струи, угловых и импульсных распределений предполагаемых продуктов распада от события к событию позволяет предсказывать данный источник фона с точностью, равной статистическим экспериментальным ошибкам.

Основываясь на информации трех поддетекторов NOMAD, произведен расчет функции максимального правдоподобия для протонной и фоновой гипотез с наибольшей чувствительностью к сигналу  $\Theta^+$  при различных значениях  $x_F$  и  $\cos \theta^*$ , где  $\theta^*$  - угол между протоном в системе покоя  $\Theta^+$  и

импульсом  $\Theta^+$  в лабораторной системе отсчета.

В переднем калориметре детектора NOMAD зарегистрирована наибольшая в мире статистика событий димюонного типа с рождением с-кварка, равная 15 340. Минимальная реконструированная энергия нейтрино в спектре зарегистрированных событий, составляющая 6 ГэВ, обеспечивает наилучшую чувствительность данных к массе с-кварка среди всех нейтринных экспериментов, исследовавших димюонные события.

На основании полученных данных эксперимента NOMAD измерено отношение сечений рождения очарованного кварка по димюонной сигнатуре и инклюзивного взаимодействия нейтрино с нуклоном по каналу заряженного тока  $\mathcal{R}_{\mu\mu} = \sigma_{\mu\mu}/\sigma_{cc}$  при энергиях пучка в широком интервале  $E_\nu \in [6;300]$  ГэВ при  $x \in [0;0,75]$  и  $Q^2 > 1$  ГэВ<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>. Проведена оценка систематических погрешностей, связанных в основном с предсказанием фоновых событий, фрагментацией с-кварка в очарованные адроны и ошибкой на значение массы с-кварка. По сравнению с другими экспериментами точность измерения  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  для всей кинематической области увеличена в 2-3 раза. Впервые в нейтринных взаимодействиях отношение  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  получено в области  $[0,3;0,75]$  для переменной  $x$ -Бьёркена.

Уточнен параметр фрагментации очарованного кварка в параметризации Коллинз-Спиллера, который совместно для экспериментов E531 и NOMAD составляет  $\epsilon = 0,165 \pm 0,025$ .

Измерено отношение вероятностей рождения положительно и отрицательно заряженных мезонов  $(N_{\pi^+} + N_{K^+})/(N_{\pi^-} + N_{K^-})$  во взаимодействиях нейтрино с углеродом как функция их импульсов для моделируемых событий и для накопленных экспериментальных данных.

# Литература

- [1] *Л. Б. Окунь*. Лептоны и кварки. — М.:Наука, 1981. — 304 с.
- [2] *K. Nakamura*. Review of particle physics // *J. Phys.* — 2010. — Vol. G37. — P. 075021.
- [3] *S. Alekhin, Sergey A. Kulagin, R. Petti*. Determination of Strange Sea Distributions from Neutrino- Nucleon Deep Inelastic Scattering // *Phys. Lett.* — 2009. — Vol. B675. — Pp. 433–440.
- [4] *J.D. Bjorken*. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum // *Phys.Rev.* — 1969. — Vol. 179. — Pp. 1547–1553.
- [5] *J. D. Bjorken, Emmanuel A. Paschos*. Inelastic Electron Proton and gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon // *Phys. Rev.* — 1969. — Vol. 185. — Pp. 1975–1982.
- [6] *R. P. Feynman*. Photon-hadron interactions. — Reading 1972, 282 p.
- [7] *M. E. Sainio*. Pion nucleon sigma-term: A review // *PiN Newslett.* — 2002. — Vol. 16. — Pp. 138–143.
- [8] *Dmitri Diakonov, Victor Petrov, Maxim V. Polyakov*. Exotic anti-decuplet of baryons: Prediction from chiral solitons // *Z. Phys.* — 1997. — Vol. A359. — Pp. 305–314.
- [9] *Michael Danilov, Roman Mizuk*. Experimental Review on Pentaquarks. — 2007.
- [10] *J. Altegoer et al.* The NOMAD experiment at the CERN SPS // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1998. — Vol. A404. — Pp. 96–128.

- [11] *P. Astier et al.* Prediction of neutrino fluxes in the NOMAD experiment // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2003. — Vol. A515. — Pp. 800–828.
- [12] *Luigi Di Lella.* NOMAD home page at CERN. — <http://nomad-info.web.cern.ch/nomad-info/>.
- [13] *P. Abbon et al.* The COMPASS Experiment at CERN // *Nucl. Instrum. Meth.* — 2007. — Vol. A577. — Pp. 455–518.
- [14] *P. D. B. Collins, T. P. Spiller.* The Fragmentation of Heavy Quarks // *J. Phys.* — 1985. — Vol. G11. — P. 1289.
- [15] *N. Ushida et al.* Production characteristics of charmed particles in neutrino interactions // *Phys. Lett.* — 1988. — Vol. B206. — Pp. 380–384.
- [16] *R. Acquafredda et al.* The OPERA experiment in the CERN to Gran Sasso neutrino beam // *JINST.* — 2009. — Vol. 4. — P. P04018.
- [17] *A. Chukanov, ... O. Samoylov, ... et al.* Production properties of  $K^*(892)^{\pm}$  vector mesons and their spin alignment as measured in the NOMAD experiment // *Eur. Phys. J.* — 2006. — Vol. C46. — Pp. 69–79.
- [18] *O. Samoylov et al.* Search for the exotic  $\Theta^+$  resonance in the NOMAD experiment // *Eur. Phys. J.* — 2007. — Vol. C49. — Pp. 499–510.
- [19] *R. Petti, O. Samoylov.* Precise measurement of Charm Dimuon Production from Neutrino Interactions at NOMAD // *Письма в ЭЧАЯ.* — 2011. — Т. 42 №7 (в печати).
- [20] *О. Б. Самойлов.* Идентификация протонов для поиска экзотического барионного резонанса  $\Theta^+$  в распаде на протон и  $K_S^0$ -мезон в

эксперименте NOMAD // *Тезисы докладов VIII научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ, 2 - 6 февраля 2004.* — Дубна, 2004. — С. 172–175.

- [21] О. Б. Самойлов. Поиск пентакварка  $\Theta^+$  в эксперименте NOMAD // *Тезисы докладов IX научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ, 31 января - 6 февраля 2005.* — Дубна, 2005. — С. 283–286.
- [22] V. Cavasinni, ... O. Samoylov, ... [on behalf of the NOMAD Collaboration]. A search of the  $\Theta^+$  pentaquark baryon in neutrino interactions in the NOMAD experiment // *Proceedings of XXXIII International Conference on High Energy Physics, July 26 - August 2, 2006.* — Moscow, 2006. — Pp. 972–975.
- [23] V. Cavasinni, D. Naumov, O. Samoylov. A search for an exotic  $\Theta^+$  baryon in inclusive neutrino-nucleon interactions in the NOMAD experiment // *Proceedings of XII International Conference on Hadron Spectroscopy HADRON 07, Frascati Physics Series, October 7-13, 2007.* — 2007. — Vol. XLVI. — Pp. 1405–1416.
- [24] О. Б. Самойлов [для коллаборации NOMAD]. Исследование событий ди-мюонного рождения чарма из странного моря нуклона в нейтринных взаимодействиях эксперимента NOMAD // *Тезисы докладов XIV научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ, 1 - 6 февраля 2010.* — Дубна, 2010. — С. 114–117.
- [25] R. Petti, O. Samoylov. Precise measurement of Charm Dimuon Production from Neutrino Interactions at Nomad // *Proceedings of XVIII International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, April 19 - 23, 2010.* — Florence, 2010.

- [26] *O. Samoylov.* Search for PentaQuark Theta+ at NOMAD // *XXVIII International Workshop Neutrino Physics on Accelerators, January 25-27, 2006.* — Dubna, 2006.
- [27] *O. Samoylov.* A study of dimuon events in the NOMAD experiment // *XXX International Workshop Neutrino Physics on Accelerators, January 23-25, 2008.* — Dubna, 2008.
- [28] *O. Samoylov.* Charm production in neutrino DIS and strangeness in the nucleon // *Trento workshop on Strangeness polarization in semi-inclusive and exclusive Lambda production, October 27-30, 2008.* — Trento, 2008.
- [29] *R.P. Feynman, Murray Gell-Mann, G. Zweig.* Group  $U(6) \times U(6)$  generated by current components // *Phys.Rev.Lett.* — 1964. — Vol. 13. — Pp. 678–680.
- [30] *Ф. Хелзен, А. Мартин.* Кварки и лептоны: Введение в физику частиц. — М.:Мир, 1987. — - 456с.
- [31] *F. E. Close.* An Introduction to Quarks and Partons. — London; New York: Academic Press, 1979. — 481 p.
- [32] *M. Klein, T. Riemann.* Electroweak interactions probing the nucleon structure // *Z. Phys.* — 1984. — Vol. C24. — P. 151.
- [33] *Jr. Callan, Curtis G., David J. Gross.* High-energy electroproduction and the constitution of the electric current // *Phys. Rev. Lett.* — 1969. — Vol. 22. — Pp. 156–159.
- [34] *D.I. Kazakov, A.V. Kotikov.* On the value of the alpha-s correction to the Callan-Gross relation // *Phys.Lett.* — 1992. — Vol. B291. — Pp. 171–176.

- [35] *W.L. van Neerven, E.B. Zijlstra.* Order  $\alpha_s^2$  contributions to the deep inelastic Wilson coefficient // *Phys.Lett.* — 1991. — Vol. B272. — Pp. 127–133.
- [36] *E.B. Zijlstra, W.L. van Neerven.* Contribution of the second order gluonic Wilson coefficient to the deep inelastic structure function // *Phys.Lett.* — 1991. — Vol. B273. — Pp. 476–482.
- [37] *E.B. Zijlstra, W.L. van Neerven.* Order  $\alpha_s^2$  correction to the structure function  $F_3(x, Q^2)$  in deep inelastic neutrino - hadron scattering // *Phys.Lett.* — 1992. — Vol. B297. — Pp. 377–384.
- [38] *W.L. van Neerven, E.B. Zijlstra.* The  $O(\alpha_s^2)$  corrected Drell-Yan  $K$  factor in the DIS and  $\overline{MS}$  scheme // *Nucl.Phys.* — 1992. — Vol. B382. — Pp. 11–62.
- [39] *V.N. Gribov, L.N. Lipatov.* Deep inelastic  $e p$  scattering in perturbation theory // *Sov.J.Nucl.Phys.* — 1972. — Vol. 15. — Pp. 438–450.
- [40] *Yuri L. Dokshitzer.* Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and  $e^+ e^-$  Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. // *Sov.Phys.JETP.* — 1977. — Vol. 46. — Pp. 641–653.
- [41] *Guido Altarelli, G. Parisi.* Asymptotic Freedom in Parton Language // *Nucl.Phys.* — 1977. — Vol. B126. — P. 298.
- [42] *A. Vogt, S. Moch, J.A.M. Vermaseren.* The Three-loop splitting functions in QCD: The Singlet case // *Nucl.Phys.* — 2004. — Vol. B691. — Pp. 129–181.

- [43] *S. Moch, J.A.M. Vermaseren, A. Vogt.* The Three loop splitting functions in QCD: The Nonsinglet case // *Nucl.Phys.* — 2004. — Vol. B688. — Pp. 101–134.
- [44] *J.A.M. Vermaseren, A. Vogt, S. Moch.* The Third-order QCD corrections to deep-inelastic scattering by photon exchange // *Nucl.Phys.* — 2005. — Vol. B724. — Pp. 3–182.
- [45] *Gerard 't Hooft, M.J.G. Veltman.* Regularization and Renormalization of Gauge Fields // *Nucl.Phys.* — 1972. — Vol. B44. — Pp. 189–213. — \*\*\* Nobel Prize <a href=http://www.nobel.se/announcement-99/physics99.html>1999</a> \*\*\*.
- [46] *Gerard 't Hooft.* Dimensional regularization and the renormalization group // *Nucl.Phys.* — 1973. — Vol. B61. — Pp. 455–468.
- [47] *William A. Bardeen, A.J. Buras, D.W. Duke, T. Muta.* Deep Inelastic Scattering Beyond the Leading Order in Asymptotically Free Gauge Theories // *Phys.Rev.* — 1978. — Vol. D18. — P. 3998.
- [48] *Guido Altarelli, R.Keith Ellis, G. Martinelli.* Leptoproduction and Drell-Yan Processes Beyond the Leading Approximation in Chromodynamics // *Nucl.Phys.* — 1978. — Vol. B143. — P. 521.
- [49] *R.L. Jaffe, Xiang-Dong Ji.* Chiral odd parton distributions and Drell-Yan processes // *Nucl.Phys.* — 1992. — Vol. B375. — Pp. 527–560.
- [50] *S.I. Alekhin.* High twists and the NNLO QCD corrections in DIS. — 2002.
- [51] *Sergey I. Alekhin.* Global fit to the charged leptons DIS data:  $\alpha(s)$



parton distributions, and high twists // *Phys.Rev.* — 2001. — Vol. D63. — P. 094022.

- [52] *Ф. Индурайн.* Квантовая хромодинамика. — М.:Наука, 1986. — 284 с.
- [53] *V.A. Matveev, R.M. Muradian, A.N. Tavkhelidze.* Automodellism in the large - angle elastic scattering and structure of hadrons // *Lett.Nuovo Cim.* — 1973. — Vol. 7. — Pp. 719–723.
- [54] *Stanley J. Brodsky, Glennys R. Farrar.* Scaling Laws at Large Transverse Momentum // *Phys.Rev.Lett.* — 1973. — Vol. 31. — Pp. 1153–1156.
- [55] *Alan D. Martin, R. G. Roberts, W. James Stirling, R. S. Thorne.* Parton distributions: a new global analysis // *Eur. Phys. J.* — 1998. — Vol. C4. — Pp. 463–496.
- [56] *A.C. Benvenuti, D. Cline, William T. Ford et al.* Observation of New Particle Production by High-Energy Neutrinos and anti-neutrinos // *Phys.Rev.Lett.* — 1975. — Vol. 34. — P. 419.
- [57] *S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani.* Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry // *Phys.Rev.* — 1970. — Vol. D2. — Pp. 1285–1292.
- [58] *R. Koch.* A New Determination of the  $\pi N$  Sigma Term Using Hyperbolic Dispersion Relations in the  $(\nu^2, t)$  Plane // *Z.Phys.* — 1982. — Vol. C15. — Pp. 161–168.
- [59] *J. Gasser, H. Leutwyler, M.E. Sainio.* Form-factor of the sigma term // *Phys.Lett.* — 1991. — Vol. B253. — Pp. 260–264.
- [60] *J. Gasser, H. Leutwyler, M.E. Sainio.* Sigma term update // *Phys.Lett.* — 1991. — Vol. B253. — Pp. 252–259.

- [61] *B. Borasoy, Ulf-G. Meissner.* Chiral expansion of baryon masses and sigma terms // *Annals Phys.* — 1997. — Vol. 254. — Pp. 192–232.
- [62] *M.M. Pavan, I.I. Strakovsky, R.L. Workman, R.A. Arndt.* The Pion nucleon Sigma term is definitely large: Results from a G.W.U. analysis of pi nucleon scattering data // *PiN Newslett.* — 2002. — Vol. 16. — Pp. 110–115.
- [63] *William B. Kaufmann, Gerald E. Hite.* Tests of current algebra and partially conserved axial - vector current in the subthreshold region of the pion - nucleon system // *Phys.Rev.* — 1999. — Vol. C60. — P. 055204.
- [64] *M.G. Olsson.* The Nucleon sigma term from threshold parameters // *Phys.Lett.* — 2000. — Vol. B482. — Pp. 50–56.
- [65] *H. Ohki, S. Aoki, H. Fukaya et al.* Nucleon sigma term and strange quark content in 2+1-flavor QCD with dynamical overlap fermions // *PoS.* — 2009. — Vol. LAT2009. — P. 124.
- [66] *R.D. Young, A.W. Thomas.* Octet baryon masses and sigma terms from an SU(3) chiral extrapolation // *Phys.Rev.* — 2010. — Vol. D81. — P. 014503.
- [67] *D. Toussaint, W. Freeman.* The Strange quark condensate in the nucleon in 2+1 flavor QCD // *Phys.Rev.Lett.* — 2009. — Vol. 103. — P. 122002.
- [68] *A. O. Bazarko et al.* Determination of the strange quark content of the nucleon from a next-to-leading order QCD analysis of neutrino charm production // *Z. Phys.* — 1995. — Vol. C65. — Pp. 189–198.
- [69] *M. Goncharov et al.* Precise measurement of dimuon production cross-

sections in  $\nu/\mu$  Fe and anti- $\nu/\mu$  Fe deep inelastic scattering at the Tevatron // *Phys. Rev.* — 2001. — Vol. D64. — P. 112006.

- [70] *C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, Peter M. Zerwas.* Scaling Violations in Inclusive  $e^+ e^-$  Annihilation Spectra // *Phys. Rev.* — 1983. — Vol. D27. — P. 105.
- [71] *H. Abramowicz et al.* Experimental Study of Opposite Sign Dimuons Produced in Neutrino and anti-neutrinos Interactions // *Z. Phys.* — 1982. — Vol. C15. — P. 19.
- [72] *P. Vilain et al.* Leading-order QCD analysis of neutrino induced dimuon events // *Eur. Phys. J.* — 1999. — Vol. C11. — Pp. 19–34.
- [73] *P. Astier et al.* Neutrino production of opposite sign dimuons in the NOMAD experiment // *Phys. Lett.* — 2000. — Vol. B486. — Pp. 35–48.
- [74] *A. Kayis-Topaksu et al.* Leading order analysis of neutrino induced dimuon events in the CHORUS experiment // *Nucl. Phys.* — 2008. — Vol. B798. — Pp. 1–16.
- [75] *Robert L. Jaffe.* Baryon Excitations in the Bag Model. — 1976. — Pp. 455–462. — Microfiche at Fermilab.
- [76] *Robert L. Jaffe.* Multi-Quark Hadrons. 1. The Phenomenology of (2 Quark 2 anti-Quark) Mesons // *Phys.Rev.* — 1977. — Vol. D15. — P. 267.
- [77] *Robert L. Jaffe.* Multi-Quark Hadrons. 2. Methods // *Phys.Rev.* — 1977. — Vol. D15. — P. 281.
- [78] *T.H.R. Skyrme.* A Unified Field Theory of Mesons and Baryons // *Nucl.Phys.* — 1962. — Vol. 31. — Pp. 556–569.

- [79] *Gregory S. Adkins, Chiara R. Nappi, Edward Witten.* Static Properties of Nucleons in the Skyrme Model // *Nucl.Phys.* — 1983. — Vol. B228. — P. 552.
- [80] *Edward Witten.* Current Algebra, Baryons, and Quark Confinement // *Nucl.Phys.* — 1983. — Vol. B223. — Pp. 433–444.
- [81] *B.L. Ioffe.* Chiral effective theory of strong interactions // *Phys.Usp.* — 2001. — Vol. 44. — Pp. 1211–1227.
- [82] *E. Guadagnini.* Baryons as Solitons and Mass Formulae // *Nucl.Phys.* — 1984. — Vol. B236. — P. 35.
- [83] *V.B. Kopeliovich.* Exotic baryon resonances and the model of chiral solitons // *Phys.Usp.* — 2004. — Vol. 47. — Pp. 309–318.
- [84] *М. В. Терентьев.* Введение в теорию элементарных частиц. — М.:ИТЭФ, 1998. — 236с.
- [85] *Pawel O. Mazur, Maciej A. Nowak, Michal Praszalowicz.* SU(3) Extension of the Skyrme Model // *Phys.Lett.* — 1984. — Vol. B147. — P. 137.
- [86] *M. Chemtob.* Skyrme Model of Baryon Octet and Decuplet // *Nucl.Phys.* — 1985. — Vol. B256. — Pp. 600–608.
- [87] *J.J. de Swart.* The Octet model and its Clebsch-Gordan coefficients // *Rev.Mod.Phys.* — 1963. — Vol. 35. — Pp. 916–939.
- [88] *Murray Gell-Mann.* Symmetries of baryons and mesons // *Phys.Rev.* — 1962. — Vol. 125. — Pp. 1067–1084.
- [89] *Susumu Okubo.* Note on unitary symmetry in strong interactions // *Prog.Theor.Phys.* — 1962. — Vol. 27. — Pp. 949–966.

- [90] *C. Alt et al.* Observation of an exotic  $S = -2$ ,  $Q = -2$  baryon resonance in proton proton collisions at the CERN SPS // *Phys.Rev.Lett.* — 2004. — Vol. 92. — P. 042003.
- [91] *John R. Ellis, Marek Karliner, Michal Praszalowicz.* Chiral soliton predictions for exotic baryons // *JHEP.* — 2004. — Vol. 0405. — P. 002.
- [92] *P. Schweitzer.* Extraction of the pion nucleon sigma term  $\sigma(\pi N)$  from the spectrum of exotic baryons // *Eur.Phys.J.* — 2004. — Vol. A22. — Pp. 89–95.
- [93] *Robert L. Jaffe, Frank Wilczek.* Diquarks and exotic spectroscopy // *Phys.Rev.Lett.* — 2003. — Vol. 91. — P. 232003.
- [94] *Mark G. Alford, Krishna Rajagopal, Frank Wilczek.* QCD at finite baryon density: Nucleon droplets and color superconductivity // *Phys.Lett.* — 1998. — Vol. B422. — Pp. 247–256.
- [95] *Marek Karliner, Harry J. Lipkin.* A Diquark - triquark model for the  $K N$  pentaquark // *Phys.Lett.* — 2003. — Vol. B575. — Pp. 249–255. — Condensed and amended version of hep-ph 0307243.
- [96] *I.M. Dremin, A.V. Leonidov.* The Quark-gluon medium // *Phys.Usp.* — 2011. — Vol. 53. — Pp. 1123–1149.
- [97] *A. Adare et al.* Enhanced production of direct photons in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV and implications for the initial temperature // *Phys.Rev.Lett.* — 2010. — Vol. 104. — P. 132301.
- [98] *B.I. Abelev et al.* Centrality dependence of charged hadron and strange hadron elliptic flow from  $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV Au + Au collisions // *Phys.Rev.* — 2008. — Vol. C77. — P. 054901.

- [99] *K. Aamodt et al.* Elliptic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at 2.76 TeV. — 2010. — \* Temporary entry \*.
- [100] *L.W. Chen, V. Greco, C.M. Ko et al.* Pentaquark baryon production at the Relativistic Heavy Ion Collider // *Phys.Lett.* — 2004. — Vol. B601. — Pp. 34–40.
- [101] *Jean Letessier, Giorgio Torrieri, Steve Steinke, Johann Rafelski.* Strange pentaquark hadrons in statistical hadronization // *Phys.Rev.* — 2003. — Vol. C68. — P. 061901.
- [102] *T.G. Trippe et al.* Review of Particle Properties. Particle Data Group // *Rev.Mod.Phys.* — 1976. — Vol. 48. — Pp. S1–S246.
- [103] *G.P. Yost et al.* Review of Particle Properties: Particle Data Group // *Phys.Lett.* — 1988. — Vol. B204. — Pp. 1–486.
- [104] *D. Whitehouse.* Behold the pentaquark // *BBC news.* — 1 July, 2003.
- [105] *H. Muir.* Pentaquark discovery confounds sceptics // *New Scientist.* — 2 July, 2003.
- [106] *T. Nakano et al.* Evidence for a narrow  $S = +1$  baryon resonance in photoproduction from the neutron // *Phys.Rev.Lett.* — 2003. — Vol. 91. — P. 012002.
- [107] *Igor V. Gorelov.* Pentaquark searches at CDF. — 2004. — Pp. 615–619.
- [108] *A. Aktas et al.* Evidence for a narrow anti-charmed baryon state // *Phys.Lett.* — 2004. — Vol. B588. — P. 17.
- [109] *S. Chekanov et al.* Search for a narrow charmed baryonic state decaying to  $D^{*+} p$  in ep collisions at HERA // *Eur.Phys.J.* — 2004. — Vol. C38. — Pp. 29–41.

- [110] *Yuji Ohashi*. Exotic state searches at the Spring-8: Observation of a pentaquark state  $\Theta^+$  baryon. — 2004.
- [111] *V.V. Barmin et al.* Observation of a baryon resonance with positive strangeness in  $K^+$  collisions with Xe nuclei // *Phys.Atom.Nucl.* — 2003. — Vol. 66. — Pp. 1715–1718.
- [112] *S. Stepanyan et al.* Observation of an exotic  $S = +1$  baryon in exclusive photoproduction from the deuteron // *Phys.Rev.Lett.* — 2003. — Vol. 91. — P. 252001.
- [113] *Reinhard A. Schumacher*. Strangeness production experiments at Jefferson Lab. — 2003. — Pp. 15–30.
- [114] *Valery Kubarovsky, Stefan Stepanyan*. Evidence for an exotic baryon state,  $\Theta^+(1540)$ , in photoproduction reactions from protons and deuterons with CLAS // *AIP Conf.Proc.* — 2004. — Vol. 698. — Pp. 543–547.
- [115] *V. Kubarovsky et al.* Observation of an exotic baryon with  $S = +1$  in photoproduction from the proton // *Phys.Rev.Lett.* — 2004. — Vol. 92. — P. 032001.
- [116] *J. Barth et al.* Evidence for the positive strangeness pentaquark  $\Theta^+$  in photoproduction with the SAPHIR detector at ELSA // *Phys.Lett.* — 2003. — Vol. B572. — Pp. 127–132.
- [117] *A.E. Asratyan, A.G. Dolgolenko, M.A. Kubantsev*. Evidence for formation of a narrow  $K^0(S) p$  resonance with mass near 1533-MeV in neutrino interactions // *Phys.Atom.Nucl.* — 2004. — Vol. 67. — Pp. 682–687.

- [118] *A. Airapetian et al.* Evidence for a narrow  $|S| = 1$  baryon state at a mass of 1528-MeV in quasireal photoproduction // *Phys.Lett.* — 2004. — Vol. B585. — P. 213.
- [119] *A. Aleev et al.* Observation of narrow baryon resonance decaying into  $p \ K^0(S)$  in  $pA$  interactions at 70-GeV/c with SVD-2 setup // *Phys.Atom.Nucl.* — 2005. — Vol. 68. — Pp. 974–981.
- [120] *M. Abdel-Bary et al.* Evidence for a narrow resonance at 1530 MeV/c<sup>2</sup> in the  $K^0 p$  system of the reaction  $pp \rightarrow \Sigma^+ K^0 p$  from the COSY-TOF experiment // *Phys.Lett.* — 2004. — Vol. B595. — Pp. 127–134.
- [121] *S. Chekanov et al.* Evidence for a narrow baryonic state decaying to  $K^0(S) p$  and  $K^0(S) \text{ anti-}p$  in deep inelastic scattering at HERA // *Phys.Lett.* — 2004. — Vol. B591. — Pp. 7–22.
- [122] *S. Chekanov.* Results of the searches for narrow baryonic states with strangeness in DIS at HERA. — 2004. — Pp. 579–584.
- [123] *Yu.A. Troyan, A.V. Beljaev, A.Yu. Troyan et al.* The Search and study of the baryonic resonances with the strangeness  $S = +1$  in the system of  $n \ K^+$  from the reaction  $n p \rightarrow n p \ K^+ K^-$  at the momentum of incident neutrons  $P(n) = (5,20 + / - 0,12)\text{-GeV/c}$ . — 2004.
- [124] *L. Camilleri.* Precision measurements in neutrino interactions // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* — 2005. — Vol. 143. — Pp. 129–136.
- [125] *A. Aleev et al.* Further study of narrow baryon resonance decaying into  $K^0(s) p$  in  $pA$ -interactions at 70-Gev/c with SVD-2 setup. — 2005.
- [126] *K. Miwa et al.* Search for  $\Theta^+$  via  $\pi^- p \rightarrow K^- X$  reaction near production threshold // *Phys.Lett.* — 2006. — Vol. B635. — Pp. 72–79.



- [127] *V.V. Barmin et al.* Further evidence for formation of a narrow baryon resonance with positive strangeness in  $K^+$  collisions with Xe nuclei // *Phys.Atom.Nucl.* — 2007. — Vol. 70. — Pp. 35–43.
- [128] *N. Muramatsu.* Recent results and future prospects at SPring-8 LEPS experiment // *AIP Conf.Proc.* — 2006. — Vol. 870. — Pp. 455–459.
- [129] *J.Z. Bai et al.* Search for the pentaquark state in  $\psi(2S)$  and  $J/\psi$  decays to  $K^0(S)pK^-$  anti-n and  $K^0(S)$  anti-p  $K^+ n$  // *Phys.Rev.* — 2004. — Vol. D70. — P. 012004.
- [130] *Christopher Pinkenburg.* Search for the anti- $\Theta^- \rightarrow K^-$  anti-n with PHENIX // *J.Phys.G.* — 2004. — Vol. G30. — Pp. S1201–S1206.
- [131] *Yu.M. Antipov et al.* Search for  $\Theta(1540)^+$  in exclusive proton-induced reaction  $p + C(N) \rightarrow \Theta^+ \text{ anti-}K^0 + C(N)$  at the energy of 70-GeV // *Eur.Phys.J.* — 2004. — Vol. A21. — Pp. 455–468.
- [132] *I. Abt et al.* Limits for the central production of  $\Theta^+$  and  $\Xi^-$  pentaquarks in 920-GeV pA collisions // *Phys.Rev.Lett.* — 2004. — Vol. 93. — P. 212003.
- [133] *S. Schael et al.* Search for pentaquark states in Z decays // *Phys.Lett.* — 2004. — Vol. B599. — Pp. 1–16.
- [134] *Dmitry O. Litvintsev.* Pentaquark searches at CDF // *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* — 2005. — Vol. 142. — Pp. 374–377.
- [135] *M.J. Longo et al.* High statistics search for the  $\Theta^+(1.54)$  pentaquark // *Phys.Rev.* — 2004. — Vol. D70. — P. 111101.
- [136] *K. Abe et al.* Search for pentaquarks at Belle. — 2004. — Pp. 91–98.

- [137] *Bernard Aubert et al.* Search for strange-pentaquark production in  $e^+e^-$  annihilation at  $\sqrt{s} = 10.58$  GeV // *Phys.Rev.Lett.* — 2005. — Vol. 95. — P. 042002.
- [138] *Bernard Aubert et al.* Evidence for the  $B^0 \rightarrow p \text{ anti-}p K^{*0}$  and  $B^+ \rightarrow \eta(c) K^{*+}$  decays and Study of the Decay Dynamics of B Meson Decays into  $p \text{ anti-}p h$  final states // *Phys.Rev.* — 2007. — Vol. D76. — P. 092004.
- [139] *K. Abe et al.* Search for the  $\Theta(1540)^+$  pentaquark using kaon secondary interactions at BELLE // *Phys.Lett.* — 2006. — Vol. B632. — Pp. 173–180.
- [140] *M.I. Adamovich et al.* Search for the pentaquark candidate  $\Theta(1540)^+$  in the hyperon beam experiment WA89 // *Phys.Rev.* — 2005. — Vol. C72. — P. 055201.
- [141] *M. Battaglieri et al.* Search for  $\Theta^+(1540)$  pentaquark in high statistics measurement of  $\gamma p \rightarrow \text{anti-}K^0 K^+ n$  at CLAS // *Phys.Rev.Lett.* — 2006. — Vol. 96. — P. 042001.
- [142] *R. De Vita et al.* Search for the  $\Theta^+$  pentaquark in the reactions  $\gamma p \rightarrow \text{anti-}K^0 K^+ n$  and  $\gamma p \rightarrow \text{anti-}K^0 K^0 p$  // *Phys.Rev.* — 2006. — Vol. D74. — P. 032001.
- [143] *B. McKinnon et al.* Search for the  $\Theta^+$  pentaquark in the reaction  $\gamma d \rightarrow p K^- K^+ n$  // *Phys.Rev.Lett.* — 2006. — Vol. 96. — P. 212001.
- [144] *S. Niccolai et al.* Search for the  $\Theta^+$  pentaquark in the  $\gamma d \rightarrow \Lambda n K^+$  reaction measured with CLAS // *Phys.Rev.Lett.* — 2006. — Vol. 97. — P. 032001.

- [145] *A. Aktas et al.* Search for a narrow baryonic resonance decaying to  $K0(s)p$  or  $K0(s)\text{anti-}p$  in deep inelastic scattering at HERA // *Phys.Lett.* — 2006. — Vol. B639. — Pp. 202–209.
- [146] *J.M. Link et al.* Search for a pentaquark decaying to  $pK_S^0$  // *Phys.Lett.* — 2006. — Vol. B639. — Pp. 604–611.
- [147] *P. Achard et al.* Study of inclusive strange-baryon production and search for pentaquarks in two-photon collisions at LEP // *Eur.Phys.J.* — 2007. — Vol. C49. — Pp. 395–410.
- [148] *M. Nekipelov, M. Buscher, M. Hartmann et al.* Investigation of the reaction  $pp \rightarrow p K^0 \pi^+ \Lambda$  in search of the pentaquark // *J.Phys.G.* — 2007. — Vol. G34. — P. 627.
- [149] *M. Abdel-Bary, S. Abdel-Samad, K.-Th. Brinkmann et al.* Improved study of a possible  $\Theta^+$  production in the  $pp \rightarrow pK^0 \Sigma^+$  reaction with the COSY-TOF spectrometer // *Phys.Lett.* — 2007. — Vol. B649. — Pp. 252–257.
- [150] *J. Abdallah et al.* Search for Pentaquarks in the Hadronic Decays of the Z Boson with the DELPHI Detector at LEP // *Phys.Lett.* — 2007. — Vol. B653. — Pp. 151–160.
- [151] *S. Eidelman et al.* Review of particle physics. Particle Data Group // *Phys.Lett.* — 2004. — Vol. B592. — P. 1.
- [152] *Claude Amsler et al.* Review of Particle Physics // *Phys.Lett.* — 2008. — Vol. B667. — Pp. 1–1340.
- [153] <http://www.slac.stanford.edu/spires>.

- [154] *L. Di Lella*. Prospects for neutrino oscillation experiments at the CERN SPS // *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* — 1993. — Vol. 31. — Pp. 319–325.
- [155] *E. Eskut et al.* The CHORUS experiment to search for  $\nu/\mu \rightarrow \nu/\tau$  oscillation // *Nucl. Instrum. Meth.* — 1997. — Vol. A401. — Pp. 7–44.
- [156] *M. Anfreville, P. Astier, M. Authier et al.* The Drift chambers of the NOMAD experiment // *Nucl.Instrum.Meth.* — 2002. — Vol. A481. — Pp. 339–364.
- [157] *G. Ambrosini et al.* Measurement of charged particle production from 450-GeV/c protons on beryllium // *Eur. Phys. J.* — 1999. — Vol. C10. — Pp. 605–627.
- [158] *S. B. Boyd*. Neutrino production of opposite sign dimuons in the NOMAD experiment: Ph.D. thesis / Sydney U. — 1998.
- [159] *P. Aster, J. Dumarchez, A. Letessier-Selvon et al.* Drift Chamber global alignment: status report // *NOMAD internal memo.* — 1994. — Vol. 73.
- [160] *K. Schahmaneche*: Ph.D. thesis / Paris VI. — 1997.
- [161] *M. Barranco-Luque et al.* The Construction of the Central Detector for an Experiment at the CERN anti-p p Collider // *Nucl.Instrum.Meth.* — 1980. — Vol. 176. — P. 175.
- [162] *K. Eggert, T. Ehlert, H. Faissner et al.* Large Area Drift Tube Chambers for a Muon Detector at the anti-p p Collider // *Nucl.Instrum.Meth.* — 1980. — Vol. 176. — Pp. 217–222.
- [163] *J. Altegoer et al.* The Trigger system of the NOMAD experiment // *Nucl.Instrum.Meth.* — 1999. — Vol. A428. — Pp. 299–316.

- [164] *K. Varvell*. NOMAD Reconstruction Software: NOMAD DST Package, Version v7r4 // *NOMAD Software Note*. — January, 2003.
- [165] *Rene Brun, Federico Carminati, Simone Giani*. GEANT Detector Description and Simulation Tool. — 1994. — CERN Program Library Long Writeup.
- [166] *A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft, P.R. Sala*. FLUKA: Present status and future developments. — 1993. — Pp. 493–502.
- [167] *B. Schmidt*: Ph.D. thesis / Dortmund. — 1997.
- [168] *J.-P. Meyer, A. Rubbia*. NEGLIB: NOMAD event generator off-line manual, Version 5.04 // *NOMAD Software Note*. — December, 2005.
- [169] *G. Ingelman*. LEPTO version 6.1: The Lund Monte Carlo for deep inelastic lepto - nucleon scattering. — 1991. — Pp. 1366–1394.
- [170] *G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman*. LEPTO 6.5: A Monte Carlo generator for deep inelastic lepton - nucleon scattering // *Comput.Phys.Commun.* — 1997. — Vol. 101. — Pp. 108–134.
- [171] *J.-M. Levy*. Neutrino-nucleon CC scattering with non-zero lepton mass // *NOMAD Internal Note #97-051*. — 1997.
- [172] *Guo-Ju Hu, J.M. Irvine*. NUCLEAR CORRELATIONS AND STRUCTURE FUNCTIONS // *J.Phys.G*. — 1989. — Vol. G15. — Pp. 147–155.
- [173] *A. Bodek, J.L. Ritchie*. Fermi Motion Effects in Deep Inelastic Lepton Scattering from Nuclear Targets // *Phys.Rev.* — 1981. — Vol. D23. — P. 1070.
- [174] *Bo Andersson*. THE LUND MODEL // *Nucl.Phys.* — 1987. — Vol. A461. — Pp. 513C–520C.

- [175] *Torbjorn Sjostrand*. PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: Physics and manual. — 1995. — Long version of publication in *Comput.Phys.Commun.*
- [176] *M. Gluck, E. Reya, A. Vogt*. Parton distributions for high-energy collisions // *Z.Phys.* — 1992. — Vol. C53. — Pp. 127–134.
- [177] *M. Gluck, E. Reya, A. Vogt*. Dynamical parton distributions of the proton and small x physics // *Z.Phys.* — 1995. — Vol. C67. — Pp. 433–448.
- [178] *H. Plochow-Besch*. PDFLIB: A Library of all available parton density functions of the nucleon, the pion and the photon and the corresponding alpha-s calculations // *Comput.Phys.Comm.* — 1993. — Vol. 75. — Pp. 396–416.
- [179] *D. Allasia et al.* FRAGMENTATION INTO STRANGE PARTICLES IN HIGH-ENERGY NEUTRINO P, neutrino N, ANTI-NEUTRINO P AND ANTI-NEUTRINO N INTERACTIONS // *Phys.Lett.* — 1985. — Vol. B154. — Pp. 231–235.
- [180] *A. Rubbia*. NEGLIB status report // *in the minutes of the NOMAD Coll. meeting.* — September and December, 1997.
- [181] *J. Altegoer*. GENOM: NOMAD GEANT off-line manual // *NOMAD Software Note.* — 1994.
- [182] *Dmitry V. Naumov*. Production of strange hadrons and polarization of Lambda and anti-Lambda hyperons in the NOMAD experiment. — 2001. — Ph.D. Thesis (Advisors: S. A. Bunyatov and Boris A. Popov).
- [183] *P. Astier et al.* Measurement of the Lambda polarization in nu/mu charged current interactions in the NOMAD experiment // *Nucl.Phys.* — 2000. — Vol. B588. — Pp. 3–36.

- [184] *S. Alekhin, S. A. Kulagin, R. Petti.* Modeling Lepton-Nucleon Inelastic Scattering from High to Low Momentum Transfer // *AIP Conf. Proc.* — 2007. — Vol. 967. — Pp. 215–224.
- [185] *S. A. Kulagin, R. Petti.* Structure functions for light nuclei // *Phys. Rev.* — 2010. — Vol. C82. — P. 054614.
- [186] *S. A. Kulagin, R. Petti.* Neutrino inelastic scattering off nuclei // *Phys. Rev.* — 2007. — Vol. D76. — P. 094023.
- [187] *S. A. Kulagin, R. Petti.* Global study of nuclear structure functions // *Nucl. Phys.* — 2006. — Vol. A765. — Pp. 126–187.
- [188] *Bardin D. Y. Arbuzov, A. B., L. V. Kalinovskaya.* Global study of nuclear structure functions // *JHEP.* — 2005. — Vol. 78. — P. 506.
- [189] *Howard Georgi, H. David Politzer.* Freedom at Moderate Energies: Masses in Color Dynamics // *Phys. Rev.* — 1976. — Vol. D14. — P. 1829.
- [190] *Tim Bolton.* Determining the CKM parameter  $V_{cd}$  from  $nu N$  charm production. — 1997.
- [191] *N. Ushida et al.* CROSS-SECTIONS FOR NEUTRINO PRODUCTION OF CHARMED PARTICLES // *Phys.Lett.* — 1988. — Vol. B206. — Pp. 375–379.
- [192] *S. Alekhin, S. Moch.* Heavy-quark deep-inelastic scattering with a running mass. — 2010.

## Благодарности

Автор выражает благодарность научному руководителю Дмитрию Вадимовичу Наумову и научному консультанту Роберто Петти за постановку научных задач и помощь в проведении исследований; экспериментальной группе коллаборации NOMAD за проделанную работу по набору статистики нейтринных взаимодействий, первичную обработку данных и моделирование физических процессов в эксперименте; профессорам В. Кавазинни, Л. Ди Лелла, Л.-Л. Камильери за помощь в работе и обсуждение результатов; коллективу Научно-экспериментального отдела физики элементарных частиц Объединенного института ядерных исследований за постоянную рабочую атмосферу и за безотказную помощь в работе.



## Приложение А

### Рождение с-кварка по димюонной сигнатуре

#### А.1. Таблицы значений полученных кинематических распределений

В приложении приводится детальная информация об измеренной характеристике  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  для кинематических переменных: энергия нейтрино (таблица А.1), масштабная переменная  $x$ -Бьёркена (таблица А.2), энергия в системе центра масс  $\sqrt{\hat{s}}$  (таблица А.3). Для каждой экспериментальной точки определяется интервал вдоль оси  $X$ , усредненное значение переменной, измеренное дифференциальное отношение  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  и полученные статистические и систематические ошибки. Детальный анализ всех источников систематических неопределённостей анализа по рождению с-кварка в нейтринных взаимодействиях эксперимента NOMAD будет изложен в следующей секции.

$E_\nu$ , ГэВ	$\langle E_\nu \rangle$ , ГэВ	$\sigma_{\mu\mu}/\sigma_{cc} \pm \delta^{\text{стат}} \pm \delta^{\text{сист}}, 10^{-3}$	$\delta^{\text{стат}}, \%$	$\delta^{\text{сист}}, \%$
6,000 - 22,00	15,91	$2,807 \pm 0,287 \pm 0,083$	10,22	2,96
22,00 - 27,00	24,38	$4,118 \pm 0,273 \pm 0,098$	6,63	2,37
27,00 - 31,00	28,85	$4,489 \pm 0,257 \pm 0,098$	5,73	2,19
31,00 - 35,34	32,88	$4,815 \pm 0,233 \pm 0,098$	4,85	2,04
35,34 - 40,00	37,31	$5,113 \pm 0,227 \pm 0,107$	4,44	2,08
40,00 - 44,27	41,78	$5,453 \pm 0,248 \pm 0,102$	4,55	1,87
44,27 - 48,97	46,23	$5,807 \pm 0,259 \pm 0,115$	4,46	1,98
48,97 - 54,17	51,17	$6,056 \pm 0,265 \pm 0,111$	4,37	1,83
54,17 - 59,98	56,73	$6,227 \pm 0,269 \pm 0,114$	4,32	1,83
59,98 - 66,40	62,87	$6,348 \pm 0,269 \pm 0,113$	4,23	1,79
66,40 - 73,61	69,70	$6,425 \pm 0,266 \pm 0,109$	4,14	1,70
73,61 - 81,47	77,29	$6,816 \pm 0,268 \pm 0,115$	3,93	1,68
81,47 - 90,37	85,78	$7,121 \pm 0,260 \pm 0,116$	3,66	1,64
90,37 - 100,0	95,01	$7,337 \pm 0,259 \pm 0,113$	3,53	1,54
100,0 - 111,4	105,4	$7,660 \pm 0,255 \pm 0,123$	3,33	1,60
111,4 - 124,7	117,6	$7,800 \pm 0,260 \pm 0,120$	3,33	1,54
124,7 - 142,9	133,0	$7,989 \pm 0,267 \pm 0,135$	3,34	1,69
142,9 - 171,4	155,4	$8,368 \pm 0,278 \pm 0,153$	3,32	1,83
171,4 - 300,0	205,5	$8,859 \pm 0,292 \pm 0,192$	3,29	2,17

Таблица А.1. Отношение  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  как функция энергии нейтрино  $E_\nu$ , включая статистические и систематические неопределённости представленного анализа.

$x_{Bj}$	$\langle x_{Bj} \rangle$	$\sigma_{\mu\mu}/\sigma_{cc} \pm \delta^{\text{стат}} \pm \delta^{\text{сист}}, 10^{-3}$	$\delta^{\text{стат}}, \%$	$\delta^{\text{сист}}, \%$
0,00000 - 0,03361	0,02673	$13,383 \pm 0,441 \pm 0,311$	3,30	2,32
0,03361 - 0,05106	0,04401	$11,245 \pm 0,380 \pm 0,210$	3,38	1,86
0,05106 - 0,06721	0,05978	$9,991 \pm 0,347 \pm 0,209$	3,47	2,10
0,06721 - 0,08356	0,07562	$9,141 \pm 0,324 \pm 0,200$	3,55	2,19
0,08356 - 0,1000	0,09167	$8,198 \pm 0,297 \pm 0,181$	3,63	2,21
0,1000 - 0,1246	0,1122	$7,176 \pm 0,225 \pm 0,156$	3,13	2,17
0,1246 - 0,1535	0,1389	$6,229 \pm 0,195 \pm 0,129$	3,14	2,07
0,1535 - 0,1870	0,1699	$5,427 \pm 0,171 \pm 0,116$	3,15	2,13
0,1870 - 0,2277	0,2066	$4,837 \pm 0,151 \pm 0,100$	3,13	2,07
0,2277 - 0,2800	0,2524	$4,235 \pm 0,133 \pm 0,089$	3,15	2,09
0,2800 - 0,3590	0,3165	$3,595 \pm 0,113 \pm 0,077$	3,13	2,15
0,3590 - 0,4583	0,4036	$2,955 \pm 0,111 \pm 0,065$	3,75	2,19
0,4583 - 0,5838	0,5116	$2,355 \pm 0,120 \pm 0,062$	5,08	2,64
0,5838 - 0,7500	0,6465	$1,607 \pm 0,150 \pm 0,063$	9,31	3,95

Таблица А.2. Отношение  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  как функция масштабной переменной  $x_{Bj}$ , включая статистические и систематические неопределённости представленного анализа.

$\sqrt{\hat{s}}$ , ГэВ	$\langle\sqrt{\hat{s}}\rangle$ , ГэВ	$\sigma_{\mu\mu}/\sigma_{cc} \pm \delta^{\text{стат}} \pm \delta^{\text{сист}}, 10^{-3}$	$\delta^{\text{стат}}, \%$	$\delta^{\text{сист}}, \%$
3,000 - 3,870	3,440	$3,620 \pm 0,360 \pm 0,098$	9,93	2,70
3,870 - 4,570	4,213	$5,148 \pm 0,304 \pm 0,138$	5,91	2,68
4,570 - 5,250	4,897	$5,600 \pm 0,238 \pm 0,147$	4,26	2,63
5,250 - 5,800	5,509	$6,041 \pm 0,239 \pm 0,149$	3,95	2,47
5,800 - 6,301	6,035	$6,523 \pm 0,244 \pm 0,152$	3,74	2,33
6,301 - 6,818	6,543	$6,815 \pm 0,239 \pm 0,150$	3,51	2,19
6,818 - 7,326	7,049	$7,190 \pm 0,251 \pm 0,148$	3,49	2,06
7,326 - 7,849	7,567	$7,507 \pm 0,260 \pm 0,148$	3,46	1,97
7,849 - 8,407	8,110	$7,738 \pm 0,264 \pm 0,141$	3,41	1,82
8,407 - 9,000	8,683	$8,187 \pm 0,278 \pm 0,150$	3,40	1,83
9,000 - 9,801	9,375	$8,475 \pm 0,259 \pm 0,145$	3,06	1,71
9,801 - 10,74	10,24	$8,583 \pm 0,261 \pm 0,139$	3,04	1,62
10,74 - 11,93	11,30	$9,142 \pm 0,274 \pm 0,152$	3,00	1,66
11,93 - 14,00	12,82	$9,713 \pm 0,289 \pm 0,184$	2,97	1,90
14,00 - 18,00	15,39	$10,373 \pm 0,435 \pm 0,287$	4,19	2,76

Таблица А.3. Отношение  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  как функция энергии в системе центра масс  $\sqrt{\hat{s}}$ , включая статистические и систематические неопределённости представленного анализа.

## А.2. Детальный анализ систематических неопределённостей

Как было показано в § 4.3.2 из рис. 4.16, 4.17 следует хорошее согласие как формы, так и средних значений всех реконструированных переменных для моделирования МС и экспериментальных данных как для инклюзивных  $\nu_\mu N$  взаимодействий заряженного тока, так и для рождения с-кварка по димюонной сигнатуре. Кроме того измерение относительной характеристики  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  позволяет уменьшить влияние систематических эффектов, входящих как в ее числитель (рождение с-кварка по димюонной сигнатуре), так и в ее знаменатель (инклюзивное  $\nu_\mu N$  взаимодействие заряженного тока). Тем не менее, было изучено 17 источников систематических неопределённостей классифицируемых тремя группами: критерии отбора событий, калибровка энергии и предсказание нейтринного пучка, модельные оценки и расчеты.

### А.2.1. Критерии отбора событий

Полный список критериев отбора, используемых в анализе, был определен в § 4.2.5. Неопределённость в критерии отбора на измеряемые величины определяется экспериментальным разрешением на эту величину. Мы оценили экспериментальное разрешение на каждую величину из моделирования МС для распределения разницы между симулированными и реконструированными значениями вблизи точки критерия отбора, которое затем было аппроксимировано функцией Гаусса. Следующие источники систематики были изучены:

$$\delta_1 \quad |x_{\text{ext}}^{\text{PV}}| < 80 \text{ см.}$$

Из рис. 4.4 было получено  $\delta x_{\text{ext}}^{\text{PV}} = 0,6 \text{ см} (0,75\%)$ .

$$\delta_2 |y_{\text{ext}}^{\text{PV}}| < 90 \text{ см.}$$

Из рис. 4.4 было получено  $\delta y_{\text{ext}}^{\text{PV}} = 0,7 \text{ см (0,75\%)}$ .

$\delta_3$  Разница времен прихода сигнала обоих мюонов в мюонные камеры не должна превышать 5 нс.

Время прихода сигнала  $t_0$  соответствует времени регистрации первого отсчета в дрейфовых камерах, и ее разрешение равно  $\delta t_0 \sim 1 \text{ нс (20\%)}$

$\delta_4$  Энергия отрицательно заряженного мюона должна быть больше 3 ГэВ,  $\delta E_{\mu_{\text{cc}}} = 162 \text{ МэВ (5,4\%)}$ .

$\delta_5$  Энергия вторичного мюона должна быть больше 3 ГэВ ( $E_{\text{had}} > 3 \text{ ГэВ}$ ),  $\delta E_{\mu_c} = 165 \text{ МэВ (5,5\%)}$ .

$\delta_6$  Квадрат переданного 4-импульса  $Q^2$  больше 1 ГэВ<sup>2</sup>.  
 $\delta Q^2 = 0,30 \text{ ГэВ}^2 \text{ (30\%)}$ .

$\delta_7$  Энергия адронной струи (за исключением энергии второго мюона) должна быть меньше 100 ГэВ, полная реконструированная энергия нейтрино меньше 300 ГэВ.

Согласно оценке для энергетического разрешения в переднем калориметре  $\sigma(E)/E = 104\%/\sqrt{E}$  из [158] мы использовали значение  $\delta E_{\text{had}} = 10,0 \text{ ГэВ}$  для 100 ГэВ (10%).

Суммарный эффект систематики для характеристики  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  от критериев отбора очень мал и не превышает 0,5%.

#### **А.2.2. Калибровка энергии и предсказание нейтринного пучка**

$\delta_8$  Энергия реконструкции мюонов  $E_\mu$ .

Импульсы мюонов измерены посредством фита траекторий заряженных частиц в магнитном поле напряженностью 0,4 Тл в эффективном

объеме дрейфовых камер (см. § 2.4.4). Для проверки этой процедуры использовался дополнительный тестовый пучок мюонов, пересекающий детектор NOMAD. Кроме того, реконструированные импульсы заряженных частиц были прокалиброваны на спектре инвариантной массы порядка 30 тыс.  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  в экспериментальных данных в нейтринных взаимодействиях заряженного и нейтрального токов. Таким образом систематическая ошибка на импульс и энергию мюонов в дрейфовых камерах была оценена в 0,2%.

Полный импульс мюонов для событий с вершиной нейтринного взаимодействия в эффективном объеме переднего калориметра затем находится из экстраполяции траекторий мюонов от точки первого отсчета в дрейфовых камерах до нейтринной вершины (см. § 4.2.1). А полная экстраполированная энергия мюона  $E_{\text{ext}}$  равна сумме двух составляющих: энергии в точке первого отсчета в дрейфовых камерах  $E_\mu$  и энергии, потерянной в результате ионизации вещества от вершины нейтринного взаимодействия до первого отсчета в дрейфовых камерах,  $E_{\text{loss}}$ . Предполагая равномерное распределение вершин взаимодействия нейтрино вдоль оси пучка  $Z$ , дисперсия на потерю энергии  $\delta E_{\text{loss}} = E_{\text{loss}}/\sqrt{12}$ . Однако, данная ошибка уже учитывается в  $\delta_4$  и  $\delta_5$ , а систематическая ошибка на  $\langle E_{\text{loss}} \rangle$  равна нулю.

$\delta_9$  Энергия адронного ливня  $E_{\text{had}}$ .

Для расчета систематики на масштаб энергии адронного ливня в переднем калориметре мы использовали результат глобальной калибровки (см. § 4.3.3). Вариации на масштаб энергии получены из среднего значения  $\pm 1\sigma$  отклонений процедуры калибровки, основанной на минимизации функции  $\chi^2$ . Для проверки самой процедуры мы повторили профили  $\chi^2$  на уменьшенном эффективном объеме переднего

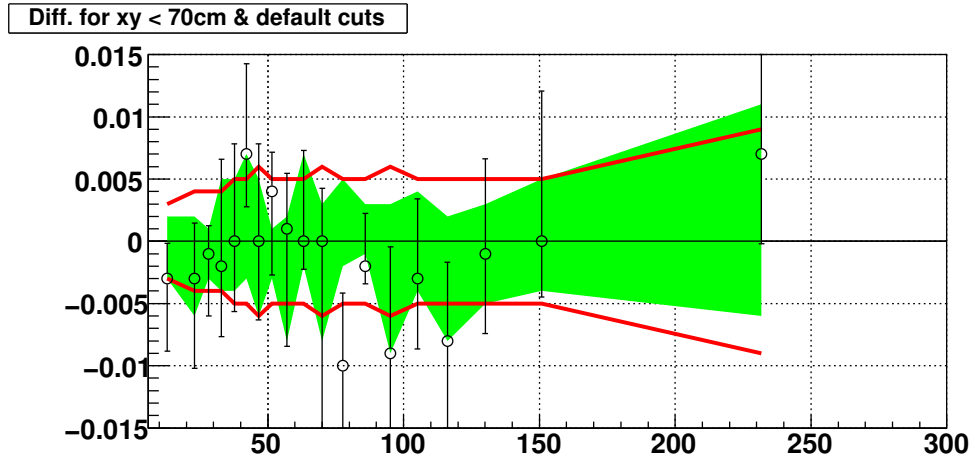


Рис. А.1. Систематические неопределённости на глобальную калибровку энергии адронного ливня как функция энергии нейтрино. Подложка соответствует ошибкам в  $\pm 1\sigma$  на минимизацию функции  $\chi^2$  для распределения  $u_{Bj}$ . Точки с ошибками показывают разницу между стандартным и уменьшенным критериями отбора на эффективный объем переднего калориметра. Линия фиксирует вариацию энергии при учете систематического эффекта глобальной калибровки.

калориметра,  $x$ ,  $y$ -координаты - меньше 70 см. Полученный результат как функция энергии нейтрино  $E_\nu$  приведен на рис. А.1. Полоса вариаций согласуется с результатом глобальной калибровки на уменьшенном эффективном объеме переднего калориметра. Полученные вариации масштаба энергии адронного ливня  $E_{\text{had}}$  принимают значения от 0,3% в области малых энергий нейтрино до 0,8% для наибольшего значения  $E_\nu$ .

#### $\delta_{10}$ Предсказание нейтринного пучка.

В описываемом анализе пучок нейтрино для дрейфовых камер был предсказан на основании вычислений [11]. Спектр нейтринного пучка для переднего калориметра более энергичный, чем для дрейфовых камер, из-за меньших поперечных размеров детектора. Мы провели расчет потока нейтринного пучка для эффективного объема передне-



го калориметра, используемого в анализе, в параметризации коллаборации SPY [157]. На рис. А.2 приведен рассчитанный пучок нейтрино для переднего калориметра совместно с неопределённостями в его предсказании из [11].

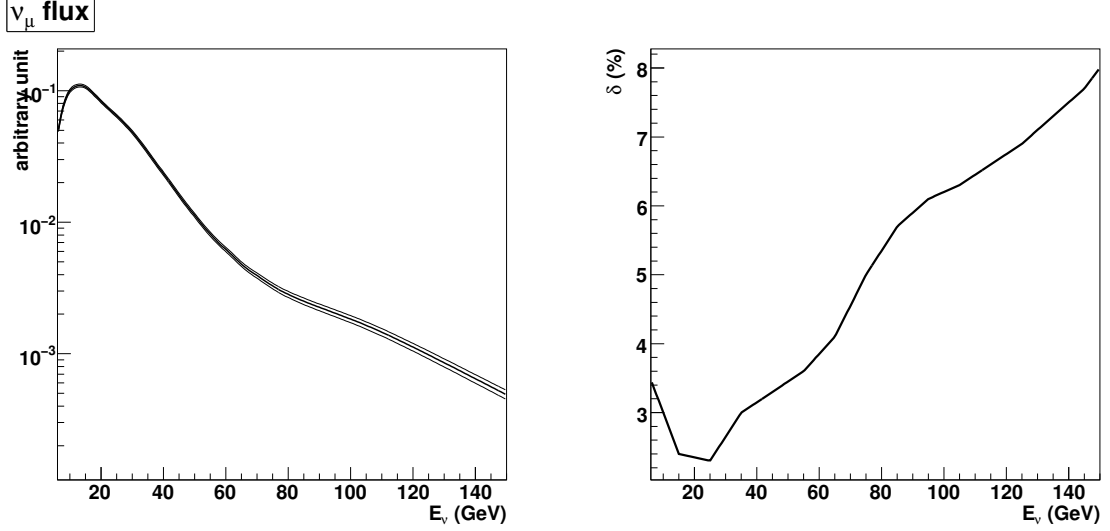


Рис. А.2. Поток нейтрино для переднего калориметра (слева) и неопределённость в его предсказании (справа) [11].

Суммарный ошибка от систематических эффектов энергетических характеристик была также оценена как незначительная, порядка 0,5%.

### А.2.3. Модельные оценки и расчеты

Моделирование рождения с-кварка и оценка фона от распадов  $\pi^+$ ,  $K^+$ -мезонов для димюонных событий являются основными источниками систематических неопределённостей. Другие эффекты моделирования изменяют сечения взаимодействий как для инклюзивных  $\nu_\mu N$  заряженного тока, так и для рождения с-кварка и вносят незначительное изменение в характеристику  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$ . Для каждого из вкладов, описанных ниже, мы провели полную процедуру анализа с изменением соответствующих параметров на величину  $\pm 1\sigma$ .

$\delta_{11}$  Предсказание фона.

Оценка фоновых распределений для рождения с-кварка по димюонной сигнатуре основана полностью на экспериментальных данных NOMAD и не зависит от моделирования МС (см. § 4.2.4). Неопределённость на фоновый множитель  $N_{\mu\mu_{\text{bg}}^+}/N_{\mu\mu^-}$  в уравнении (4.11) определяется из измерения отношения  $N_{\text{h}^+}/N_{\text{h}^-}$  в дрейфовых камерах, которое было аппроксимировано полиномом 3-й степени, как отклонение в  $\pm 1\sigma$  с учетом полной матрицы корреляции её параметров (см. рис. А.3).

$\delta_{12}$  Фрагментация с-кварка.

При описании фрагментации с-кварка в очарованные адроны в нашем анализе используется параметризация Коллинз-Спиллера, для которой был проведен совместный анализ экспериментальных данных E531 и NOMAD и получено значение параметра фрагментации  $\varepsilon = 0,165 \pm 0,025$  (см. § 4.3.1). Вариация параметра фрагментации  $\varepsilon$  в моделировании МС вносит изменение в импульсные распределения очарованных адронов, что в свою очередь влияет на разрешение и эффективность регистрации димюонных событий. Для изучения полного систематического влияния фрагментации с-кварка мы варьировали также вклад очарованных адронов  $f_{\text{h}}$  в полулептонную моду распада  $B_{\mu}$  в пределах ошибок экспериментальных измерений [2, 190] для нашего моделирования МС.

$\delta_{13}$  Масса с-кварка  $m_c$ .

Вариация массы с-кварка  $m_c$  для описываемого анализа была принята равной  $\Delta m_c = \pm 60$  МэВ, что соответствует ошибке глобального анализа импульсных партонных функций плотности вероятности [3] с добавлением димюонных данных NOMAD.

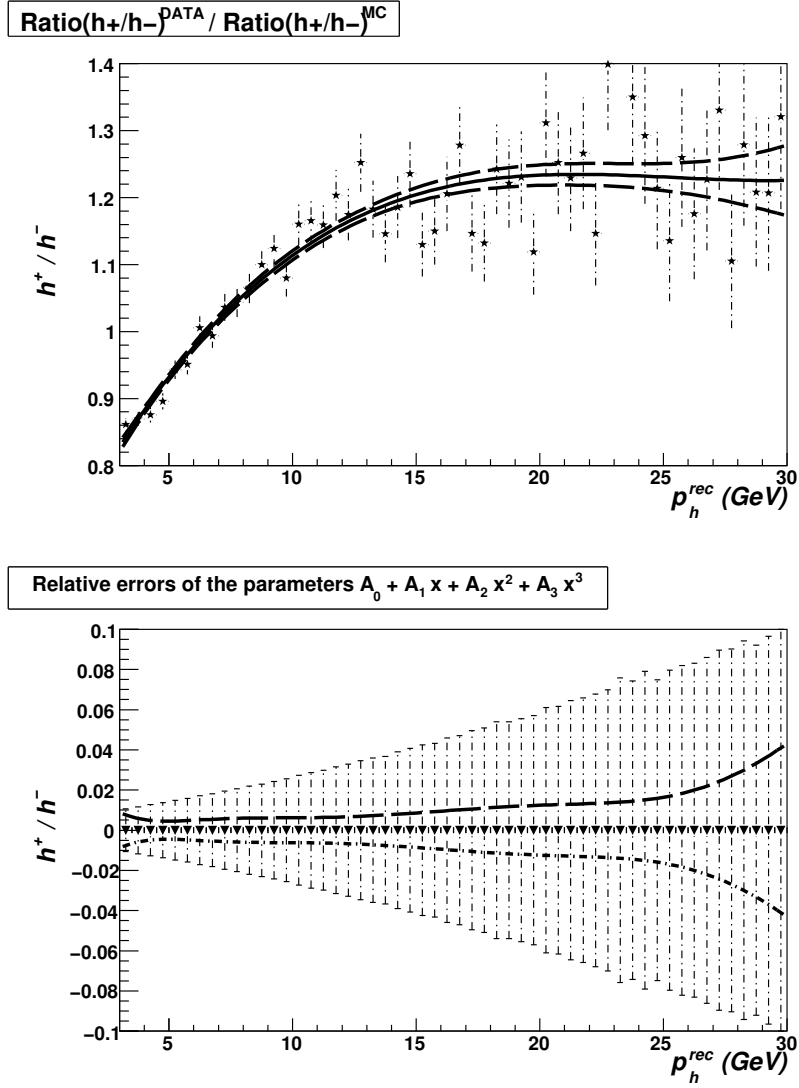


Рис. А.3. Ошибка на фоновый множитель  $N_{\mu\mu_{bg}^+}/N_{\mu\mu^-}$ . На распределении сверху приведено двойное отношение  $N_{h^+}/N_{h^-}$  в экспериментальных данных к моделированию МС и его аппроксимация полиномом 3-й степени. Внизу приведены относительные ошибки параметров с учетом полной матрицы корреляции между ними и относительные статистические ошибки распределения  $N_{h^+}/N_{h^-}$ .

$\delta_{14}$  Структурные функции (лидирующий твист).

Мы проварьировали “все” партонные функции плотности вероятности, полученные из глобального анализа лептон-нуклонных ГНР данных, (анти)нейтринных ГНР данных CHORUS, димюонных данных NuTeV и CCFR, данных Дрелл-Ян процесса вместе с их неопределённостями [3, 184]. Данные вариации включают также функции плотности вероятности s-кварка.

$\delta_{15}$  Высшие твисты.

Мы рассмотрели поправку на твист-4 к структурным функциям нейтрино из результата анализа [184]. Для функций  $F_2$  и  $F_T$  вклад высших твистов получен из лептон-нуклонных ГНР взаимодействий после поправки на заряд кварков  $18/5$ . Для функции  $xF_3$  член твист-4 получен из измерения сечений взаимодействий (анти)нейтрино в эксперименте CHORUS. В нашем анализе были использованы неопределённости глобального анализа [3, 184] для оценки систематики от высших твистов.

$\delta_{16}$  Электромагнитные радиационные поправки.

Радиационные поправки к  $\nu N$  ГНР взаимодействиям эксперимента NOMAD рассчитаны в соответствии с процедурами, разработанными для нейтринных взаимодействий [188]. Отношение  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  не скорректировано согласно радиационных поправок для исключения модельной зависимости результата. Однако, соответствующие расчеты были приняты во внимание при вычислении систематики. Отметим, что электромагнитные поправки не дают прямого вклада в измерение характеристики  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$ , а вносят свой небольшой эффект только через процедуры разрешения и эффективности.

$\delta_{17}$  Ядерные поправки.

Расчет ядерных поправок был выполнен согласно вычислениям [185–187], которые включают Ферми-движение нуклонов в ядре, избыток нейтронов в тяжелых ядрах, затенение и антиэкранировка нуклонов, “избыток” пионов в ядрах и “off-shell” поправки к структурным функциям связанного нуклона. Мы использовали неопределённости соответствующих параметров, полученных из анализа лептон-нуклонных ГНР процессов [187]. В эти неопределённости входят поправки на тяжелую мишень [189].

#### **A.2.4. Суммарная систематика**

Детальная информация по каждому источнику систематических неопределённостей анализа приведена в таблицах A.4, A.5, A.6. Знак перед числом соответствует изменению в  $+1\sigma$  на рассматриваемый эффект и показывает корреляцию ячеек гистограмм. Приведенные значения равны среднему от вариаций  $\pm 1\sigma$  на исследуемый источник систематики.

$E_\nu, \Gamma\text{эВ} / \delta_{\text{сист}}, \%$	$\delta_1$	$\delta_2$	$\delta_3$	$\delta_4$	$\delta_5$	$\delta_6$	$\delta_7$	$\delta_8$	$\delta_9$	$\delta_{10}$	$\delta_{11}$	$\delta_{12}$	$\delta_{13}$	$\delta_{14}$	$\delta_{15}$	$\delta_{16}$	$\delta_{17}$
6,000 - 22,00	0,24	-0,44	0,66	0,14	-0,53	-1,42	0,00	0,45	0,18	-0,18	-1,01	1,48	-1,50	0,02	-0,04	-0,01	0,18
22,00 - 27,00	0,22	-0,21	0,18	0,13	-0,40	-0,58	0,00	0,26	0,28	-0,16	-0,96	1,84	-0,70	0,00	0,02	-0,01	0,11
27,00 - 31,00	0,20	-0,16	0,26	0,13	-0,23	-0,28	0,00	-0,13	0,29	-0,10	-0,89	1,81	-0,54	0,00	0,01	-0,01	0,09
31,00 - 35,34	-0,11	-0,06	0,24	0,13	-0,20	-0,08	0,01	-0,17	0,25	-0,08	-0,88	1,74	-0,37	0,00	0,02	-0,01	0,07
35,34 - 40,00	-0,07	-0,08	0,25	0,10	-0,25	0,05	0,01	-0,16	0,24	-0,09	-0,88	1,79	-0,33	0,00	0,02	-0,01	0,07
40,00 - 44,27	-0,09	-0,10	0,31	0,07	-0,26	-0,03	0,02	-0,09	0,38	-0,07	-0,90	1,49	-0,36	0,00	0,02	-0,01	0,05
44,27 - 48,97	-0,05	-0,03	-0,30	0,04	-0,27	-0,13	0,03	-0,06	0,56	-0,05	-0,93	1,57	-0,32	0,00	0,02	-0,01	0,06
48,97 - 54,17	-0,07	-0,06	-0,31	0,02	-0,26	-0,20	0,03	0,06	0,42	-0,07	-0,95	1,39	-0,30	0,00	0,01	-0,01	0,04
54,17 - 59,98	0,09	0,10	-0,25	0,01	-0,27	-0,18	0,03	0,05	0,23	-0,08	-0,99	1,44	-0,25	0,00	0,01	-0,00	0,04
59,98 - 66,40	0,02	0,13	-0,21	0,01	-0,30	-0,15	0,03	0,12	0,24	-0,07	-1,01	1,36	-0,23	0,01	0,01	-0,01	0,04
66,40 - 73,61	0,07	-0,15	-0,14	0,02	-0,29	0,11	0,04	0,10	0,34	-0,03	-1,05	1,21	-0,20	0,00	0,02	-0,01	0,04
73,61 - 81,47	0,08	-0,10	-0,09	0,02	-0,26	0,14	0,02	-0,04	0,28	-0,03	-1,08	1,20	-0,20	0,00	0,01	-0,01	0,05
81,47 - 90,37	0,23	-0,08	-0,15	0,01	-0,24	0,13	0,04	0,03	0,28	0,06	-1,10	1,10	-0,12	0,00	0,01	-0,00	0,05
90,37 - 100,0	0,15	-0,11	-0,16	0,01	-0,24	0,14	0,09	0,05	0,37	0,06	-1,13	0,89	-0,17	0,00	0,01	-0,01	0,03
100,0 - 111,4	-0,17	-0,08	-0,12	-0,00	-0,26	0,15	0,14	0,05	0,27	0,06	-1,17	0,97	-0,14	0,01	0,02	-0,00	0,04
111,4 - 124,7	-0,11	-0,07	-0,13	-0,01	-0,24	0,13	0,19	0,06	0,28	0,10	-1,20	0,81	-0,09	0,00	0,01	-0,00	0,04
124,7 - 142,9	-0,19	-0,12	-0,21	-0,00	-0,23	0,15	0,59	0,04	0,34	0,05	-1,23	0,84	-0,02	0,00	0,01	-0,00	0,02
142,9 - 171,4	-0,15	-0,20	-0,25	-0,00	-0,12	0,17	0,73	-0,05	0,67	-0,14	-1,24	0,80	0,01	0,00	0,01	0,00	0,02
171,4 - 300,0	-0,22	0,18	-0,21	-0,00	0,11	0,20	-0,40	0,10	1,13	-0,81	-1,27	0,88	0,16	0,00	0,03	0,01	0,03

Таблица А.4. Полный список систематических неопределённостей на измеренное отношение  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  как функция энергии нейтрино  $E_\nu$ . В таблице приведены относительные значения на каждый источник систематики  $\delta_i$  с учетом знака вариации, соответствующего изменению в  $+1\sigma$ .

$x_{Bj} / \delta^{\text{сист}}, \%$	$\delta_1$	$\delta_2$	$\delta_3$	$\delta_4$	$\delta_5$	$\delta_6$	$\delta_7$	$\delta_8$	$\delta_9$	$\delta_{10}$	$\delta_{11}$	$\delta_{12}$	$\delta_{13}$	$\delta_{14}$	$\delta_{15}$	$\delta_{16}$	$\delta_{17}$
0,00000 - 0,03361	0,10	-0,34	0,11	-0,08	0,07	1,44	0,35	0,13	0,68	-0,73	-0,68	0,90	-0,19	-0,10	0,02	-0,25	0,80
0,03361 - 0,05106	0,21	0,03	-0,23	-0,06	-0,11	-0,35	0,16	-0,21	0,48	-0,78	-0,71	1,18	-0,63	-0,09	-0,02	-0,04	-0,17
0,05106 - 0,06721	-0,19	0,12	-0,34	-0,02	-0,19	-0,53	0,17	-0,21	0,41	-0,86	-0,78	1,22	-0,86	-0,07	-0,02	-0,05	-0,26
0,06721 - 0,08356	-0,05	0,11	-0,45	0,02	-0,24	-0,49	0,32	0,05	0,43	-0,92	-0,88	1,23	-0,92	-0,06	-0,02	-0,05	-0,09
0,08356 - 0,1000	-0,08	-0,11	-0,48	0,05	-0,23	-0,35	0,45	0,16	0,42	-0,90	-0,96	1,17	-0,98	-0,05	-0,02	-0,05	0,05
0,1000 - 0,1246	-0,07	-0,10	-0,39	0,06	-0,15	-0,21	-0,50	0,15	0,37	-0,94	-1,03	1,11	-0,93	-0,03	-0,02	-0,05	0,07
0,1246 - 0,1535	0,03	0,09	-0,27	0,06	0,10	-0,12	0,46	0,15	0,30	-0,90	-1,10	1,03	-0,88	-0,02	-0,01	-0,05	0,04
0,1535 - 0,1870	-0,09	-0,19	-0,23	0,04	-0,12	-0,05	0,51	-0,13	0,26	-0,94	-1,14	1,13	-0,79	-0,00	-0,01	-0,05	0,01
0,1870 - 0,2277	-0,03	-0,10	-0,20	0,02	-0,24	0,02	0,43	-0,06	0,25	-0,89	-1,19	1,08	-0,74	0,01	-0,01	-0,04	-0,07
0,2277 - 0,2800	-0,06	-0,18	-0,15	0,01	-0,35	0,01	0,22	0,08	0,20	-0,87	-1,26	1,05	-0,77	0,02	-0,01	-0,03	-0,24
0,2800 - 0,3590	-0,06	-0,06	0,19	0,01	-0,36	0,01	0,27	0,12	0,17	-0,81	-1,32	1,03	-0,81	0,03	0,00	-0,01	-0,46
0,3590 - 0,4583	0,08	-0,22	0,57	0,01	-0,31	0,02	0,15	0,06	0,14	-0,72	-1,36	0,98	-0,93	0,04	-0,01	0,02	-0,33
0,4583 - 0,5838	0,10	-0,30	0,76	0,00	-0,26	0,02	-0,17	0,07	0,07	-0,58	-1,38	1,06	-1,25	0,03	-0,14	0,05	1,10
0,5838 - 0,7500	0,11	-0,45	0,85	0,00	0,04	0,03	-0,24	0,12	0,03	0,16	-1,48	1,32	-1,60	0,03	-0,34	0,07	2,82

Таблица А.5. Полный список систематических неопределённостей на измеренное отношение  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  как функция масштабной переменной  $x_{Bj}$ . В таблице приведены относительные значения на каждый источник систематики  $\delta_i$  с учетом знака вариации, соответствующего изменению в  $+1\sigma$ .

$\sqrt{s}, \Gamma \Xi B / \delta_{\text{сист}}, \%$	$\delta_1$	$\delta_2$	$\delta_3$	$\delta_4$	$\delta_5$	$\delta_6$	$\delta_7$	$\delta_8$	$\delta_9$	$\delta_{10}$	$\delta_{11}$	$\delta_{12}$	$\delta_{13}$	$\delta_{14}$	$\delta_{15}$	$\delta_{16}$	$\delta_{17}$
3,000 - 3,870	0,17	-0,18	0,61	0,05	0,14	-0,45	0,04	0,11	0,36	-0,80	-1,11	0,44	-2,10	0,04	-0,09	-0,01	0,09
3,870 - 4,570	0,14	-0,12	0,40	0,02	-0,21	-0,43	0,03	-0,10	0,40	-0,58	-1,04	1,72	-1,48	0,02	-0,05	-0,03	0,05
4,570 - 5,250	0,14	-0,08	0,25	0,02	-0,33	-0,34	0,01	0,07	0,45	-0,47	-0,99	2,07	-0,97	0,01	-0,02	-0,03	0,02
5,250 - 5,800	-0,06	-0,11	0,11	0,03	-0,35	-0,22	-0,00	-0,03	0,51	-0,41	-0,96	2,03	-0,65	0,00	-0,00	-0,04	0,00
5,800 - 6,301	0,06	-0,08	0,02	0,04	-0,30	0,24	-0,00	-0,03	0,50	-0,40	-0,95	1,93	-0,50	-0,00	0,01	-0,04	-0,01
6,301 - 6,818	-0,06	-0,18	-0,07	0,05	-0,25	0,23	0,01	-0,04	0,51	-0,38	-0,96	1,79	-0,35	-0,01	0,01	-0,04	-0,02
6,818 - 7,326	-0,04	-0,12	-0,09	0,05	-0,22	0,21	0,02	-0,05	0,51	-0,37	-0,97	1,64	-0,28	-0,01	0,02	-0,04	-0,02
7,326 - 7,849	-0,15	-0,09	-0,10	0,04	-0,20	0,21	0,04	-0,04	0,51	-0,31	-1,01	1,54	-0,18	-0,02	0,02	-0,03	-0,03
7,849 - 8,407	0,01	-0,13	-0,11	0,04	-0,18	0,20	0,07	0,06	0,50	-0,37	-1,05	1,30	-0,12	-0,02	0,03	-0,03	-0,03
8,407 - 9,000	-0,12	0,09	-0,14	0,03	-0,17	0,18	0,10	0,06	0,48	-0,37	-1,08	1,30	-0,04	-0,02	0,03	-0,03	-0,03
9,000 - 9,801	0,10	0,08	-0,16	0,02	-0,18	0,14	0,13	0,06	0,48	-0,39	-1,13	1,07	0,03	-0,01	0,04	-0,03	-0,03
9,801 - 10,74	0,09	0,16	-0,19	0,02	-0,21	0,12	0,22	0,05	0,47	-0,34	-1,18	0,83	0,10	-0,02	0,04	-0,03	-0,03
10,74 - 11,93	-0,24	-0,14	-0,22	0,01	-0,25	0,09	0,40	0,03	0,55	-0,36	-1,21	0,68	0,16	-0,02	0,04	-0,04	-0,03
11,93 - 14,00	-0,23	-0,06	-0,30	-0,01	-0,28	0,08	0,87	0,01	0,74	-0,40	-1,23	0,57	0,24	-0,04	0,05	-0,06	-0,02
14,00 - 18,00	0,15	-0,10	-0,46	-0,03	-0,30	0,07	1,96	0,06	1,12	-0,38	-1,23	0,61	0,38	-0,08	0,05	-0,13	0,01

Таблица А.6. Полный список систематических неопределённостей на измеренное отношение  $\mathcal{R}_{\mu\mu}$  как функция энергии в системе центра масс  $\sqrt{s}$ . В таблице приведены относительные значения на каждый источник систематики  $\delta_i$  с учетом знака вариации, соответствующего изменению в  $+1\sigma$ .