

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория Ядерных Проблем

На правах рукописи
УДК 539.123+539.1.074

НАУМОВ

ДМИТРИЙ ВАДИМОВИЧ

РОЖДЕНИЕ СТРАННЫХ АДРОНОВ
И ПОЛЯРИЗАЦИЯ Λ^0 И $\bar{\Lambda}^0$ ГИПЕРОНОВ
В НЕЙТРИННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ NOMAD

Специальность: 01.04.06 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:

доктор физико-математических наук, профессор

С.А. Бунятов

кандидат физико-математических наук

Б.А. Попов

Дубна 2001

Оглавление

I	Введение	19
1	Спиновый кризис: история и современный статус	21
1.1	Введение	21
1.1.1	Определения	22
1.1.2	Кинематические переменные	23
1.2	SU(6) кварковая модель	24
1.2.1	Спиновые волновые функции барионов	24
1.2.2	Магнитные моменты барионов	24
1.2.3	Индивидуальный вклад спина кварков в спин бариона	26
1.3	Спиновая структура нуклона	27
1.3.1	Правила сумм Бьеркена и Эллиса-Джафе	29
1.3.2	Измерения g_1 и спиновый кризис	31
1.3.3	Возможные решения “спинового кризиса”	33
1.4	Выводы	35
2	Поляризация Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов в физике высоких энергий	36
2.1	Введение	36
2.2	Спиновый кризис и измерение поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов в νN глубоко- конеупругом рассеянии	36
2.2.1	Поляризованная странность в нуклоне	37
2.2.2	Спиновая структура Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов	39
2.3	Обзор существующих данных	44
2.3.1	Продольная поляризация	44
2.3.2	Поперечная поляризация	49
2.4	Выводы	52
II	Реконструкция событий в эксперименте NOMAD	54
3	Описание установки NOMAD	57
3.1	Введение	57
3.2	Пучок нейтрино	58
3.3	Установка NOMAD	59
3.3.1	Система координат детектора	60
3.3.2	Система вето	61
3.3.3	Передний калориметр	61
3.3.4	Дрейфовые камеры	62

3.3.5	Триггерные плоскости	64
3.3.6	Детектор переходного излучения	64
3.3.7	Детектор ливней	66
3.3.8	Электромагнитный калориметр	66
3.3.9	Адронный калориметр	67
3.3.10	Мюонные камеры	68
3.4	Триггеры и набор данных	68
3.5	Моделирование событий	70
3.6	Выводы	72
4	Реконструкция нейтринных событий и идентификация V^0 вершин	73
4.1	Введение	73
4.2	Реконструкция ν_μ СС событий	74
4.2.1	Реконструкция заряженных треков	74
4.2.2	Реконструкция вершин	77
4.2.3	Идентификация событий заряженного тока	78
4.3	Идентификация V^0 -вершин	83
4.3.1	Предварительный отбор событий V^0 -типа	84
4.3.2	Идентификация V^0 частиц	87
4.3.3	Результаты идентификации V^0	93
4.3.4	Сравнение разных методов идентификации	95
4.4	Выводы	95
5	Реконструированные переменные в данных и МС	96
5.1	Введение	96
5.2	Сравнение реконструированных переменных в данных и МС	97
5.2.1	Глобальные переменные	97
5.2.2	Рождение нейтральных странных частиц	99
5.2.3	Распад нейтральных странных частиц	101
5.2.4	Переменные, описывающие частицу в адронной струе	102
5.2.5	Сравнение с новым МС	103
5.3	Эффекты реконструкции	104
5.3.1	Реконструкция x_F	104
5.3.2	Реконструкция z_V	105
5.3.3	Реконструкция P_T^2	105
5.4	Выводы	105
III	Анализ данных	107
6	Рождение странных адронов	109
6.1	Введение	109
6.2	Инвариантная масса и время жизни V^0	110
6.2.1	Инвариантная масса	110
6.2.2	Время жизни	111
6.3	Выходы V^0	112
6.3.1	Интегральные выходы	113
6.3.2	Дифференциальные выходы	116

6.4	Поведение V^0 в адронной струе	120
6.4.1	x_F -распределение	122
6.4.2	p_T^2 -распределение	123
6.4.3	z_V -распределение	125
6.5	Странные резонансы и распады тяжелых странных адронов	127
6.5.1	Процедура измерения выходов странных резонансов	128
6.5.2	Вычисление числа событий и соответствующих ошибок	129
6.5.3	$K^{*\pm}$ резонансы	131
6.5.4	$\Sigma^{*\pm}$ резонансы	133
6.5.5	Ξ^- распад	135
6.5.6	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ распад	136
6.5.7	$\bar{\Sigma}^{*\pm}$ резонансы	138
6.5.8	Механизмы рождения нейтральных странных частиц в ν_μ CC DIS	140
6.5.9	Выходы странных резонансов	140
6.6	Выводы	141
7	Измерение поляризации	142
7.1	Определение системы координат	142
7.2	Эффекты реконструкции и идентификации	143
7.2.1	Разрешение угловых переменных	143
7.2.2	Эффект реконструкции	144
7.2.3	Эффект идентификации	145
7.3	Извлечение вектора поляризации	150
7.3.1	Стандартный метод	150
7.3.2	Новый метод	151
7.3.3	Влияние фоновых событий на определение поляризации	153
7.3.4	МС — независимый метод для поперечной поляризации	154
7.4	Систематические ошибки	155
7.4.1	Источники систематических ошибок	155
7.4.2	Оценка систематических ошибок	157
7.4.3	Независимое подтверждение: “поляризация” K_S^0 мезонов	159
7.5	Выводы	160
8	Результаты измерения поляризации	162
8.1	Поляризация Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов	162
8.1.1	Общие результаты	162
8.1.2	Вычисление поляризации в других системах координат	162
8.1.3	Эффекты нуклона мишени	163
8.1.4	Сравнение с существующими данными	164
8.2	Поляризация Λ^0 гиперонов	165
8.2.1	Зависимость поляризации от x_{Bj} , W^2 , Q^2 и x_F	165
8.2.2	Область фрагментации мишени	168
8.2.3	Область фрагментации тока	173
8.3	Поляризация $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов	179
8.3.1	Область фрагментации мишени	179
8.3.2	Область фрагментации тока	180
8.4	Выводы	181

IV	Приложения	185
A	Глубоконеупругое рассеяние лептонов на нуклоне	187
A.1	Формализм глубоконеупругого рассеяния	187
A.2	Глубоконеупругое рассеяние заряженных лептонов на нуклоне	189
A.2.1	Сечение	189
A.2.2	Структурные функции и правила сумм	191
A.3	Глубоконеупругое рассеяние нейтрино и антинейтрино на нуклоне	195
A.3.1	Заряженные слабые токи и сечение	195
A.3.2	Структурные функции и правила сумм	196
A.4	Полуинклюзивные реакции	199
A.4.1	Адронизация	199
A.4.2	Модель LUND	199
A.4.3	Функции фрагментации	200
B	Идентификация V^0 и свойства распадов Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$	203
B.1	Идентификация V^0	203
B.1.1	Кинематический фит	203
B.1.2	Функция правдоподобия	204
B.1.3	Метод α асимметрии	205
B.2	Свойства распадов Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов	205
B.2.1	Нелептонные распады гиперонов	205
B.2.2	Прецессия спина в магнитном поле	206

*Моим родителям, давшим мне жизнь,
моему брату,
моей жене, подарившей мне любовь,
моим друзьям во всем мире...*

Предисловие и благодарности

Перед Вами труд трех лет моей жизни, выполненный в период с октября 1998 года по октябрь 2001 года. Пожалуй, пока что, это самое ценное, что сделано мною в физике, однако, мне бы не хотелось, чтобы у читателя сложилось впечатление, что все в этой работе сделано мною. Это не так, и ниже я с удовольствием выражаю благодарность всем тем, кто так или иначе принимал участие в этой работе.

Прежде всего, я приношу извинения за обилие местоимения “я” в этом разделе: вся работа написана от скромного третьего лица (или скромных третьих лиц), поэтому, прошу рассматривать данный раздел как своеобразную компенсацию моей скромности на последующих страницах.

Итак, все началось в конце октября 1998 года, когда проф. С.А. Бунятов пригласил меня поработать в научно-экспериментальном отделе физики элементарных частиц (НЭОФЭЧ) лаборатории ядерных проблем (ЛЯП) объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), что расположен в городе Дубна. Я прекрасно помню, как проф. С.А. Бунятов предложил мне заняться “поляризацией Λ^0 гиперонов в эксперименте NOMAD”. Должен признаться, что в то время я знал по отдельности слова “поляризация” и “ Λ^0 гиперон”, а также, что весь отдел участвует в эксперименте NOMAD. В последствии, эта задача показалась мне чрезвычайно интересной и важной, в чем я попытаюсь убедить читателя. Хочется высказать теплые слова благодарности проф. С.А. Бунятову за первоначальную постановку задачи и постоянный интерес к работе.

Я начал работать над измерением поляризации Λ^0 гиперонов в эксперименте NOMAD вместе с очень скромным и эрудированным специалистом — Ю.П. Мерековым в конце октября 1998 года. В защищаемом мною анализе используется программа, осуществляющая кинематический фит V^0 вершины. Эта программа является Си-версией Фортран-программы кинематического фита, использовавшейся ранее в пузырьковых камерах. Переход с языка Фортран на язык Си был осуществлен Ю.П. Мерековым, который через некоторое время решил заняться другой физикой. Хочу выразить свою искреннюю благодарность этому человеку за его помощь и всегда полезные советы и замечания.

Моя дальнейшая работа протекала в тесном сотрудничестве с к.ф.м.н. Б.А. Поповым, который является одним из авторов программы реконструкции треков в дрейфовых камерах в детекторе NOMAD. Наша программа идентификации нейтральных странных частиц и реконструкции кинематических переменных органично вошла в очень удобный пакет реконструкции и анализа данных, развитый группой физиков из LPNHE (Париж), при активном участии Бориса Попова. Будучи по образованию теоретиком, и занимаясь обработкой экспериментальных данных, я, с необходимостью, узнавал много нового о различных методах работы в эксперименте. Борис оказал мне в этом неоценимую помощь.

Со временем, у нас образовался молодой и очень дружный коллектив, занимающийся изучением физики странных и очарованных частиц в нейтринных взаимодействиях, и мне хочется поблагодарить А.В. Чуканова и Д.В. Кустова, бывших студентов-дипломников, а ныне аспирантов. Особенную благодарность я хочу выразить Артему Чуканову за реализацию нового метода измерения поляризации частиц, развитого в этой работе, и постоянную готовность развивать и совершенствовать свой код.

Лучшему пониманию вопросов, затрагиваемых в диссертации, способствовало общение со многими людьми: теоретиками и экспериментаторами, которым я считаю своим приятным долгом выразить благодарность. Речь идет о следующих людях: А.В. Ефремов, А. Коцинян, Ю.П. Мереков, В.А. Наумов, Б.А. Попов, М.Г. Сапожников, А.В. Чуканов, М. Anselmino, I. Bigi, J.Bouchez, L. Camilleri, L. Di Lella, U.D'Alesio, V. Flaminio, J.-M. Gaillard, R. Jaffe, C. Lachaud, E. Leader, Z. Liang, S. Mishra, F. Murgia, S. Paul, J. Soffer, M.-T.Tran.

Анализ, защищаемый в этой работе, был бы невозможен без самоотверженного труда большого коллектива людей, задумавшего и реализовавшего эксперимент NOMAD. Всем им я выражаю свою искреннюю благодарность.

Мне доставляет также огромную радость выразить благодарность всем членам нашего дружного коллектива НЭОФЭЧ: Ю.А. Батусову, С.А. Бунятову, В.Ю. Валугеву, О.Л. Климову, Д.В. Кустову, А.В. Красноперову, Е.А. Наумовой, Ю.А. Нефедову, Б.А. Попову, В.В. Терещенко, С.В. Терещенко, А.В. Чуканову, и нашему замечательному и обаятельному секретарю Ирине Сидоркиной.

Для меня очень дорог постоянный интерес со стороны А.Н. Валла и В.А. Наумова.

Хочется отметить очень полезные обсуждения с автором альтернативного анализа поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, Сирилем Лашо (Cyril Lachaud) из Парижского университета.

Я благодарен своим оппонентам А.В. Ефремову и С.Б. Нурушеву за полезные обсуждения и советы по улучшению читаемости настоящей диссертации.

Хочется поблагодарить также В. А. Беднякова, Б.А. Попова и А.В. Чуканова, которые прочли предварительную версию моей диссертации и высказали ряд полезных замечаний.

Наконец, я не мыслю выполнения этой работы без постоянной поддержки моей семьи: родителей, брата и моей жены.

Диссертация состоит из 8 глав, заключения и двух приложений, сгруппированных в четыре части: “Введение”, “Реконструкция событий в эксперименте NOMAD”, “Анализ данных” и “Приложения”.

Женева, 12 Октября 2001

Комментарий на диссертацию Д.В. Наумова

Одна из наиболее трудных задач в физике сильных взаимодействий структура спина нуклона, которая не подчиняется простому описанию в терминах пертурбативной КХД. Одной из привлекательных гипотез является утверждение о том, что странные кварки и антикварки в волновой функции нуклона поляризованы отрицательно. Если так, то это может отразиться в поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в глубоконеупругих взаимодействиях. Д.В. Наумов сделал прорыв в этом важном направлении со своим окончательным анализом поляризации наибольшего числа Λ^0 барионов, наблюдавшихся когда либо до этого. Его впечатляющая работа по поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в νn и νp взаимодействиях обеспечивает существенной информацией для будущей теоретической работы.

Джон Эллис
FRS, F. Inst P

Geneva, 12 October 2001

Comment on Thesis of D.V. Naumov

One of the most baffling topics in strong interaction physics is the composition of the nucleon spin, which defies a simple description in terms of perurbative QCD. One of the favoured hypetheses is that strange quarks and antiquarks in the nucleon wave function are polarized negatively. If so, this might be reflected in the polarization of Λ^0 baryons produced in deep-inelastic collisions. D.V. Naumov has made a breakthrough in this important field with his definitive analysis of the polarization of many more Λ^0 baryons than had ever been observed before. His impressive work on both Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$ polarizations in both νn and νp collisions provides essential input for future theoretical work.

John Ellis
FRS, F. Inst P

Отзыв на диссертацию Д.В. Наумова

Дмитрий Наумов работал над анализом данных, накопленных экспериментом NOMAD между 1995 и 1998 годами. Главной мотивацией NOMAD был поиск $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ осцилляций в области космологического интереса массы нейтрино. Однако, в противоположность предыдущим нейтринным детекторам на электронной технике, NOMAD является первым детектором, способным реконструировать все индивидуальные вторичные частицы, рожденные в нейтринных взаимодействиях. Это свойство, и большое число событий (более одного миллиона реконструированных ν_μ событий в канале заряженного тока), заметно расширило физику, которая может быть изучена в этих данных.

Кандидатская диссертация Д. Наумова посвящена рождению нейтральных странных частиц (K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ и странных резонансов) и измерению Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ поляризации. Только пузырьковые камеры изучали эти темы в предыдущих экспериментах, с хорошо известными ограничениями довольно малой статистики, характерной для пузырьковых камер.

Исследования Д. Наумова обеспечивают проверочную основу для кварк-партонной модели и для моделей адронизации. Они дают новую информацию, которая может быть использована для настаивания параметров этих моделей, дающие лучшее согласие с наблюдениями (например, модель ЛУНД с параметрами по умолчанию не согласуется с некоторыми измерениями). Более того, некоторые из этих исследований, такие как измерение дифференциальных выходов и поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, выполнены впервые.

Измерение поляризации Λ^0 гиперонов особенно важны, т.к. оно обладает достаточной точностью для дискриминации между моделями, описывающими спин нуклона в терминах его составляющих. Эти результаты были представлены Д. Наумовым на конференции SPIN2000 в Японии и были восприняты с большим интересом физическим сообществом.

Работа Д. Наумова была ключевой для достижения этих результатов. Две опубликованные статьи коллаборации NOMAD, посвященные измерению Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ поляризации, и третья статья, посвященная выходам рождения (интегральным и дифференциальным) странных частиц, которая скоро будет послана в Nuclear Physics B, в большой степени является его заслугой и заслугой группы ОИЯИ.

Искренне Ваш,
 Др. Луиджи Ди Лелла
 (Spokesman эксперимента NOMAD)

Letter of reference

Dmitry NAUMOV has worked on the analysis of the data collected by the NOMAD experiment between 1995 and 1998. The main motivation of NOMAD was a search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the neutrino mass region of cosmological interest. However, contrary the previous neutrino detectors based on electronic techniques, NOMAD is the first detector capable of reconstructing all individual secondary particles produced by neutrino interactions. This property, and the large event sample (more than one million reconstructed (charged - current events)), have greatly broadened the physics that can be studied from these data.

The PhD thesis by D. NAUMOV addresses the production of neutral strange particles (K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ and strange resonances) and the measurement of Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$ polarization. Only bubble chambers had studied these topics in previous experiments, with the well-known limitations of rather small event samples intrinsic in the bubble chamber technique.

The studies made by D. NAUMOV provide a testing ground for the quark-parton model and for the hadronization models. They provide a new information that can be used to tune the parameters of these models, giving a better agreement with observations (as an example, the LUND model with default parameters did not agree with some of the measurements). Furthermore, some of these studies, such as the measurement of the anti-Lambda differential production rate and polarization, are performed for the first time.

The measurement of the Λ^0 -polarization is particularly important, because it has enough precision to discriminate among models describing the nucleon spin in terms of its constituents. These results were presented at the SPIN 2000 Conference in Japan by D. NAUMOV himself and were received with great interest by the physics community.

The work of D. NAUMOV has been crucial to the achievement of these results. The two NOMAD papers already published on the measurements of the Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$ polarization, and a third paper on the production rates (both integral and differential) of strange particles, to be soon submitted to Nuclear Physics B, are to a very large extent to his merit and to the merit of the JINR group.

Yours sincerely,
 Dr. Luigi Di Lella
 (Spokesman for the NOMAD experiment)

Отзыв на диссертацию Д.В. Наумова

Исследовательская работа Дмитрия В. Наумова касается спиновой физики и рождения Λ^0 в полуинклюзивном ГНР, предмет в котором я давно работаю. По этой причине я с большим вниманием прочел статьи коллаборации NOMAD по этому предмету и я с большим интересом воспринял результаты по поляризации Λ^0 в ГНР взаимодействиях по каналу заряженного тока.

Я лично знаю Дмитрия из конференций и семинаров на которых он представлял результаты, и несколько раз обсуждал с ним прямо и через e-mail; это общение всегда было приятным, плодотворным и полезным для меня. Ясно, что он знает очень хорошо экспериментальную сторону измерений, также как теоретический базис и феноменологический смысл и понимание. По моему мнению, им были сделаны важные вклады в успех спиновых измерений NOMAD.

Эти результаты являются новыми и важными: передача спина от лептонов к Λ^0 обнаруживает новые аспекты непертурбативной КХД; поперечная поляризация Λ^0 и ее сравнение с аналогичными результатами в неполяризованных протон-нуклонных реакциях показывает новые особенности процессов адронизации. Результаты NOMAD стимулировали дальнейшую активность и интерес; больше данных феноменологических моделей, возможно, будут доступны в ближайшем будущем.

Я думаю, что недавние результаты NOMAD по Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ поляризации, и по рождению странных частиц, более чем достаточно для отличной диссертации, интересной и полезной для физиков, работающих в области высоких энергий.

Искренне,
Проф. Мауро Ансельмино

Torino, 25 September 2001

To whom it may concern

The research work of Dmitry V. Naumov concerns spin physics and Λ^0 production in semi-inclusive DIS, an issue on which I have been working lately. For these reason I have read with attention the papers by the NOMAD collaboration on the subject and I have greatly appreciated the results on Λ^0 polarization in charged current DIS processes.

I know personally Dmitry from conferences and seminars where he presented the results, and several times I have discussed with him both directly and via e-mail; these interactions have always been pleasant, fruitfull and helpful to me. Clearly, he knows very well the experimental side on the measurements, as well as the theoretical background and the phenomenological implications and understanding. In my opinion he has given important contributions to the success of the NOMAD spin measurements.

These results are new and relevant: the spin transfer from the leptons to Λ^0 's reveals new aspects of non-perturbative QCD; the transverse Λ^0 polarization and its comparison with similar results in unpolarized proton-nucleon reactions shows new features of hadronization processes. NOMAD results have stimulated further activity and interest; more data and phenomenological models will probably be available in the near future.

I think that the recent NOMAD results on Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$ polarization, and on strange particle production, are largely sufficient for an excelent PhD thesis, interesting and useful for high energy physicists.

Sincerely, Prof. Mauro Anselmino.

Понимание структуры спина нуклона

До сих пор, глубоконеупругое рассеяние лептонов предлагает замечательную основу для проверки теоретических идей об адронной структуре. В то время как описание неполяризованных эффектов сейчас является хорошо понятным, в последнее десятилетие стало доступным большое количество данных высокого качества по спиновым свойствам барионов. Из этих исследований сейчас очевидно, что правило сумм Эллиса-Джаффе, связанные с поляризованной структурной функцией $g_1(x)$ нарушается, указывая на неожиданный исчезающе малый вклад странных кварков в спин нуклона, так же как и на вклад от глюонов и орбитального момента партонов. Также есть указания на вклад странных кварков, происходящих из морских кварков в анализе магнитных моментов барионов и в поперечной поляризации гиперонов при больших p_{\perp} . Происхождение этих вкладов еще должно быть понято.

Некоторые модели, в особенности модель поляризованных глюонов [1] и модель поляризованного моря [2], попытались описать поляризацию нуклона в прошлых годах и проверка этих моделей является вопросом первостепенной важности. Глубоконеупругое рассеяние лептонов (ГНР) остается наиболее важным средством таких исследований, и нейтринное ГНР является особенно удобным в этой связи, так как оно позволяет выбрать кварк с определенной спиральностью во взаимодействии. Наиболее интересным является полуинклюзивное рождение Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ в нейтринном ГНР. Благодаря свойствам их слабых распадов, поляризация этих гиперонов может быть использована чтобы проследить, в рамках моделей, механизмы поляризации, которые были использованы, чтобы объяснить спин нуклона, или по крайней мере, чтобы разделить эти модели. Также может быть пролит свет на передачу спина в фрагментации поляризованных кварков в гиперон.

Эксперимент NOMAD, изначально задуманный для изучения $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ осцилляций в “космологической области интереса”, δt порядка нескольких eV/c^2 , особенно подходит для этих исследований. С полным числом 1.3×10^6 событий в канале заряженного тока, было собрано беспрецедентное число Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов когда либо детектируемых в нейтринном эксперименте. Идентификация V^0 была аккуратно сделана с помощью кинематического фита и доложена в диссертации Дмитрия Наумова. В результате 15074 K_s^0 , 8087 Λ^0 и 649 $\bar{\Lambda}^0$ были идентифицированы. Эта большая статистика позволила:

- a) изучить поляризацию Λ^0 в различных кинематических областях и на различными нуклонах мишени [3]
- b) измерить $\bar{\Lambda}^0$ поляризацию [4]
- c) изучить рождение странных частиц K_s^0 , Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ также в различных кинематических областях, и
- d) определить долю резонансов, распадающихся в K_s^0 и Λ^0 [5]

Превосходные и уникальные результаты, представленные в диссертации Дмитрия Наумова по Λ^0 поляризации, измеренной в J системе координат (система координат, в

которой одна из компонент поляризации совместима с нулем), обладают первостепенной важностью для понимания спина нуклона и, конечно, дают почву для более точных идей о вкладах в спин нуклона и механизмам передачи спина. Результаты порождению странных частиц также обладают огромной важностью, они несомненно будут использованы для настройки программ моделирования и прольют свет на свойства фрагментации странных резонансов.

Эти результаты, несомненно, не будут вытеснены другими экспериментами до начала работы нейтринных фабрик.

Ссылки

1. G.Altarelli and G.Ross, Phys.Lett. **B212** (1988) 391
2. J.Ellis, D.Kharzeev and A.Kotzinian, Z.Phys. **C69** (1996) 467
3. P.Astier et al (**The NOMAD Collaboration**)
Measurement of the Λ^0 polarization in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment
Nuclear Physics, **B588** (2000) 3
4. P.Astier et al (**The NOMAD Collaboration**)
Measurement of the $\bar{\Lambda}^0$ polarization in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment
Nuclear Physics, **B605** (2001) 3
5. P.Astier et al (**The NOMAD Collaboration**)
A study of strange particle production in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment
Paper submitted for publication to Elsevier, September 2001

Др. Тран Мин Там
Maitre d'enseignement at de recherches

Understanding the Nucleon Spin Structure

As of now, deep inelastic lepton scattering offers a beautiful testing ground for theoretical ideas about hadron structure. Whilst the description of unpolarized effects is now well mastered, in the past decade a large number of high quality data on spin related properties of baryons also became available. From these studies, it now appears that the Ellis-Jaffe sum rule, relative to the polarized structure function $g_1(x)$, is violated, indicating an unexpectedly non-vanishing contribution of the strange quarks to the nucleon spin as well as contribution from the gluons and from the parton orbital moments. There also appear to be hints from strange quark contributions, stemming from sea quarks, in the analysis of magnetic moments of baryons and in the transverse polarization of the hyperons at high p_{\perp} . The origin of such contributions is still to be understood.

Several models, in particular the polarized gluon model [1] and the polarized sea model [2], have attempted to describe the polarization of the nucleon in the past years and it is of primordial importance to test them. Deep inelastic lepton scattering (DIS) remains the most important means of such studies, and neutrino DIS is particularly adapted in this context, as it allows to select a quark of defined helicity for the interaction. More interesting is the semi inclusive production of Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$ in neutrino DIS. Thanks to the properties of weak decays, the polarization of these hyperons can be used to trace back, via the models, the polarization mechanisms which have been proposed to explain the nucleon spin, or, at least to distinguish between these models. It can also shed some light on the spin transfer in the fragmentation of polarized quark into an hyperon.

The NOMAD experiment originally designed to study the $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ oscillation in the “cosmological region of interest”, i.e. δm_{ν} of few eV/ c^2 is particularly suited for these studies with a total number of $1.3 \cdot 10^6$ charged current events, it has harvested an unprecedented number of Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$ ever detected in a neutrino experiment. The identification of the V^0 was carefully done by a kinematic fit and is reported in Dmitry Naumov’s thesis. The result is that 15071 K_s^0 , 8087 Λ^0 and 649 $\bar{\Lambda}^0$ have been identified. This large statistics allows to:

- a) study the Λ^0 polarization in various kinematic domains and with different target nucleons [3],
- b) measure the $\bar{\Lambda}^0$ polarization [4],
- c) study the production of the strange particles K_s^0 , Λ^0 and $\bar{\Lambda}^0$ also in various kinematic domains and
- d) determine the fraction of resonances decaying into K_s^0 and Λ^0 [5]

The superb and unique results reported in Dmitry Naumov’s thesis on the Λ^0 polarization, as measured in the J reference frame (a frame in which one of the polarization components is consistent with zero), are of primordial importance for the understanding of the nucleon spin and on the spin transfer mechanisms. The results on strange particle production are also of great importance, as they will certainly be used to adjust the parameters in the simulation programmes and will shed light on the fragmentation properties of the strange resonances.

These results will certainly not be superseded by any experiment before the starting of the neutrino factories.

Ссылки

1. G.Altarelli and G.Ross, Phys.Lett. **B212** (1988) 391
2. J.Ellis, D.Kharzeev and A.Kotzinian, Z.Phys. **C69** (1996) 467
3. P.Astier et al (**The NOMAD Collaboration**)
Measurement of the Λ^0 polarization in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment
Nuclear Physics, **B588** (2000) 3
4. P.Astier et al (**The NOMAD Collaboration**)
Measurement of the $\bar{\Lambda}^0$ polarization in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment
Nuclear Physics, **B605** (2001) 3
5. P.Astier et al (**The NOMAD Collaboration**)
A study of strange particle production in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment
Paper submitted for publication to Elsevier, September 2001

Др. TRAN Minh Tam
Maitre d'enseignement at de recherches

Дорогие профессора Ефремов и Нурушев,

Я понимаю, что Д. Наумов скоро защищает свою кандидатскую диссертацию по рождению странных частиц и Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ поляризации в нейтринных взаимодействиях в NOMAD.

Все предыдущие большие наборы нейтринных взаимодействий были получены с калориметрическими детекторами, которые не позволяют идентифицировать и реконструировать индивидуальные странные частицы. Только экспозиции пузырьковых камер с низкой статистикой изучали эту проблему. NOMAD, со своим легким и точным детектором, был способен реконструировать на порядок больше странных частиц, чем до этого было доступно.

Это было использовано Наумовым, сначала, для изучения Λ^0 поляризации. Он обнаружил определенную отрицательную поляризацию вдоль направления обменного W бозона. Он также определил, что эта поляризация наблюдалась в основном в событиях, в которых Λ^0 гиперон рождался в области фрагментации мишени. В этой области природа этой поляризации может быть поляризованные странные кварки в нуклоне мишени или же передачи поляризации от поляризованного дикварка, оставшегося в процессе ГНР. Он также обнаружил, впервые в нейтринных взаимодействиях, существенную поперечную поляризацию, перпендикулярную плоскости рождения. Эта поперечная поляризация оказалась растущей с ростом компоненты импульса Λ^0 гиперона, перпендикулярной к оси адронного ливня. Некая параллелью может быть установлена с аналогичным явлением, наблюдавшимся в адронных взаимодействиях. Вдохновленный этими результатами, он измерил поляризацию в наборе $\bar{\Lambda}^0$ в NOMAD, но нашел их неполяризованными.

Затем Наумов обнаружил, что прежде чем эти измерения могут быть использованы для определения источника этих компонент поляризации, он должен определить какая часть Λ^0 гиперонов рождается прямым образом и какая происходит из распадов более тяжелых барионов. Это привело его к более общему изучению рождения странных частиц во взаимодействиях нейтрино по каналу заряженного тока в NOMAD. Он изучил рождение K_s^0 и Λ^0 , и как много из них происходят резонансов и тяжелых барионов. Он также изучил долю парного рождения. Вскоре, он обнаружил, что программа симуляции в NOMAD, основанная на стандартном коде LEPTO, была неточна в своих предсказаниях для странных частиц. В дополнение к определению вероятности рождения различных странных частиц в нейтринных взаимодействиях, результаты NOMAD будут использованы для настраивания различных параметров, используемых в симуляции. Определив долю Λ^0 , рожденных прямым образом, Наумов вычислит их поляризацию и сравнит ее с предсказаниями разных теоретических моделей. Это является чрезвычайно важным, т.к. это может дать информацию о поляризации странных кварков в нуклоне и, таким образом, оценить их вклад в спин нуклона.

Я считаю Наумова очень компетентным физиком-энтузиастом. Он самостоятельно обнаружил важность сделанных измерений и последовательно изучил их. По моему мнению, он сделал очень важный вклад в анализ данных NOMAD, что вылилось в три важные публикации.

Лесли Камильери
Senior Research Physicist

Geneva, 1 October 2001

Dear Professors Efremov and Nurushev,

I understand that D. Naumov is about to defend his PhD thesis on Strange Particle production and Λ^0 and anti- Λ^0 polarization in neutrino interactions in NOMAD.

All previous large samples of neutrino interactions have been obtained with calorimetric detectors which did not allow the identification and reconstruction of individual strange particles. Only low statistics bubble chamber exposures addressed this problem. NOMAD, with its light and precise detector, was able to reconstruct an order of magnitude more strange particles than were previously available.

This was used by Naumov, first, to study Λ^0 polarization. He observed a definite negative polarization along the direction of the exchanged W boson. He also determined that polarization was observed mostly in events in which the Λ^0 was produced in the target fragmentation region. In this region the origin of this polarization can be polarized strange quarks in the target nucleon or polarization transfer from a polarized diquark left over after the DIS process. He also observed, for the first time in neutrino interactions, a substantial transverse polarization, namely perpendicular to the production plane. This transverse polarization seemed to increase with the component of the Λ^0 momentum perpendicular to the axis of the hadronic jet. A parallel can be established with similar phenomena observed in hadronic interactions. Encouraged by these results he proceeded to measure the polarization of the NOMAD anti- Λ^0 sample, but found no polarization.

Naumov then realized that before these measurements could be used to deduce the source of these polarization components, he would have to determine what was the fraction of Λ^0 's directly produced and which fraction was the result of decays of heavier baryons. This led him to a more general study of strange particle production in charged current interactions in NOMAD. He studied the production of K_s^0 and Λ^0 's as well as how many of these came from resonances and heavy baryons. He also studied the fraction that were pair-produced. He soon realized that the Monte Carlo simulation program used in NOMAD, based on the standard LEPTO code, was inaccurate in its predictions for strange particles. In addition to the determination of the production probability of various strange particles in neutrino interactions, the NOMAD results will be used to tune the various parameters used in the simulation. Having determined the fraction of Λ^0 's that are directly produced, Naumov will be able to calculate their polarization and compare it to predictions of various theoretical predictions. This is of great interest as it could give some information on the polarization of strange quarks inside the nucleon and therefore on their contribution to the spin of nucleon.

I found Naumov to be a very competent and enthusiastic physicist. He realized himself what the important measurements were and proceeded to study them. In my opinion he made a very important contribution to the analysis of NOMAD data which resulted in three important publications,

My best regards,

Leslie Camilleri
Senior Research Physicist

Часть I
Введение

Глава 1

Спиновый кризис: история и современный статус

*теории подобны мышам: они проходят через девять дыр и застревают в десятой...
Вольтер (1694-1778)*

1.1 Введение

В этой главе дается краткий обзор современных представлений о спиновой структуре нуклонов. После введения необходимых определений и описания кинематических переменных, мы рассмотрим статическую кварковую $SU(6)$ модель, в рамках которой приводятся предсказания для магнитных моментов барионов. Далее, мы выясним, что предсказанные магнитные моменты находятся в разумном согласии с экспериментальными данными.

В следующем разделе приводятся теоретические основы и экспериментальные результаты по изучению спиновой структуры нуклонов в реакциях глубоконеупругого рассеяния поляризованных лептонов на поляризованной нуклонной мишени. Рассматривается экспериментальная проверка двух важных правил сумм: Бьёркена и Эллиса-Джаффе. Наиболее фундаментальное правило сумм Бьёркена, требующее минимум модельных предположений, и связывающее между собой явления разных масштабов, находится в хорошем согласии с экспериментом. Экспериментальная проверка правила сумм Эллиса-Джаффе, выполненная во многих экспериментах с разными методиками, свидетельствует в пользу явного нарушения этого правила сумм. Как следствие этого, делается вывод о том, что доля спина нуклона, переносимая кварками существенно меньше ожидаемой в кварковой модели, что и получило название “спиновый кризис”. Прямым следствием такого вывода является утверждение о том, что странные кварки из моря кварк-антикварковых пар в нуклоне имеют отрицательную поляризацию на уровне 10%. Однако, эта интерпретация не является единственной, поэтому, далее мы рассматриваем возможные механизмы, в рамках которых делаются попытки разрешить “спиновый кризис”. В этой главе мы подробно рассматриваем два механизма, экранирующие поляризацию валентных кварков: поляризованные глюоны и поляризованные морские кварки.

По мнению автора, данная глава служит необходимым введением к следующей главе, в которой рассматриваются физические вопросы, связанные с изучением поляриза-

ции Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в глубоконеупругом рассеянии нейтрино или антинейтрино на нуклоне.

1.1.1 Определения

Используется следующая система единиц, принятая в физике высоких энергий:

$$\hbar = c = 1.$$

В этом случае: [Энергия] = [Масса] = [Импульс] = [Длина]⁻¹ = [Время]⁻¹.

Контрвариантный 4-вектор $a^\mu = (a^0, \mathbf{a})$ и ковариантный 4-вектор $a_\mu = (a_0, -\mathbf{a})$ связаны метрическим тензором $g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu}$ при помощи: $a^\mu = g^{\mu\nu} a_\nu$. У метрического тензора отличны от нуля только диагональные элементы: $g_{00} = -g_{11} = -g_{22} = -g_{33} = 1$.

Используются определения 4-спиноров и γ матриц Дирака следуя книге Бёркена и Дрелла [1] со следующими соглашениями: $u^\dagger u = v^\dagger v = 2E$, $\bar{u}u = -\bar{v}v = 2m$. Матрица γ_5 определена как: $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$. 4-вектор спина фермиона определен как: $s^\mu = (s^0, \mathbf{s})$, где

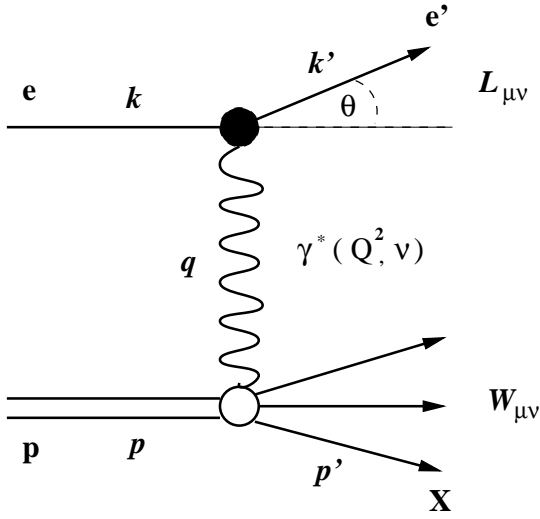
$$\begin{aligned} s^0 &= \mathbf{p}\boldsymbol{\xi}/m \\ \mathbf{s} &= \boldsymbol{\xi} + (\mathbf{p}\boldsymbol{\xi})\mathbf{p}/m(m + E), \end{aligned}$$

а $\boldsymbol{\xi}$ - единичный вектор поляризации частицы в ее системе покоя. Вектор s^μ удовлетворяет соотношениям: $s^2 = -1$, $s \cdot p = 0$. Полностью антисимметричный тензор определен таким образом: $\epsilon_{0123} = +1$.

В диссертации используются следующие общепринятые термины:

- DIS (от deep inelastic scattering) - глубоконеупругое рассеяние
- ν_μ СС (NC) или $\bar{\nu}_\mu$ СС (NC) - мюонное нейтрино или антинейтрино, взаимодействующее по каналу заряженного (нейтрального) тока
- MC (от Monte Carlo) - Монте Карло (набор симулированных событий)

1.1.2 Кинематические переменные



Процесс лептон-нуклонного глубоко-неупругого рассеяния графически изображен на рис. 1.1, где приведены следующие 4-импульсы:

- $k = (E, \mathbf{k})$ — налетающего лептона,
- $k' = (E', \mathbf{k}')$ — вылетающего лептона,
- $p = (M, 0)$ — нуклона мишени,
- $p' = (E_h, \mathbf{p}_h)$ — системы конечных адронов,
- $q = (q_0, \mathbf{q}) = k - k'$ — промежуточного бозона.

Рис. 1.1: Кинематика глубоконеупругого лептон-нуклонного рассеяния.

Для описания DIS события используются следующие лоренц-инвариантные кинематические переменные:

- $\nu = \frac{P \cdot q}{M} = E - E'$ - потеря энергии лептона,
- $Q^2 = -q^2 = 2(E E' - \mathbf{k} \mathbf{k}') - m_l^2 - m_{\nu'}^2 \approx 4 E E' \sin^2(\theta/2)$, квадрат переданного 4-импульса, где m_l^2 ($m_{\nu'}^2$) - масса лептона в начальном (конечном) состоянии и θ — угол рассеяния лептона в лабораторной системе.
- $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ - в кварк-партонной модели x аппроксимирует долю импульса нуклона, переносимую кварком, на котором происходит рассеяние.
- $y = \frac{\nu}{E}$ - доля энергии налетающего лептона в лабораторной системе, потерянная в результате взаимодействия.
- $W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 = M^2 + Q^2(\frac{1}{x} - 1)$ - квадрат инвариантной массы конечной адронной системы.
- $s = (k + P)^2 = 2ME + M^2 = \frac{Q^2}{xy} + M^2$ - квадрат полной энергии в системе центра масс.

1.2 SU(6) кварковая модель

Рассмотрим популярную в шестидесятых годах ушедшего столетия SU(6) кварковую модель, 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 $J^P = 1/2^+$:

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

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

$$\Delta, \Sigma^*, \Xi^*, \Omega^-.$$

Все эти состояния прекрасно укладываются в 56-мерное представление группы SU(6) [2]. В рамках SU(6) кварковой модели можно в явном виде написать спиновые волновые функции барионов, вычислить физические характеристики (магнитный момент, поляризация кварков и др.), которые затем можно сравнить с экспериментальными значениями.

1.2.1 Спиновые волновые функции барионов

Следуя формализму, приведенному, например, в [2], можно вычислить явный вид спиновых волновых функций мезонов и барионов. Обозначим через u, d, s - соответствующие волновые функции кварков, стрелки $\uparrow\downarrow$ будут указывать направление спина частицы (вверх или вниз). Тогда спиновые волновые функции барионов в рамках SU(6) кварковой модели имеют вид:

$$p^\uparrow = \frac{1}{\sqrt{18}} (2u^\uparrow u^\uparrow d^\downarrow - u^\uparrow u^\downarrow d^\uparrow - u^\downarrow u^\uparrow d^\uparrow + \text{цикл. перестановки}) \quad (1.1)$$

$$n^\uparrow = \frac{1}{\sqrt{18}} (2d^\uparrow d^\uparrow u^\downarrow - d^\uparrow d^\downarrow u^\uparrow - d^\downarrow d^\uparrow u^\uparrow + \dots) \quad (1.2)$$

$$\Sigma^{+\uparrow} = \frac{1}{\sqrt{18}} (2u^\uparrow u^\uparrow s^\downarrow - u^\uparrow u^\downarrow s^\uparrow - u^\downarrow u^\uparrow s^\uparrow + \dots) \quad (1.3)$$

$$\Sigma^{0\uparrow} = \frac{1}{6} (2(u^\uparrow d^\uparrow + d^\uparrow u^\uparrow) s^\downarrow - s^\uparrow (u^\downarrow d^\uparrow + d^\downarrow u^\uparrow) - d^\downarrow s^\uparrow u^\uparrow - u^\downarrow s^\uparrow d^\uparrow + \dots) \quad (1.4)$$

$$\Sigma^{-\uparrow} = \frac{1}{\sqrt{18}} (2d^\uparrow d^\uparrow s^\downarrow - d^\uparrow d^\downarrow s^\uparrow - d^\downarrow d^\uparrow s^\uparrow + \dots) \quad (1.5)$$

$$\Lambda^{0\uparrow} = \frac{1}{\sqrt{12}} (u^\uparrow d^\downarrow s^\uparrow - u^\downarrow d^\uparrow s^\uparrow - d^\uparrow u^\downarrow s^\uparrow + d^\downarrow u^\uparrow s^\uparrow + \dots) \quad (1.6)$$

$$\Xi^{0\uparrow} = \frac{1}{\sqrt{18}} (2s^\uparrow s^\uparrow u^\downarrow - s^\uparrow s^\downarrow u^\uparrow - s^\downarrow s^\uparrow u^\uparrow + \dots) \quad (1.7)$$

$$\Xi^{-\uparrow} = \frac{1}{\sqrt{18}} (2s^\uparrow s^\uparrow d^\downarrow - s^\uparrow s^\downarrow d^\uparrow - s^\downarrow s^\uparrow d^\uparrow + \dots) \quad (1.8)$$

1.2.2 Магнитные моменты барионов

Статические магнитно-дипольные моменты барионов даются оператором:

$$\boldsymbol{\mu}_B = \sum_q \mu_q \boldsymbol{\sigma}_q,$$

где $\mu_q = e_q/2m_q$ —магнитный дипольный момент кварка q . Магнитный момент бариона B , описываемого кет-вектором $|B\rangle$, вычисляется согласно:

$$\mu(B) = \langle B|\boldsymbol{\mu}_B|B\rangle.$$

Например, используя волновые функции протона и нейтрона, легко получить следующие выражения для их магнитных моментов:

$$\mu(p) = \frac{4}{3}\mu_u - \frac{1}{3}\mu_d \quad (1.9)$$

$$\mu(n) = \frac{4}{3}\mu_d - \frac{1}{3}\mu_u. \quad (1.10)$$

Откуда, в предположении одинаковых масс u и d кварков, приходим к следующему предсказанию:

$$\mu(p)/\mu(n) = -3/2,$$

что неплохо согласуется с экспериментальным значением -1.46 [3]. Магнитный момент Λ^0 гиперона целиком определяется магнитным моментом s -кварка: $\mu(\Lambda^0) = \mu_s$. Сравнение с экспериментальными значениями для $\mu(p)$, $\mu(n)$, $\mu(\Lambda^0)$ приводит к следующим оценкам конститuentных масс u , d , s кварков:

$$m_u \approx m_d = 336 \text{ МэВ}, \quad m_s = 510 \text{ МэВ}.$$

Если пренебречь разницей в конститuentных массах u и d кварков, то магнитные моменты всех барионов (включая принадлежащие декуплету) можно выразить через два независимых входных параметра, скажем, $\mu(p)$ и $\mu(\Lambda^0)$. В таб. 1.1 приведено сравнение SU(6) предсказаний для магнитных моментов барионов (в единицах магнитного момента Бора μ_N) с экспериментальными значениями [3].

Несмотря на весьма упрощенное описание структуры барионов в терминах нерелятивистских волновых функций, экспериментальные данные довольно хорошо описываются SU(6) кварковой моделью.

Таблица 1.1: Магнитные моменты барионов

Предсказание SU(6)			Экспериментальное значение (в μ_N)
Магнитный момент	формула	величина (в μ_N)	
$\mu(p)$	$\frac{4}{3}\mu_u - \frac{1}{3}\mu_d$	(input)	2.793
$\mu(n)$	$\frac{4}{3}\mu_d - \frac{1}{3}\mu_u$	-1.86	-1.913
$\mu(\Lambda^0)$	μ_s	(input)	-0.613 ± 0.004
$\mu(\Sigma^+)$	$\frac{4}{3}\mu_u - \frac{1}{3}\mu_s$	2.69	2.458 ± 0.010
$\mu(\Sigma^-)$	$\frac{4}{3}\mu_d - \frac{1}{3}\mu_s$	-1.04	-1.16 ± 0.025
$\mu(\Xi^0)$	$\frac{4}{3}\mu_s - \frac{1}{3}\mu_u$	-1.44	-1.25 ± 0.014
$\mu(\Xi^-)$	$\frac{4}{3}\mu_s - \frac{1}{3}\mu_d$	-0.51	-0.679 ± 0.031
$\mu(\Omega^-)$	$3\mu_s$	-1.84	-1.94 ± 0.22

1.2.3 Индивидуальный вклад спина кварков в спин бариона

В рамках $SU(6)$ кварковой модели можно вычислить индивидуальный вклад спина каждого кварка в общий спин данного бариона. Есть, по крайней мере, два способа сделать это. Первый, это использовать явный вид спиновых волновых функций барионов и найти среднее значение оператора третьей проекции спина кварка в данном барионе. Другая возможность заключается в использовании теоремы Вигнера-Эккарта, связывающей матричный элемент оператора аксиального тока, взятого между базисными состояниями $SU_F(3)$ группы с константами группы F и D . Действуя вторым способом, можно учесть предсказываемые $SU_F(3)$ группой и *измеренные* значения констант F и D . Естественно, что использование измеренных значений F и D может дать отличный от $SU(6)$ предсказаний результат для поляризации кварка в барионе. Последняя возможность ведет к интересным физическим эффектам и подробно рассмотрена в § 2.2.2. Принципиально схема вычислений выглядит следующим образом (см. детали в работах [4, 5]).

Определим аксиальные заряды:

$$\Delta Q_0 = \frac{1}{12} \sqrt{\frac{2}{3}} (\Delta u + \Delta d + \Delta s), \quad \Delta Q_3 = \frac{1}{2} (\Delta u - \Delta d), \quad \Delta Q_8 = \frac{\sqrt{3}}{6} (\Delta u + \Delta d - 2\Delta s), \quad (1.11)$$

где $\Delta q = \int_0^1 dx \Delta q(x)$ есть поляризация кварка q , описываемого плотностью распределения $q(x)$ в данном адроне. Заметим, что ΔQ_0 пропорционально доле спина нуклона ($\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s$), переносимого кварками (u, d, s). Матричный элемент оператора аксиального тока $J_{5\alpha}^\mu = \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 \frac{\lambda_\alpha}{2} q$ для бариона B с импульсом p , спином S и массой M , есть:

$$\langle P, S | J_{5\alpha}^\mu | P, S \rangle = 2MS^\mu \Delta Q_\alpha, \quad (1.12)$$

где $\alpha = 0, 3, 8$. Волновая функция бариона, описываемого $SU_F(3)$ группой может быть представлена в виде линейной комбинации базисных волновых функций (ψ_β) 8-мерного представления $SU_F(3)$ группы: Например, $|p\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_4 - i\psi_5)$, $|\Lambda^0\rangle = \psi_8$, $|\Sigma^0\rangle = \psi_3$, $|\Xi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_6 + i\psi_7)$, $|\Xi^-\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_4 + i\psi_5)$. Используя теорему Вигнера-Эккарта, можно получить:

$$\langle \psi_\beta | J_{5\alpha}^\mu | \psi_\gamma \rangle = 2MS^\mu (if_{\alpha\beta\gamma} F + d_{\alpha\beta\gamma} D), \quad (1.13)$$

где $f_{\alpha\beta\gamma}$ и $d_{\alpha\beta\gamma}$ полностью антисимметричные и симметричные структурные константы $SU_F(3)$ группы, числа F и D являются инвариантами в мультиплете. Используя волновые функции барионов, выраженные через базисные волновые функции 8-мерного представления $SU_F(3)$ группы, ур. (1.11), (1.12) и (1.13), и $SU_F(3)$ предсказания ($F = 2/3, D = \Sigma = 1$), можно вычислить вклад спина кварка в спин данного бариона [5]. Результаты представлены в таб. 1.2.

Таблица 1.2: Вклад спина u, d, s кварков в спин барионов в $SU(6)$ модели ($F = 2/3, D = \Sigma = 1$).

	Δu		Δd		Δs	
p	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) + F$	4/3	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-1/3	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) - F$	0
n	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-1/3	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) + F$	4/3	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) - F$	0
Λ^0	$\frac{1}{3}(\Sigma - D)$	0	$\frac{1}{3}(\Sigma - D)$	0	$\frac{1}{3}(\Sigma + 2D)$	1
Σ^0	$\frac{1}{3}(\Sigma + D)$	2/3	$\frac{1}{3}(\Sigma + D)$	2/3	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-1/3
Σ^+	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) + F$	4/3	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) - F$	0	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-1/3
Σ^-	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) - F$	0	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) + F$	4/3	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-1/3
Ξ^0	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-1/3	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) - F$	0	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) + F$	4/3
Ξ^-	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) - F$	0	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-1/3	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) + F$	4/3

1.3 Спиновая структура нуклона

Глубоконеупругое рассеяние лептонов на нуклонах изучается уже на протяжении более 30 лет, начиная с конца шестидесятых, когда первые измерения, выполненные в СЛАКе в $e - p$ рассеянии, показали, что нуклон состоит из точно-подобных объектов [6], названных партонами [7]. В отличие от упругого $e - p$ рассеяния, в котором сечение быстро падает с ростом переданного импульса, сечение глубоконеупругого процесса оказалось не зависящим от переданного импульса в согласии с предсказанием [7]. Физическую интерпретацию этому дал Фейнман [8] в рамках кварк-партонной модели. Качественное объяснение этого факта заключается в том, что взаимодействие партона с промежуточным фотоном происходит за столь короткое время, что партоны не успевают провзаимодействовать друг с другом и ведут себя как газ свободных, невзаимодействующих частиц. Изучение глубоконеупругих процессов дает информацию о структуре нуклона, а также позволяет проверять предсказания пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД), неабелевой калибровочной теории, описывающей сильные

взаимодействия и обобщающей кварк-партонную модель.

Глубоконеупругие процессы, характеризуемые $Q^2 \gg M^2$ и $\nu \gg M$, могут быть успешно описаны в рамках так называемой кварк-партонной модели (КПМ). В КПМ предполагается, что нуклон состоит из трех точечных “партонов”, т.е. дробно-заряженных кварков, глюонов и моря $q\bar{q}$ пар. Кварки и антикварки свободны, т.е. за время взаимодействия лептона с кварком порядка $\sqrt{1/Q^2}$, (анти) кварки не успевают провзаимодействовать друг с другом. Каждый партон несет некоторую долю ξ 4-импульса нуклона P и $f_i^h(\xi) d\xi$ — число партонов i -типа, переносящих часть импульса адрона h в интервале от ξ до $\xi + d\xi$. Естественно, что:

$$\sum_i \int_0^1 d\xi \xi f_i^h(\xi) = 1.$$

Для легких (u, d, s) кварков $\xi = x$ (см. Прил. А.1). Следующие обозначения используются для протонов и нейтронов:

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:

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

В настоящее время очевиден прогресс в понимании неполяризованной структуры нуклона. Тщательно измерены структурные функции $F_{1,2}^{em}(x, Q^2)$, дающие информацию о форме неполяризованных кварковых распределений в нуклоне (см. § А.2.2). Сформулированы и экспериментально изучены правила сумм, позволяющие проверить область применимости КПМ и пертурбативной КХД. Одним из недавних ярких открытий является обнаружение асимметрии в распределениях морских \bar{u} и \bar{d} кварков (см. § А.2.2.2).

Глубоконеупругое рассеяние нейтрино и антинейтрино описывается тремя структурными функциями ($F_{1,2,3}^\nu(x, Q^2)$), что дает дополнительную информацию о кварковых распределениях в нуклоне (см. § А.3).

Наряду с прогрессом в понимании неполяризованной структуры нуклона, в данный момент наблюдается заметная активность в изучении поляризованной структуры нуклона. Информация о спиновой структуре нуклона может быть получена в эксперименте по глубоконеупругому рассеянию поляризованных лептонов на поляризованной нуклонной мишени, измеряя разницу сечений лептон-нуклонного DIS в состояниях с параллельно ($\uparrow\uparrow$) и антипараллельно ($\uparrow\downarrow$) направленными спинами лептона (\uparrow) и нуклона (\uparrow):

$$\frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'}{Q^2 E M \nu} \left[(E + E' \cos \theta) g_1(x, Q^2) - 2xM g_2(x, Q^2) \right]. \quad (1.14)$$

Спино-зависимые структурные функции g_1, g_2 в наивной КПМ имеют вид:

$$\begin{aligned} g_1(x) &= \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x) \\ g_2(x) &= 0 \end{aligned} \quad (1.15)$$

где

$$\Delta q(x) = q(x)^\dagger - q(x)^\downarrow + \bar{q}(x)^\dagger - \bar{q}(x)^\downarrow.$$

Таким образом, измеряя разность сечений (1.14), можно получить информацию о продольно поляризованных распределениях кварков в нуклоне ($\Delta q(x)$). Функция $g_2(x, Q^2)$ не имеет простой интерпретации в КПМ, она отличается от нуля в модификациях КПМ и связана с поперечной поляризацией партонов в нуклоне. Более подробно см. Прил. А.2.2.

При изучении усредненных по спину процессов глубоконеупругого рассеяния лептонов на нуклонах, различные правила сумм позволили получить много новой и интересной информации о неполяризованной структуре нуклона (см. § А.2.2). Аналогично, экспериментальная проверка правил сумм Бьеркена и Эллиса-Джафе, сформулированных для поляризованного лептон-нуклонного DIS, положила начало активным исследованиям спиновой структуры нуклона. Рассмотрим эти правила сумм и их экспериментальную проверку.

1.3.1 Правила сумм Бьеркена и Эллиса-Джафе

Правило сумм Бьеркена

Самым хорошо изученным правилом сумм для поляризованной функции $g_1(x)$ является правило сумм Бьеркена, связывающего между собой явления разных масштабов в одной формуле. В правиле сумм Бьеркена используется операторное разложение, инвариантность теории перенормировок и изоспиновая инвариантность, для того, чтобы связать глубоконеупругое рассеяние электронов на нуклонах при больших Q^2 с аксиальным зарядом в распаде нейтрона при очень низких энергиях [9]:

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx g_1^{ep}(x, Q^2) - g_1^{en}(x, Q^2) &= \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V} \left\{ 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - \frac{43}{12} \frac{\alpha_s^2(Q^2)}{\pi^2} - 20.215 \frac{\alpha_s^3(Q^2)}{\pi^3} \right\} \\ &+ \frac{M^2}{Q^2} \int_0^1 x^2 dx \left\{ \frac{2}{9} g_1^{ep-en}(x, Q^2) + \frac{1}{6} g_2^{ep-en}(x, Q^2) \right\} \\ &- \frac{1}{Q^2} \frac{4}{27} \mathcal{F}^{u-d}(Q^2) \end{aligned} \quad (1.16)$$

где три строчки соответствуют поправкам КХД [10], поправкам, связанным с массой мишени и “higher twist” эффектам [11]. g_A и g_V аксиальный и векторный заряды нейтрона при его β -распаде. \mathcal{F} -twist-4 матричный элемент, измеряющий кварк-глюонные корреляции в нуклоне. Теоретический анализ правила сумм Бьеркена [12] дает:

$$\int_0^1 dx g_1^{ep}(x, Q^2) - g_1^{en}(x, Q^2)|_{\text{теор.}} = 0.181 \pm 0.003 \quad (1.17)$$

при $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$. Экспериментальное значение, полученное в эксперименте SMC [13]:

$$\int_0^1 dx g_1^{ep}(x, Q^2) - g_1^{en}(x, Q^2)|_{\text{эксп.}} = 0.174 \pm 0.005 \begin{array}{cc} +0.011 & +0.021 \\ -0.009 & -0.006 \end{array} \quad (1.18)$$

при $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$, и ошибки статистические, систематические и “теоретические” (связанные с пересчетом данных к общему Q^2).

Правило сумм Эллиса-Джаффе

В ведущем порядке в КПМ интеграл от функции $g_1(x)$ (определенной в ур. (A.8)) выражается через поляризованные распределения кварков в нуклоне:

$$\begin{aligned} \Gamma_1^p &= \int_0^1 dx g_1^p(x) = 2\sqrt{\frac{2}{3}}\Delta Q_0 + \frac{1}{6}\Delta Q_3 + \frac{1}{6\sqrt{3}}\Delta Q_8 \\ \Gamma_1^n &= \int_0^1 dx g_1^n(x) = 2\sqrt{\frac{2}{3}}\Delta Q_0 - \frac{1}{6}\Delta Q_3 + \frac{1}{6\sqrt{3}}\Delta Q_8, \end{aligned} \quad (1.19)$$

где ΔQ_α определены согласно ур. (1.11). Аксиальные заряды ΔQ_3 и ΔQ_8 могут быть найдены, используя результаты, представленные в таб. 1.2:

$$\Delta Q_3 = \frac{1}{2}(F + D), \quad \Delta Q_8 = \frac{1}{2\sqrt{3}}(3F - D) \quad (1.20)$$

В работе Эллиса и Джаффе [14] было сделано предположение, что все морские кварки в нуклоне неполяризованы, тогда:

$$\Delta Q_0 = \frac{1}{3\sqrt{2}}\Delta Q_8$$

и интегралы в ур. (1.19) дают правила сумм Эллиса-Джаффе:

$$\begin{aligned} \Gamma_1^p &= 0.186 \pm 0.004 \\ \Gamma_1^n &= -0.025 \pm 0.004. \end{aligned} \quad (1.21)$$

Экспериментальная проверка правил сумм Эллиса-Джаффе и Бьеркена (ур. (1.16), (1.17)) была основной целью экспериментов EMC [15], SMC [13], E143 [16], E155 [17], HERMES [18].

1.3.2 Измерения g_1 и спиновый кризис

Начиная с открытия коллаборацией EMC “проблемы спина нуклона”, измерения функции g_1 стали основной программой многих экспериментов, использующих разные экспериментальные методики и перекрывающие друг друга в кинематических областях по x и Q^2 . В таб. 1.3 приведены основные характеристики всех экспериментов, задействованных в измерениях спиновых структурных функций. На рис. 1.2 представлены мировые

Таблица 1.3: Характеристики экспериментов, измеряющих спиновые структурные функции при высоких энергиях (P_B - поляризация пучка) (частично взято из [19]).

Лаб.	Эксп.	Год	Пучок	$\langle Q^2 \rangle$ ГэВ ²	x	P_B	Мишень
SLAC	E80	75	10-16 ГэВ e^-	2	0.1 – 0.5	85%	H-бутанол
	E130	80	16-23 ГэВ e^-	5	0.1 – 0.6	81%	H-бутанол
	E142	92	19-26 ГэВ e^-	2	0.03 – 0.6	39%	³ He
	E143	93	10-29 ГэВ e^-	3	0.03 – 0.8	85%	NH ₃ ND ₃
	E154	95	48 ГэВ e^-	5	0.01 – 0.7	82%	³ He
	E155	97	48 ГэВ e^-	5	0.01 – 0.9	81%	NH ₃ LiD
	E155'	99	30 ГэВ e^-	3	0.02 – 0.9	83%	NH ₃ LiD
CERN	EMC	85	100-200 ГэВ μ^+	11	0.01 – 0.7	79%	NH ₃
	SMC	92	100 ГэВ μ^+	4.6	0.006 – 0.6	82%	D-бутанол
		93	190 ГэВ μ^+	10	0.003 – 0.7	80%	H-бутанол
		94-95				81%	D-бутанол!
		96				77%	NH ₃
DESY	HERMES	95	28 ГэВ e^+	2.5	0.02 – 0.6	55%	³ He
		96-97			55%	H	
		98	28 ГэВ e^-		55%	D	
		99-00	28 ГэВ e^+		55%	D	
CERN	COMPASS	01	190 ГэВ μ^+	10	0.005 – 0.6	80%	NH ₃ LiD
BNL	RHIC	02	200 ГэВ p - p	~ 100	0.05 – 0.6	70%	коллайдер
DESY	ZEUS/H1	—	28 × 800 ГэВ e - p	22	0.00006 – 0.6	70%	коллайдер

данные по измерению g_1 как функции x . Проверка правил сумм Эллиса-Джаффе требует вычисления интегралов в ур. (1.19) во всей области изменения x от 0 до 1. Однако, отсутствие данных при очень малых x приводит к необходимости экстраполяции измерений в эту область. В настоящее время нет безмодельных теоретических указаний как должна себя вести $g_1(x)$ при $x \rightarrow 0$, поэтому эта область приводит к теоретической неопределенности в Γ_1^p, Γ_1^n . Кроме этого, результаты, представленные в ур. (1.21) получены в КПМ и не учитывают КХД радиационных поправок. Учет последних сделан вплоть до α_s^3 [10] и приводит к поправочным коэффициентам: 0.859, умноженному на ΔQ_3 и ΔQ_8 , и 0.878, умноженному на ΔQ_0 .

В таб. 1.4 приведено сравнение теоретических предсказаний правил сумм Эллиса-Джаффе с учетом КХД NLO ¹ поправок [10] с глобальным анализом всех существующих экспериментальных данных по измерению функции $g_1(x)$, с КХД эволюцией данных к общей точке $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$, выполненным коллаборацией E155 [20]. Данное сравнение с очевидностью демонстрирует сильное нарушение правил сумм Эллиса-Джаффе. Используя ур. (1.19) с учетом КХД рад. поправок и экспериментальные результаты из таб. 1.4, предполагая сохранение $SU(3)_F$ симметрии, но не предполагая нулевой поляризации морских кварков, можно получить, что:

$$\begin{aligned}\Delta u + \Delta \bar{u} &= 0.82 \pm 0.03, \\ \Delta d + \Delta \bar{d} &= -0.44 \pm 0.03, \\ \Delta s + \Delta \bar{s} &= -0.11 \pm 0.03.\end{aligned}\quad (1.22)$$

Прямым следствием этого решения является то, что полный вклад спина кварков в спин нуклона очень мал: $\Sigma_{exp} = 0.27 \pm 0.04$. В наивной КПМ предполагается, что весь спин переносится валентными кварками и поэтому $\Sigma_{SU(6)} = 1$. Правило сумм Эллиса-Джаффе предполагает нулевой вклад в спин нуклона от морских кварков и поэтому $\Sigma_{EJ} = 3F - D = 0.579$. Экспериментальный результат Σ_{exp} существенно меньше в сравнении с предсказаниями $\Sigma_{SU(6)}$ и Σ_{EJ} , это и привело к термину *загадка спина нуклона* или *спиновый кризис*. Результат $\Sigma_{exp} = 0.27 \pm 0.04$ заметно зависит от вида параметризации поляризованных кварковых распределений и от схемы NLO фита [21] и варьируется от 0.05 до 0.30, не разрешая, тем не менее, саму проблему спина нуклона. Другим интересным следствием ур. (1.22) является заметная отрицательная поляризация странных кварков в нуклоне.

Таблица 1.4: Сравнение предсказаний правил сумм Эллиса-Джаффе с глобальным анализом экспериментов

Правило сумм	Расчет	Эксперимент [20]
$\Gamma_1^p(Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2)$	0.163 ± 0.004	$0.118 \pm 0.004 \pm 0.007$
$\Gamma_1^n(Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2)$	-0.019 ± 0.004	$-0.058 \pm 0.005 \pm 0.008$

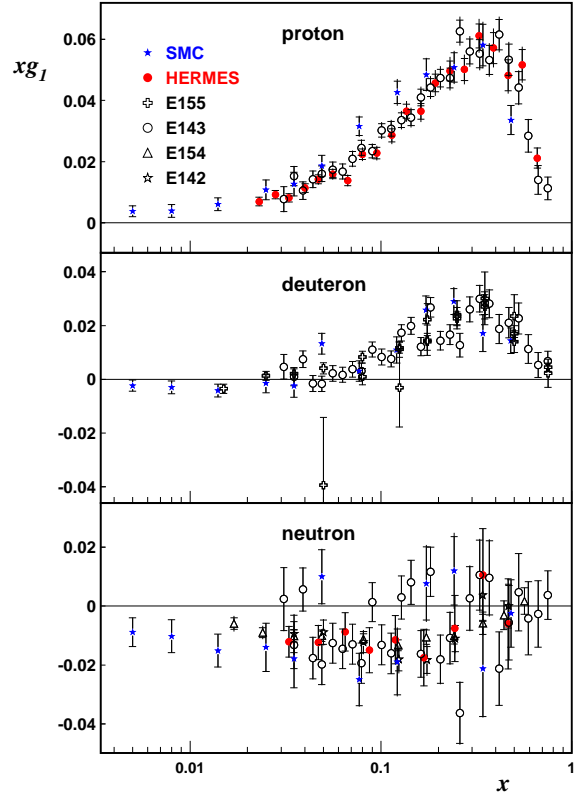


Рис. 1.2: Мировые данные по измерению $xg_1(x)$ (взято из [19]).

¹Next-to-Leading-Order, поправка в следующем лидирующем порядке

1.3.3 Возможные решения “спинового кризиса”

Поляризация глюонов

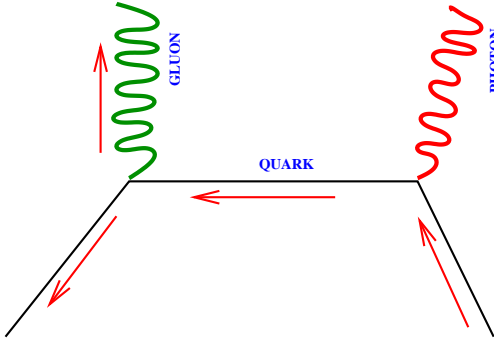


Рис. 1.3: Диаграмма, приводящая к вкладу Δg в Δq . Стрелками показано направление спина частиц, участвующих в реакции.

где Δg - поляризованное распределение глюонов в нуклоне. Физически, последний вклад связан с тем, что в силу закона сохранения момента количества движения, излученный поляризованным кварком глюон, сам должен быть поляризован (см. рис. 1.3), что должно “чувствоваться” поляризованным фотоном в лептон нуклонном DIS. Таким образом, положительная поляризация глюонов может объяснить малое значение Σ_{exp} , поскольку:

$$\Delta \Sigma_{exp} \rightarrow \Delta \Sigma_{exp} - \frac{3\alpha_s}{2\pi} \Delta g, \quad (1.24)$$

и значение $\Delta g \approx 2.5$ дает $\Delta \Sigma_{exp} \approx 0.6$ и $\Delta s \approx 0$.

В настоящее время нет безмодельного теоретического указания как измерять Δg . Наряду с этим, нет и прямого экспериментального способа для такого измерения. Однако, за последнее десятилетие появилось множество теоретических идей, позволяющих косвенно оценить поляризацию глюонов в нуклоне. Рассмотрим кратко эти возможности, позволяющие, в принципе, дать информацию о Δg :

1. изучение двух-струйных событий с большим поперечным импульсом, рожденных за счет фотон-глюонного слияния [24];
2. изучение адронов, рожденных с большим поперечным импульсом в определенной кинематической области [25];
3. изучение рождения открытого чарма за счет фотон-глюонного слияния [26];
4. прямое фоторождение в $p - p$ или $p - \bar{p}$ столкновениях [27].

Изучение этих процессов вошло в программу многих экспериментов: HERMES, COMPASS, RHIC, ZEUS/H1.

Поляризованное кварковое море

Другим возможным объяснением спинового кризиса может быть отрицательная поляризация морских кварков. Действительно, как следует из ур. (1.22) странные кварки

и антикварки могут быть отрицательно поляризованы на уровне 10% (пренебрегая возможным вкладом Δg), а это значит, что морские u и d кварки также могут быть поляризованы на том же уровне. Тогда вклад валентных u и d кварков равен $\Sigma_{exp} + 3 \cdot 0.11 = 0.60$ в согласии с предсказанием правил сумм Эллиса-Джаффе ($\Sigma_{EJ} = 0.579$).

В модели Эллиса, Харзеева, Коциняна, Сапожникова [28] сделана попытка дать феноменологическое объяснение возможной отрицательной поляризации морских кварков. Эта модель основана на двух простых наблюдениях:

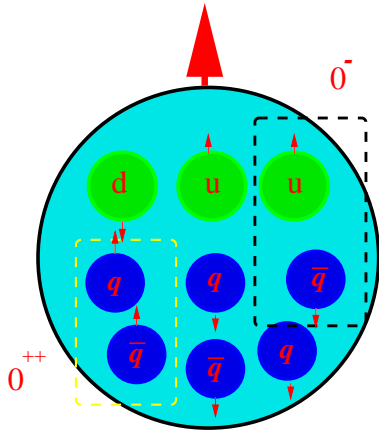


Рис. 1.4: Механизм поляризации морских кварков в модели [28]

1. псевдоскалярные мезоны ($q\bar{q}$ состояния), такие как пионы (π), каоны (K) и эта-мезоны (η), обладают достаточно малой массой по сравнению с типичными массами адронов. Это может быть интерпретировано как отражение того факта, что между кварком и антикварком существует сильное притяжение в канале с квантовыми числами $J^P = 0^-$. В таком случае масса связанного состояния $q\bar{q}$ пары должна быть меньше по сравнению с массой мезона с другими квантовыми числами.

2. Плотность кварк-антикварковых пар в непертурбативном вакууме оценивается достаточно высокой [29]:

$$\begin{aligned} \langle 0|\bar{u}u|0\rangle &\approx \langle 0|\bar{d}d|0\rangle \approx (250 \text{ МэВ})^3, \\ \langle 0|\bar{s}s|0\rangle &\approx (0.8 \pm 0.1)\langle 0|\bar{u}u|0\rangle. \end{aligned}$$

Применяя модель [28] к нуклону, приходим к следующей картине (см. рис. 1.4). Валентные кварки и морские антикварки находятся преимущественно в состоянии $J^P = 0^-$, при этом спин антикварка направлен антипараллельно спину валентного кварка. Поскольку морские кварк-антикварковые пары являются вакуумными, они должны обладать квантовыми числами вакуума: $J^P = 0^+$, что приводит к тому, что и морские кварки также поляризованы в том же направлении, что и антикварки. Тем самым, рассмотренная модель позволяет качественно объяснить отрицательную поляризацию морских кварков и антикварков. Экспериментальная проверка этой модели, являющаяся одной из задач настоящей диссертации, позволит ответить на вопрос: действительно ли странные кварки поляризованы в нуклоне, как следует из решения (1.22).

Правило сумм для спина нуклона

В данный момент все еще неизвестно, как устроен спин нуклона: есть ли в нем вклад глюонов или же спин “экранируется” морскими кварками. Возможно, что работают оба этих механизма. Но очевидно одно, что простая КПМ, описывающая спин нуклона через спиновые вклады только валентных кварков, кажется весьма далекой от реального описания спиновой структуры нуклона. Поэтому, наиболее общее выражение для вкладов партонов в спин нуклона имеет следующий вид:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Sigma + L_q + L_g + \Delta g, \quad (1.25)$$

где L_q и L_g орбитальный момент кварков и глюонов соответственно.

1.4 Выводы

В этой главе мы убедились, что нерелятивистская $SU(6)$ кварковая модель предсказывает значения магнитных моментов гиперонов, которые находятся в хорошем согласии с экспериментом. На основе той же $SU(6)$ модели делаются предсказания для спиновой структуры гиперонов. Эксперименты по глубоконеупругому рассеянию поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах представляют собой возможность исследовать спиновую структуру нуклона и проверить различные правила сумм. Оказалось, что наиболее фундаментальное правило сумм Бьеркена, требующее минимум модельных предположений, и связывающее между собой явления разных масштабов, находится в согласии с экспериментом. Экспериментальная проверка правила сумм Эллиса-Джаффе, выполненная во многих экспериментах с разными методиками, свидетельствует в пользу явного нарушения этого правила сумм. Как следствие, возникла проблема спина нуклона - термин, означающий, что в настоящее время не известно как устроена спиновая структура нуклона. Среди возможных неэкзотических механизмов, описывающих спин нуклона, в этой главе мы выделили два: поляризованные глюоны и поляризованные морские кварки, те и другие, экранирующие поляризацию валентных кварков.

В следующей главе мы рассмотрим различные возможности для экспериментального исследования поляризации морских кварков в нуклоне, а также для изучения спиновой структуры других гиперонов, при помощи измерения поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в глубоконеупругом рассеянии нейтрино на нуклоне.

Глава 2

Поляризация Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов в физике высоких энергий

Наука никогда не решает вопроса не поставив десяти новых... Джорж Бернард Шоу (1956-1950)

2.1 Введение

В настоящее время не вызывает сомнения существенная роль спина в физических процессах, происходящих при высоких энергиях. Уже более 30 лет известно, что адроны имеют поперечную поляризацию, при рождении в адронных столкновениях неполяризованных частиц пучка и мишени. Эта поляризация зависит от некоторых кинематических переменных. Впечатляющее количество теоретических и феноменологических моделей было создано для объяснения существующих данных, но до сих пор нет единой модели, которая правильно бы описывала все данные.

Изучение продольной поляризации адронов, рожденных в глубоконеупругих взаимодействиях лептонов на нуклоне, или в столкновениях e^+e^- при $\sqrt{s} = m_{Z^0}$ (Z^0 полюс), оказалось удобным средством для исследования спиновой структуры как долгоживущих так и короткоживущих адронов.

Связь измерения продольной поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов, рожденных в (анти) нейтринных DIS взаимодействиях со спиновым кризисом и с изучением спиновой структуры адронов обсуждается в § 2.2. Обзор существующих экспериментальных данных по продольной и поперечной поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов, рожденных в адронных реакциях, в реакции $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}X$, в DIS событиях с заряженными лептонами и (анти) нейтрино, рассмотрен в § 2.3

2.2 Спиновый кризис и измерение поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов в νN глубоконеупругом рассеянии

Измерение поляризации Λ ($\bar{\Lambda}$) гиперонов может быть выполнено за счет асимметрии углового распределения продуктов распада в нарушающем четность процессе $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$). Угловое распределение положительно заряженного трека в системе покоя Λ ($\bar{\Lambda}$) имеет вид:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} (1 + \alpha \mathbf{P} \cdot \mathbf{k}), \quad (2.1)$$

где $\alpha = 0.642 \pm 0.013$ [3] - параметр асимметрии распада $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, \mathbf{P} — вектор поляризации Λ или $\bar{\Lambda}$ гиперона, \mathbf{k} - единичный вектор в направлении вылета положительно заряженного трека в системе покоя Λ ($\bar{\Lambda}$). Определение асимметрии углового распределения положительно-заряженного трека, данное в ур. (2.1) одинаково справедливо для распадов Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов (см. детали в Прил. В.2.1).

2.2.1 Поляризованная странность в нуклоне

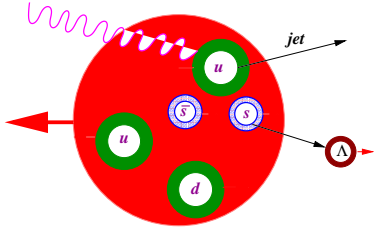


Рис. 2.1: Фрагментация поляризованного s кварка в нуклоне должно проявиться в поляризации Λ ($\bar{\Lambda}$) гиперона, рожденного в процессе события глубоконеупругого рассеяния. Для изучения таких событий идеально подходит глубоконеупругое рассеяние (анти) нейтрино на нуклоне. Действительно, (анти) нейтрино является (право) левополяризованной частицей по своей природе, и (анти) нейтрино взаимодействует с левым кварком (правым антикварком).

Поляризованная внутренняя странность в нуклоне, являющаяся одним из выводов измерения g_1 , в предположении $SU_F(3)$ симметрии и нулевого вклада от Δg , может быть исследована экспериментально в процессе, приводящем к “вытряхиванию” s (\bar{s}) кварка, с последующей фрагментацией этого кварка в Λ ($\bar{\Lambda}$) гиперон (см. рис. 2.1). Как следует из таб. 1.2 спин Λ гиперона в $SU(6)$ модели целиком определяется спином s кварка, поэтому наличие поляризации s кварка, поэтому наличие поляризации Λ ($\bar{\Lambda}$) гиперона, рожденного в процессе события глубоконеупругого рассеяния. Для изучения таких событий идеально подходит глубоконеупругое рассеяние (анти) нейтрино на нуклоне. Действительно, (анти) нейтрино является (право) левополяризованной частицей по своей природе, и (анти) нейтрино взаимодействует с левым кварком (правым антикварком).

Согласно модели [28], описанной в § 1.3.3, поляризация $s\bar{s}$ кварков в нуклоне антикоррелирует со спином выбитого кварка, что должно проявиться при рассеянии (анти) нейтрино на левом кварке (правом антикварке). Если Λ гиперон в системе центра масс W бозон - нуклон движется в том же направлении, что и нуклон мишени, то считается, что Λ гиперон родился в области фрагментации мишени, что количественно определяется отрицательным значением переменной

$$x_F = \frac{p_L^*}{\sqrt{W}/2}, \quad (2.2)$$

где p_L^* продольная компонента импульса частицы (в данном случае Λ гиперона) в системе центра масс частиц пучка и мишени, W^2 - квадрат массы адронной струи (см. § 1.1.2). На рис. 2.2 приведена основная диаграмма, описывающая процесс рождения Λ гиперона в области фрагментации мишени за счет рассеяния нейтрино на d кварке в нейтроне. Предположив антикорреляцию направлений спина s и спина выбитого d кварков, Λ гиперон должен обладать отрицательной (по отношению к направлению импульса W бозона) продольной поляризацией. Это утверждение является предсказанием модели [28].

Эффекты нуклонной мишени

Экспериментальное сравнение поляризации Λ гиперонов с предсказаниями [28] требует известной осторожности. Строго говоря, в публикации [28], посвященной спиновому кризису и поляризации Λ гиперонов, рожденных в DIS событиях (анти) нейтрино на нуклоне, утверждается, что, спин $s\bar{s}$ пары антикоррелирует со спином нуклона мишени. Таким образом, эта модель должна предсказывать разный знак поляризации Λ

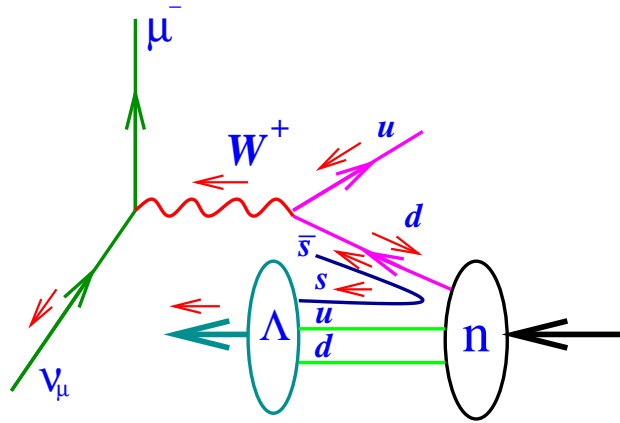


Рис. 2.2: Диаграмма, описывающая рождение Λ гиперона в области фрагментации мишени за счет рассеяния нейтрино на d кварке в нейтроне. Стрелочками показано направление спина частиц.

гиперонов, рожденных при рассеянии нейтрино на нейтроне (отрицательный) и на протоне (положительный) (см. рис. 2.3). С другой стороны, кажется более естественным переформулировать модель так, что спин $s\bar{s}$ пары антикоррелирует со спином выбитого кварка, тогда знак поляризации Λ гиперона независимо от типа нуклона мишени предсказывается одним и тем же - отрицательным (рис. 2.2). Таким образом, измерение продольной поляризации Λ гиперонов при $x_F < 0$, рожденных при взаимодействии (анти) нейтрино с протоном и нейтроном, может разрешить эту неоднозначность.

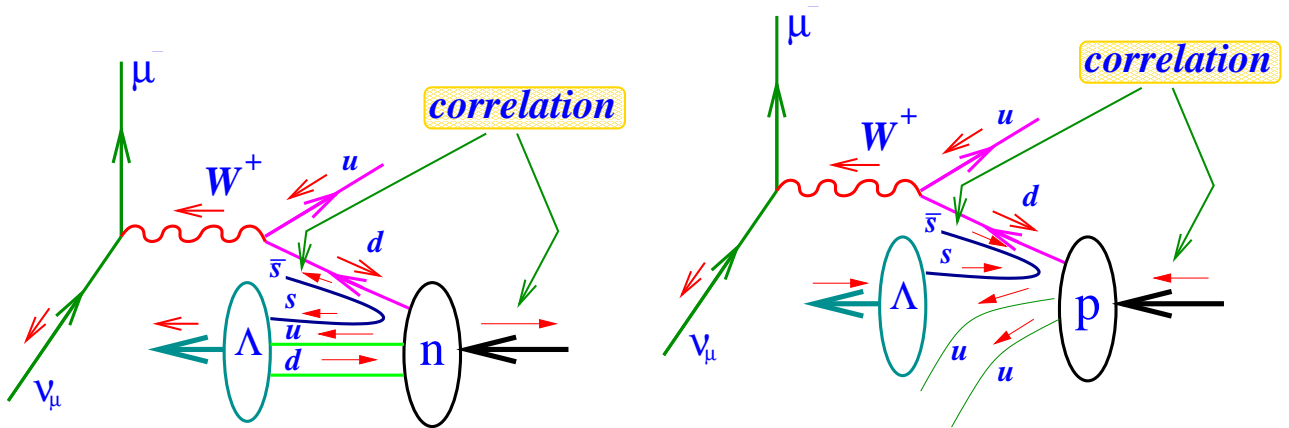


Рис. 2.3: Поляризация Λ гиперона, рожденного в области фрагментации мишени за счет рассеяния нейтрино на нейтроне (левый рис.) и протоне (правый рис.), в случае когда спин $s\bar{s}$ пары антикоррелирует со спином нуклона мишени

Эффекты промежуточных состояний

Значительная часть Λ гиперонов, рожденных в DIS событиях, происходит за счет распада промежуточных частиц с образованием Λ в конечном состоянии. Речь идет, в первую очередь, о Σ^0 , Σ^* , Ξ , которые рождаются сравнительно часто и имеют большую вероятность (88%-100%) распада на Λ гиперон. Биджи [30] впервые обратил внимание на то, что ди-кварковая пара, остающаяся после выбивания из нуклона поляризованного кварка в DIS процессе, сама может быть поляризована и может передать свою

поляризацию родившемуся бариону. Тот, в свою очередь, передаст часть поляризации Λ гиперону после распада на эту частицу в конечном состоянии. Таким образом, теоретическая интерпретация измерений поляризации Λ гиперонов, рожденных в области фрагментации мишени, требует учета этих эффектов. Нужно сказать, что автору настоящей диссертации не известно о существовании опубликованных работ, где бы правильно учитывались эти эффекты при интерпретации результатов измерений поляризации Λ гиперонов в рамках модели [28].

2.2.2 Спиновая структура Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов

Измерение поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов может служить не только для исследования поляризованной внутренней странности нуклона в области фрагментации мишени (§ 2.2.1), но и также для исследования спиновой структуры самих Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов. Эта задача может быть решена в области фрагментации тока, т.е. при $x_F > 0$. Глубокоinelастические реакции рассеяния нейтрино или антинейтрино на нуклоне вновь оказываются исключительно полезным инструментом для этой цели. Считается, что частицы, рожденные в области фрагментации тока, происходят за счет фрагментации выбитого кварка. Специфика слабого взаимодействия определяет, что выбитый кварк должен обладать отрицательной спиральностью. Измерив поляризацию адрона h , полученного после фрагментации поляризованного кварка q , можно установить есть ли какая-либо корреляция между поляризациями фрагментирующего кварка и родившегося адрона. Количественно, такая корреляция описывается коэффициентом передачи спина: $C_q^h(z) = \Delta D_q^h(z)/D_q^h(z)$, где $D_q^h(z)$ и $\Delta D_q^h(z)$ неполяризованная и поляризованная функции фрагментации соответственно, определенные в ур. (A.31). На рис. 2.4 приве-

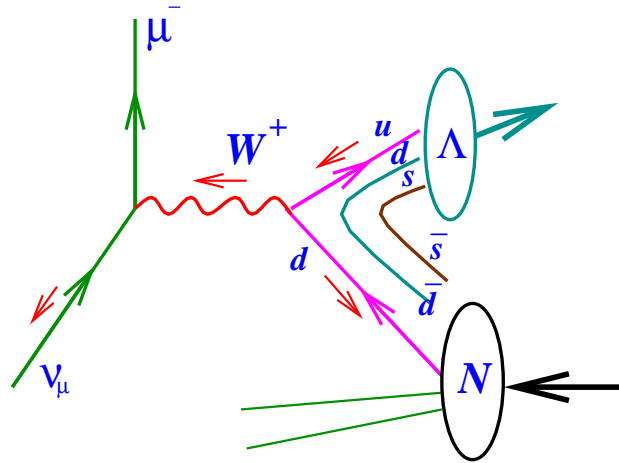


Рис. 2.4: Диаграмма, описывающая рождение Λ гиперона в области фрагментации тока за счет рассеяния нейтрино на d кварке в нуклоне. Стрелочками показано направление спина частиц.

дена диаграмма, описывающая рождение Λ гиперона в области фрагментации тока за счет рассеяния нейтрино на d кварке в нуклоне. Используя выражения для неполяризованного и поляризованного полуинклюзивных сечений рождения адрона h в нейтрино-нуклонном DIS (см. ур. (A.35), (A.36)), можно вычислить поляризацию родившегося

адрона:

$$P_\nu^h = -\frac{[d(x) + \omega s(x)] \Delta D_u^h(z) - (1-y)^2 \bar{u}(x) [\Delta D_d^h(z) + \omega \Delta D_s^h(z)]}{[d(x) + \omega s(x)] D_u^h(z) + (1-y)^2 \bar{u}(x) [D_d^h(z) + \omega D_s^h(z)]}, \quad (2.3)$$

где $\omega = tg^2 \theta_C$ (θ_C - угол Кабиббо). В случае рождения Λ гиперона можно пренебречь Кабиббо подавленными процессами, а также вкладом странного кварка. Тогда формула (2.3) приобретает вид:

$$P_\nu^\Lambda = -\frac{d(x) \Delta D_u^\Lambda(z) - (1-y)^2 \bar{u}(x) \Delta D_d^\Lambda(z)}{d(x) D_u^\Lambda(z) + (1-y)^2 \bar{u}(x) D_d^\Lambda(z)}. \quad (2.4)$$

Легко видеть, что второй член в числителе и знаменателе ур. (2.4) сильно подавлен по сравнению с первым из-за сравнительно малой величины \bar{u} , и подавляющего множителя $(1-y)^2$. Таким образом, измерение поляризации Λ гиперонов, рожденных в области фрагментации тока в процессе глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклоне, дает оценку для коэффициента передачи спина $C_u^\Lambda \approx -P_\Lambda$.

Ситуация с интерпретацией поляризации $\bar{\Lambda}$ гиперона менее однозначная. В данном случае формула (2.3) выглядит следующим образом:

$$P_\nu^{\bar{\Lambda}} = -\frac{[d(x) + \omega s(x)] \Delta D_u^{\bar{\Lambda}}(z) - (1-y)^2 \bar{u}(x) [\Delta D_d^{\bar{\Lambda}}(z) + \omega \Delta D_s^{\bar{\Lambda}}(z)]}{[d(x) + \omega s(x)] D_u^{\bar{\Lambda}}(z) + (1-y)^2 \bar{u}(x) [D_d^{\bar{\Lambda}}(z) + \omega D_s^{\bar{\Lambda}}(z)]}. \quad (2.5)$$

Теперь нет никаких аргументов, почему можно было бы пренебречь тем или иным слагаемым в ур. (2.5), и интерпретация измерений поляризации $\bar{\Lambda}$ гиперонов требует моделирования ситуации в рамках различных механизмов передачи спина.

Обратимся теперь к теоретическим предсказаниям поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов в разных моделях.

SU(6) кварковая модель

Λ ($\bar{\Lambda}$) гиперон может родиться как прямым образом (через фрагментацию кварка), так и через промежуточные быстрораспадающиеся адроны. В SU(6) кварковой модели, описанной в § 1.2, используя спиновые волновые функции всех барионов, через которые может родиться Λ ($\bar{\Lambda}$) гиперон, можно вычислить относительную вероятность для кварка q^\uparrow образовать барион, который при распаде даст Λ ($\bar{\Lambda}$) гиперон в конечном состоянии. Таким образом, задача описания поляризации конечного Λ ($\bar{\Lambda}$) гиперона состоит из трех шагов:

1. вычисление относительной вероятности фрагментации q^\uparrow в Λ ($\bar{\Lambda}$) через промежуточный барион. Это может быть сделано, используя таб. 1.2, и учитывая относительную вероятность того, что барион B в данном состоянии с проекцией спина на ось квантования M содержит кварк q^\uparrow с проекцией спина $m = +1/2$. Последняя вероятность $W(B, M)_q$ [31], после усреднения, дает следующий вес для бариона со спином J :

$$\frac{4 \sum_M M^2}{2J+1} = 1 \quad (J = 1/2),$$

$$\frac{4 \sum_M M^2}{2J+1} = 5 \quad (J = 3/2).$$

2. учет коэффициента передачи спина от данного бариона B к Λ ($\bar{\Lambda}$). В работе [32] приведены требуемые результаты:

	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	$\Sigma^* \rightarrow \Lambda\pi$	$\Xi \rightarrow \Lambda\pi$
P_Λ	$-1/3P_{\Sigma^0}$	P_{Σ^*}	$0.9P_\Xi$

3. Учет доли Λ ($\bar{\Lambda}$) гиперонов, произошедших через промежуточные барионы.

Реализация первых двух пунктов приведена в таб. 2.1 согласно работе [33]. Учет третьего пункта требует либо модельных вычислений относительных выходов странных частиц, либо (что более желательно) использования экспериментальной информации.

родитель Λ	C_u^Λ	C_d^Λ	C_s^Λ	$C_{\bar{q}}^\Lambda$
Quark	0	0	+1	0
Σ^0	-2/9	-2/9	+1/9	0
$\Sigma(1385)$	+5/9	+5/9	+5/9	0
Ξ	-0.3	-0.3	+0.6	0

Таблица 2.1: Коэффициент передачи спина от кварков Λ гиперону через промежуточные бозоны в $SU(6)$ модели [33].

Критические замечания:

Применимость нерелятивистской $SU(6)$ модели для описания спиновой структуры барионов вызывает некоторые сомнения в виду экспериментального открытия того, что кварки переносят сравнительно малую долю спина нуклона (предмет главы 1). Существенным предположением при интерпретации измерения g_1 (§ 1.3.2) была гипотеза о сохранении $SU_F(3)$ симметрии. Однако, наличие $SU_F(3)$ симметрии означает, что у всех барионов, описываемых группой $SU_F(3)$ должен быть одинаковый суммарный вклад кварков в спин данного бариона: $\Sigma = const$. Это означает, что для Λ, Σ^0, Ξ и нуклонов $\Sigma \neq 1$, как следует из $SU(6)$ модели, и это должно быть принято во внимание при теоретических расчетах.

Модель Буркардта-Джаффе (BJ)

В модели Буркардта и Джаффе [34] оценивается вклад различных кварков в спин Λ гиперона на основе измерений функции g_1 (§ 1.3.2). Учитывается тот факт, что суммарный спиновый вклад кварков одинаков как для нуклона, так и для Λ гиперона. Чтобы получить значение для доли спина кварков в Λ гипероне в модели Буркардта и Джаффе нужно подставить измеренные значения констант $\Sigma = 0.27, F = 0.459, D = 0.789$ в выражения для Δq через F, D, Σ (см. таб. 1.2). Таким образом, можно получить, что u и d кварки в Λ гипероне переносят порядка -20% спина, тогда как на s кварк приходится около 60% . Обобщение этих аргументов на случай странных барионов, принадлежащих октету $J^P = 1/2^+$, которые распадаются на Λ гиперон в конечном состоянии приведено в таб. 2.2. В модели [34] рассматриваются два случая: в первом считается, что только

валентные кварки поляризованы, во втором предполагается, что морские кварки и антикварки также могут быть поляризованы. В приведенных ниже результатах расчета эти два случая модели Буркардта и Джаффе обозначаются ВJ-I и ВJ-II соответственно.

Измерение поляризации Λ гиперонов в области фрагментации тока может проверить эту модель, поскольку доминирующим процессом в данном случае является фрагментация лево-поляризованного u кварка в Λ . Если модель [34] осуществляется в природе, то тогда согласно таб. 2.2 продольная поляризация Λ гиперонов должна быть *положительной*. Однако, это предсказание справедливо только для прямых Λ гиперонов, учет же промежуточных состояний может заметно изменить картину. Насколько известно автору настоящей диссертации, на сегодняшний день нет теоретического расчета, который бы принимал во внимание эффект промежуточных барионных состояний в модели [34].

Таблица 2.2: Вклад спина u, d, s кварков в спин барионов в модели Буркардта и Джаффе. ($F = 0.459, D = 0.789, \Sigma = 0.28$)

	Δu		Δd		Δs	
p	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) + F$	0.82	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-0.44	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) - F$	-0.10
n	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-0.44	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) + F$	0.82	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) - F$	-0.10
Λ^0	$\frac{1}{3}(\Sigma - D)$	-0.18	$\frac{1}{3}(\Sigma - D)$	-0.18	$\frac{1}{3}(\Sigma + 2D)$	0.63
Σ^0	$\frac{1}{3}(\Sigma + D)$	0.36	$\frac{1}{3}(\Sigma + D)$	0.36	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-0.44
Ξ^0	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-0.44	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) - F$	-0.10	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) + F$	0.82
Ξ^-	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) - F$	-0.10	$\frac{1}{3}(\Sigma - 2D)$	-0.44	$\frac{1}{3}(\Sigma + D) + F$	0.82

Предсказания: поляризация Λ и $\bar{\Lambda}$ в нейтринных и антинейтринных реакциях.

В работе [33] приведены результаты вычислений для поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ в нейтринных и антинейтринных DIS реакциях, выполненные в рамках различных моделей: SU(6) модель без учета промежуточных состояний, SU(6) модель с учетом промежуточных состояний, и в модели Буркардта-Джаффе (ВJ-I и ВJ-II). На рис. 2.5 приведена

зависимость поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ как функция доли энергии конечных адронов (z), уносимой данным адроном.

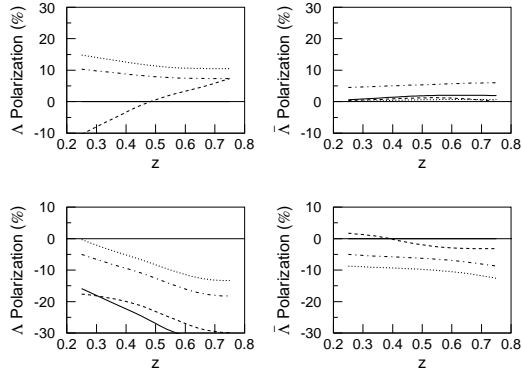


Рис. 2.5: Поляризация Λ и $\bar{\Lambda}$ в области фрагментации тока в ν DIS (верхние рисунки) и в $\bar{\nu}$ DIS (нижние рисунки): сплошная линия - SU(6) модель без учета промежуточных состояний, пунктирная - SU(6) модель с учетом промежуточных состояний, точками - VJ-I, пунктир-точками - VJ-II. (рис. из работы [33])

модели Буркардта-Джаффе, дали практически постоянное значение поляризации Λ гиперонов: положительная для ν_μ СС и отрицательная для $\bar{\nu}_\mu$ СС. Если расчеты [33] справедливы, то измерение поляризации Λ гиперонов, рожденных в ν_μ СС в области фрагментации тока, может дать указание на то, какая из рассмотренных выше моделей реализуется в природе.

Критические замечания:

Общее замечание. Расчеты [33] сделаны с использованием LEPTO генератора JETSET [35] (с установленными по умолчанию параметрами) для учета выходов странных частиц, таких как $\Lambda, \Sigma^*, \Sigma^0, \Xi$ и т.д.. Очевидно, что результаты, представленные на рис. 2.5 сильно зависят от относительных выходов этих частиц, и могут заметно измениться, если выяснится, что установленные по умолчанию параметры JETSET не описывают адекватно экспериментальные данные.

Слабая зависимость поляризации Λ гиперонов от z , предсказанная в рамках VJ модели, наводит на мысль, что в расчетах, выполненных в рамках этой модели не принималась во внимание возможная передача поляризации Λ гиперону через промежуточные состояния. В таком случае, при учете этого эффекта результаты для поляризации Λ гиперонов в рамках VJ модели могут заметно измениться (на столько же заметно как вообще наличие поляризации в рамках SU(6) модели с учетом промежуточных состояний (см. рис. 2.5)).

Никакой поляризации Λ гиперонов, рожденных в ν_μ СС не ожидается в SU(6) без учета промежуточных состояний в виду доминирующего процесса: $W^+d \rightarrow u \rightarrow \Lambda$. Тогда как в $\bar{\nu}_\mu$ СС уже важен процесс прямого рождения странного кварка: $W^+u \rightarrow s \rightarrow \Lambda$, поэтому в SU(6) модели без учета промежуточных состояний появляется отрицательная поляризация Λ гиперонов. Знакопеременная поляризация Λ гиперонов, рожденных в ν_μ СС, предсказываемая в рамках SU(6) модели с учетом промежуточных состояний, объясняется разным знаком переданной поляризации от Σ^* и Σ^0 в доминирующем процессе фрагментации левополяризованного u кварка в данные гипероны. Отсутствие знакопеременности в предсказании поляризации Λ гиперонов, рожденных в $\bar{\nu}_\mu$ СС, видимо связано с заметным вкладом от s кварка. Вычисления, сделанные в рамках

2.3 Обзор существующих данных

В настоящее время накоплен богатейший экспериментальный материал, посвященный поляризационным эффектам в физике высоких энергий. Спин оказался играющим значительную роль в процессах фрагментации кварков и при исследовании спиновой структуры адронов. Активные исследования спиновых эффектов начались с адронных экспериментов, в которых было обнаружено, что многие адроны рождаются поляризованными в плоскости, ортогональной плоскости рождения. Обнаруженная поперечная поляризация адронов оказалась сильно зависящей от поперечного импульса частицы (p_T) и от x_F . Спиновый кризис (см. § 1.3.2) вновь возбудил интерес к спиновым эффектам при высоких энергиях и началась крупномасштабная программа теоретических и экспериментальных исследований спиновой структуры адронов и спиновых эффектов в процессе фрагментации. Эксперименты включают в себя исследования поляризации адронов, родившихся:

- в адронных процессах,
- в результате аннигиляции e^+e^- на Z^0 полюсе ($c\sqrt{s} = M_Z$),
- в результате глубоконеупругого рассеяния заряженных лептонов на (поляризованной и неполяризованной) нуклонных мишенях,
- в (анти) нейтринных DIS реакциях.

Кроме этого, за последнее время появились новые интересные результаты, посвященные первому измерению g_2 структурной функции (SLAC), обнаружению $\sin\phi$ зависимости распределения пионов, рожденных в лептон-нуклонном DIS с поперечно-поляризованной мишенью [36], которые здесь не рассматриваются. Ниже мы ограничимся обзором существующих экспериментальных данных, посвященных поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов, рожденных в различных экспериментальных условиях. Физическая природа продольной и поперечной поляризаций адронов предоставляется автору этой работы различной, поэтому обзор экспериментальных данных разбит на два раздела: первый посвящен продольной, тогда как второй - поперечной поляризациям.

2.3.1 Продольная поляризация

2.3.1.1 Адронные эксперименты

Сохранение P -четности запрещает наличие продольной поляризации адронов, родившихся в реакциях с неполяризованными пучком и мишенью. Существующие данные согласуются с этим утверждением.

2.3.1.2 e^+e^- на Z^0 полюсе

Интерес к измерению поляризации Λ гиперонов в e^+e^- столкновениях на Z^0 полюсе вызван в основном тем, что стандартная модель предсказывает высокую степень поляризации кварков и антикварков, рожденных в распаде Z^0 : $P_s = P_d = -0.91$, $P_u = P_c = -0.67$ [37]. Таким образом, реакция $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ представляет собой источник поляризованных кварков, с помощью которых можно изучать динамику передачи спина

в процессе адронизации. Измерения поляризации Λ гиперонов проводились в экспериментах ALEPH [38] и OPAL [39] на пучке LEP в ЦЕРНе. Экспериментальные измерения двух коллабораций согласуются друг с другом в пределах ошибок: Зависимость P_L^Λ от

Таблица 2.3: Измеренные значения продольной поляризации Λ гиперонов коллаборациями ALEPH (при $z = p_\Lambda/p_{beam} > 0.3$) и OPAL (при $x_E = 2E_\Lambda/\sqrt{s} > 0.3$)

коллаборация	N_Λ	P_L^Λ
ALEPH	–	-0.32 ± 0.07
OPAL	8309	-0.329 ± 0.055

доли энергии пучка, уносимой Λ гипероном также была исследована в этих экспериментах (см. рис. 2.6, 2.7). Собственный анализ коллабораций привел к выводу, что полученные данные лучше всего описываются предсказаниями $SU(6)$ кварковой моделью, согласно работе Густафсона и Хаккинена [32]. Однако, согласно расчетам, сделанным в работе [33], интерпретация данных неоднозначна. При учете возможности передачи поляризации от u и d кварков, а также, предполагая, что Λ гипероны, рожденные *не из первоначальной $q\bar{q}$ пары*, могут быть поляризованы, авторы [33] заключают, что при больших z все модели согласуются с измерениями ALEPH и OPAL, тогда как при малых z модель ВJ даже лучше описывает данные, чем $SU(6)$ кварковая модель. Тем не менее, сделать какого-либо однозначного вывода в пользу той или иной модели невозможно в виду недостаточной накопленной статистики Λ гиперонов в этих экспериментах.

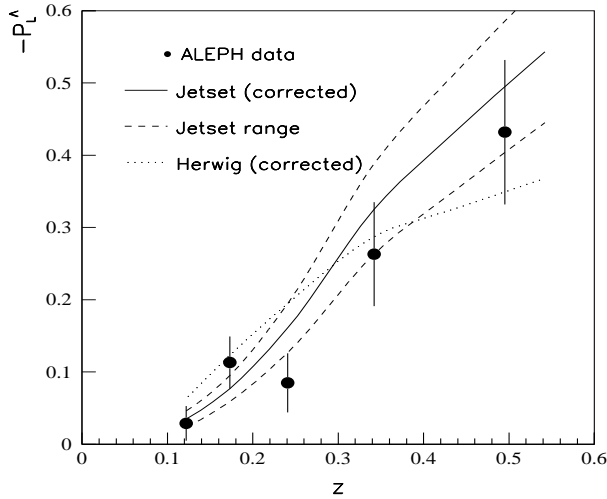


Рис. 2.6: Измерение продольной поляризации Λ как функции z в эксперименте ALEPH [38]. Данные - точки с ошибками, предсказание JETSET умножено на 1.07 (сплошная линия), предсказание HERWIG умножено на 2.17 (точки).

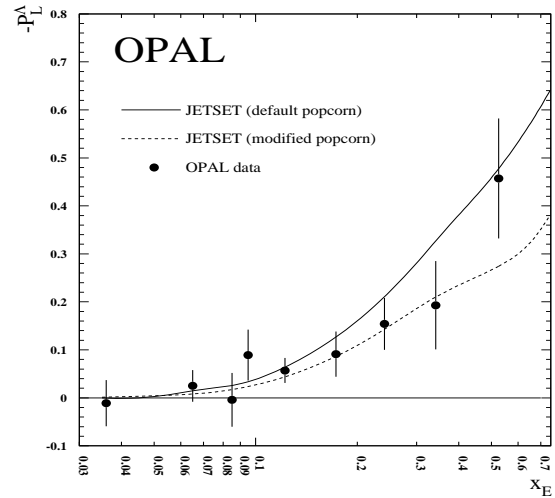


Рис. 2.7: Измерение продольной поляризации Λ как функции $x_E = 2E_\Lambda/\sqrt{s}$ в эксперименте OPAL [39]. Данные - точки с ошибками, предсказание JETSET с моделью “попкорн” по умолчанию (сплошная линия), предсказание JETSET с модифицированной моделью попкорн (пунктир).

2.3.1.3 DIS эксперименты с заряженными лептонами

Возможность изучения спиновой структуры нестабильных барионов, также как и исследования передачи спина в процессе адронизации является причиной интереса к измерению поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов в DIS процессах (см. обсуждение в § 2.2.2). Аналогично формуле (2.3), поляризация Λ в области фрагментации тока в реакции $lN \rightarrow l\Lambda X$ определяется уравнением:

$$P_\Lambda = P_B D(y) \frac{\sum_q e_q^2 q(x) \Delta D_q^\Lambda(z)}{\sum_q e_q^2 q(x) D_q^\Lambda(z)}, \quad (2.6)$$

где P_B - поляризация лептонного пучка, $D(y) = [1 - (1 - y)^2] / [1 + (1 - y)^2]$ - деполяризационная функция виртуального фотона, монотонно растущая от 0 до 1 при изменении y в пределах от 0 до 1.

Величина $D_{LL'}^\Lambda = P_\Lambda / P_B D(y)$ служит приближением к коэффициенту передачи спина C_q^Λ . Для оценки можно считать, что $C_u^\Lambda \approx D_{LL'}^\Lambda$. В настоящее время существуют только две коллаборации E665 [40] и HERMES [41], сообщившие об измерении продольной поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов в глубоконеупругих реакциях с заряженными лептонами.

E665

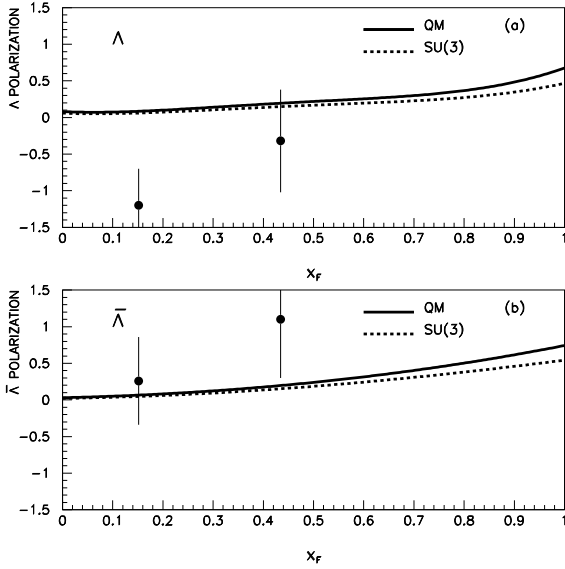


Рис. 2.8: Зависимость поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов от x_F , измеренная коллаборацией E665 [40]. Приведены теоретические предсказания для двух сценариев: наивная кварковая модель (сплошная линия) и модель VJ (пунктир).

-1.0) в области $0.1 < x_F < 0.3$, что не очень просто интерпретировать теоретически (см. однако, [42]).

В эксперименте E665 используется поляризованный мюонный пучок с энергией 470 ГэВ и поляризацией $P_B = -0.7 \pm 0.1$. В анализе экспериментальных данных накладывались следующие условия:

- $10^{-4} < x < 10^{-1}$ с $\langle x \rangle = 5 \cdot 10^{-3}$
- $0.25 < Q^2 < 2.5$ ГэВ² с $\langle Q^2 \rangle = 1.3$ ГэВ² и $\langle \nu \rangle = 150$ ГэВ

В поляризационном анализе использовалось 750 Λ и 650 $\bar{\Lambda}$ гиперонов. На рис. 2.8 представлена зависимость $D_{LL'}^\Lambda$ и $D_{LL'}^{\bar{\Lambda}}$ от x_F . Огромные статистические ошибки, на уровне 0.5–0.7, не позволяют сделать никакого вывода в пользу той или иной модели передачи спина. Нужно обратить также внимание на то, что значения $D_{LL'}^\Lambda$ и $D_{LL'}^{\bar{\Lambda}}$ в некоторых бинах по x_F измерены усилиями коллаборации E665 по модулю большими единице, чего не может быть физически, но не запрещено статистически. Авторы [40], возможно, не обратили внимание на то, что значения $D_{LL'}^{\bar{\Lambda}}$ согласуются между собой только в том случае, если $D_{LL'}^{\bar{\Lambda}}$ является большой отрицательной величиной (на уровне

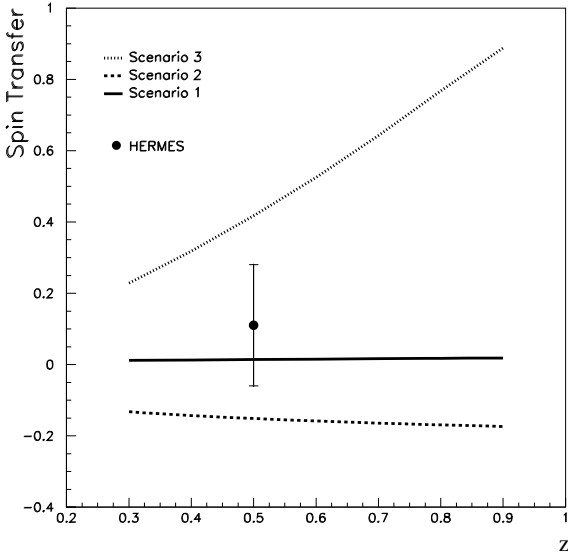


Рис. 2.9: Зависимость поляризации Λ гиперонов от z , измеренная коллаборацией HERMES [41]. Приведены теоретические предсказания для трех сценариев: 1. наивная кварковая модель, 2. модель VJ , 3. все кварки дают одинаковый вклад в поляризацию Λ .

существенная разница кажется удивительной, если принять во внимание, что направления импульса Λ и импульса промужеточного фотона при больших энергиях частиц пучка сильно коррелируют друг с другом. Большие статистические ошибки в измерении поляризации Λ гиперонов не позволяют сделать никакого вывода в пользу той или иной модели передачи спина (см. рис. 2.9).

2.3.1.4 (Анти) нейтринные DIS эксперименты

Несколько предыдущих коллабораций с (анти) нейтринными пучками сообщили об измерении продольной поляризации Λ гиперонов, рожденных в DIS событиях [43, 44, 45], но экспериментальная ситуация в этой области достаточно запутанная. *Отрицательная* продольная поляризация Λ гиперонов наблюдалась вдоль направления импульса W -бозона (e_W) во всех экспериментах, однако модуль этой поляризации менялся в пределах от 0.1 до 0.56 со статистической ошибкой в пределах от 0.13 до 0.17 (см. таб. 2.4). Этот эффект усиливался в области фрагментации мишени, что, видимо, стимулировало создание модели [28]. В зависимости от анализа, оценка систематической ошибки варьируется в пределах от 0.02 до величины статистической ошибки. При этом, авторами [43, 44, 45] утверждается, что главным источником систематической неопределенности является примесь K_S^0 мезонов в наборе Λ гиперонов. Автору настоящей работы, однако, представляется маловероятным, что в пузырьковых экспериментах можно было правильно скорректировать угловые распределения продуктов распада Λ гиперона на

В эксперименте HERMES используется позитронный пучок с энергией 27.5 ГэВ, равновесная поляризация пучка находится в пределах от 0.4 до 0.65. Интересной особенностью эксперимента HERMES является возможность смены знака поляризации пучка на противоположный. Используя это обстоятельство, оказалось возможным измерить продольную поляризацию Λ гиперонов без использования информации из МС. В эксперименте HERMES идентифицировано 2237 Λ гиперонов, используемых для измерения продольной поляризации. В анализе экспериментальных данных накладывались следующие условия:

- $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$, $W > 2 \text{ ГэВ}$, $y < 0.85$.

На рис. 2.9 представлена зависимость $D_{LL'}^\Lambda$ от z . При $\langle z \rangle = 0.45$ величина $D_{LL'}^\Lambda = 0.11 \pm 0.17(stat) \pm 0.03(sys)$, если в качестве оси, относительно которой измеряется поляризация Λ гиперонов, взять направление импульса Λ . Если же выбрать ось вдоль импульса промужеточного фотона, то результат заметно изменяется: $0.03 \pm 0.17(stat) \pm 0.03(sys)$. Такая

аксептанс детектора в виду отсутствия симуляции физических процессов в детекторе, которая бы учитывала эффекты реконструкции и идентификации частиц. Отсутствие поправки на аксептанс может привести к ложной асимметрии, и таким образом, большей “поляризации” (см. подробнее § 7.2). Нужно также обратить внимание на чрезвычайно малую статистику Λ гиперонов, накопленную в предыдущих (анти) нейтринных экспериментах: от 258 до 469 Λ .

В предыдущих (анти) нейтринных экспериментах продольная поляризация $\bar{\Lambda}$ гиперонов не изучалась в виду недостаточной статистики ($\sim 20\bar{\Lambda}^0$).

Таблица 2.4: Продольная (вдоль оси \mathbf{e}_W) поляризация Λ гиперонов в (анти) нейтринных экспериментах.

Реакция Эксперимент (Год)	$\langle E_\nu \rangle$ [ГэВ]	Условие на x_F	N_Λ	P_x
$\nu_\mu - p$ WA21 [43] (1985)	51	Полный набор	289	-0.10 ± 0.14
		$x_F < 0$	203	-0.29 ± 0.18
		$x_F > 0$	86	0.53 ± 0.30
$\bar{\nu}_\mu - p$ WA21 [43] (1985)	40	Полный набор	267	-0.24 ± 0.17
		$x_F < 0$	210	-0.38 ± 0.18
		$x_F > 0$	57	0.32 ± 0.35
$\bar{\nu}_\mu - Ne$ WA59 [44] (1992)	40	Полный набор	469	-0.56 ± 0.13
		$x_F < 0$	403	-0.63 ± 0.13
		$x_F > 0$	66	-0.11 ± 0.45
$\nu_\mu - Ne$ (1994) E632 [45]	150	Полный набор	258	-0.38 ± 0.16
		$x_F < 0$	190	-0.43 ± 0.20

2.3.2 Поперечная поляризация

2.3.2.1 Адронные эксперименты

Начиная с открытия заметной поперечной поляризации Λ гиперонов, рожденных инклюзивно в адронных реакциях с протонными пучками [46], эффекты поляризации гиперонов активно изучались с использованием самых разных пучков и мишеней. Рассмотрим кратко основные обнаруженные особенности этих явлений.

- Поляризация Λ гиперонов (P_Λ) зависит от трех переменных: p_T , x_F и диффракционной массы M_X .
 - P_Λ отрицательна относительно вектора, ортогонального плоскости рождения, определенного как $\mathbf{n} = \hat{\mathbf{P}}_{\text{beam}} \times \hat{\mathbf{P}}_\Lambda$, где $\hat{\mathbf{P}}_{\text{beam}}$ и $\hat{\mathbf{P}}_\Lambda$ - единичные вектора, в направлении импульса пучка и Λ гиперонов соответственно.
 - При фиксированном x_F модуль поляризации Λ линейно растет с p_T вплоть до $p_T \sim 1.2$ ГэВ/с (см. рис. 2.10), и далее вплоть до $p_T \sim 3.5$ ГэВ/с почти не зависит от p_T . Эффект усиливается при увеличении x_F .
 - При фиксированном p_T , P_Λ растет линейно с ростом x_F .
 - Поляризация Λ гиперонов линейно растет с ростом M_X , если рассматривать, например, систему ΛK^+ .
 - Не обнаружено заметной зависимости P_Λ от энергии пучка, меняющейся в пределах от 12 ГэВ до 2000 ГэВ.
- Зависимость поляризации от частиц пучка.
 - Поляризация Λ гиперонов, рожденных в реакции с *нейтронными* пучками имеет те же закономерности, что и с протонными.
 - P_Λ имеет меньшее значение в реакции с пионными пучками.
 - В реакциях с частицами пучка уже содержащими странный кварк, P_Λ выглядит довольно неожиданно. $P_\Lambda \sim +0.5$ при $x_F > 0.3$ наблюдалось в реакции с пучком K^- , энергия пучка менялась при этом от 4.2 до 176 ГэВ. Отрицательная, но существенно меньшая, чем в pp реакции, поперечная поляризация Λ гиперонов была обнаружена в реакции с пучком Σ^- . Максимальное значение модуля P_Λ составило 0.055 ± 0.015 при $p_T = 1.3$ ГэВ/с [48]. Аналогично, существенно меньшее значение поляризации было найдено для Σ^+ гиперона, тогда как поляризация Ξ^- оказалась сравнимой с P_Λ в pp реакции [48].
- Другие гипероны также оказываются поляризованными (см. работу [48] и ссылки в ней).

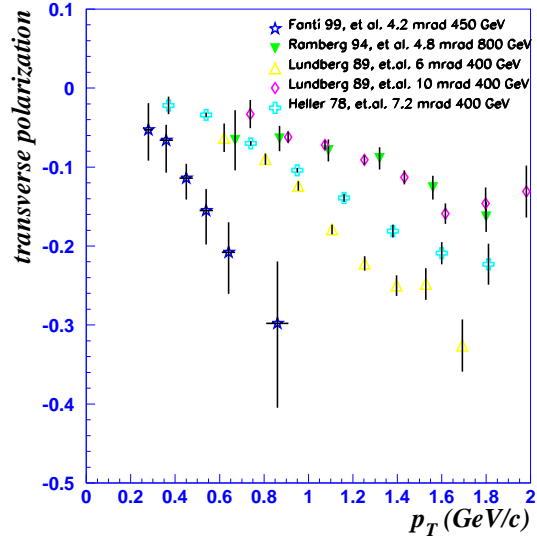


Рис. 2.10: Зависимость поперечной поляризации Λ гиперонов в адронных экспериментах (взято из [47])

- Поляризация Σ^+ и Σ^- *положительна* и достигает значения $+0.15$.
- Поляризация Ξ^- *отрицательна* и достигает значения -0.10 .
- Некоторая поляризация была обнаружена для $\bar{\Xi}^+$ и $\bar{\Sigma}^-$, однако $\bar{\Lambda}$ гипероны рождаются неполяризованными в реакциях с любыми пучками.

Большое число теоретических моделей было развито для объяснения существующих фактов (см. обзоры [49, 50]), но до сих пор не существует единой, способной объяснить все экспериментальные данные.

2.3.2.2 e^+e^- на Z^0 полюсе

Поперечная поляризация Λ и $\bar{\Lambda}$ в экспериментах ALEPH [38] и OPAL [39] исследовалась вдоль оси $n_y = \hat{p}_\Lambda \times \hat{p}_{thrust}$, где \hat{p}_Λ - единичный вектор вдоль направления вылета Λ ($\bar{\Lambda}$) гиперона. Данные были разделены на отдельные бины по поперечной компоненте импульса (p_T) к оси \hat{p}_{thrust} и представлены в таб. 2.5. Поперечная поляризация Λ и $\bar{\Lambda}$ была найдена практически совпадающей друг с другом. На основе представленных результатов можно сделать вывод о том, что в экспериментах на e^+e^- пучках не обнаружено статистически значимой зависимости поперечной поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов от p_T в противоположность аналогичным измерениям в адронных экспериментах (см. § 2.3.2.1). Также не обнаружено никакой статистически значимой поперечной поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов от p_T и других кинематических переменных.

Таблица 2.5: Поперечная поляризация Λ в экспериментах ALEPH и OPAL. Данные ALEPH включают усреднение поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ с поправкой на знак.

интервал по p_T	ALEPH	OPAL
< 0.3	—	-0.018 ± 0.0033
$0.3 - 0.6$	0.006 ± 0.014	0.004 ± 0.019
$0.6 - 0.9$	0.035 ± 0.015	0.01 ± 0.02
$0.9 - 1.2$	0.000 ± 0.017	0.008 ± 0.023
$1.2 - 1.5$	0.024 ± 0.019	0.000 ± 0.028
> 1.5	0.015 ± 0.012	0.018 ± 0.017
> 0.3	0.016 ± 0.007	0.009 ± 0.0095
> 0.6	0.019 ± 0.007	0.011 ± 0.011

2.3.2.3 Эксперименты с заряженными лептонами

На сегодняшний день только коллаборация HERMES [41] сообщила об измерении поперечной поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ в DIS эксперименте с заряженными лептонами. В анализе экспериментальных данных использовались “инклюзивные” Λ и $\bar{\Lambda}$, что в терминологии авторов [41] означает “события без DIS e^+ ”. Использование таких событий увеличивает статистику на порядок, однако, при этом, анализ проводится при полном отсутствии MC для симуляции кинематики события. На такие события накладывается условие: $Q^2 < 0.08 \text{ ГэВ}^2$, соответствующее фоторождению. На рис. 2.11 представлены результаты измерения поперечной поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов как функции p_T . Определение

вектора, ортогонального плоскости рождения совпадает с определением, принятым в адронных экспериментах.

Прямолинейное сравнение результатов HERMES [41]

с результатами, полученными в адронных экспериментах, говорит о противоположных знаках поперечной поляризации Λ гиперонов. Однако, нужно заметить, что физическая картина адронизации в области фрагментации тока существенно разная в адронных экспериментах и в экспериментах с лептонами. В pp реакции можно предположить, что Λ гиперон рождается в процессе рекомбинации кварков протона пучка с кварками протона мишени в результате чего ud ди-кварк протона пучка “подхватывает” s кварк из моря протона мишени, превращаясь в Λ гиперон в области фрагментации тока. Однако, в лептон-нуклонном рассеянии считается, что Λ гиперон, рожденный при $x_F > 0$, образуется в результате фрагментации выбитого кварка, что является совершенно другим процессом по сравнению с адронными реакциями.

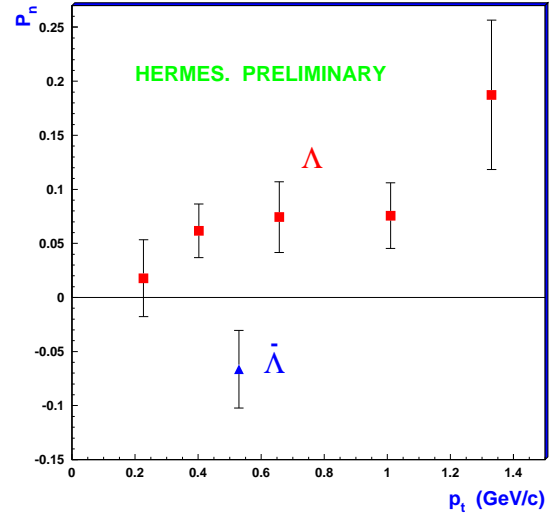


Рис. 2.11: Измерение поперечной поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов как функции p_T в эксперименте HERMES [18].

2.3.2.4 (Анти) нейтринные DIS эксперименты

Экспериментальная ситуация с измерением поперечной поляризации Λ гиперонов в (анти) нейтринных DIS экспериментах является не менее запутанной, чем в случае с продольной поляризацией (§ 2.3.1.4). В 1980 году коллаборацией E180 [51] была измерена большая и положительная поперечная поляризация ($P_y = 0.34 \pm 0.18$) Λ гиперонов в реакции $\bar{\nu}_\mu - Ne$. Три года спустя коллаборация WA25 [52] сообщила противоположный результат: -0.32 ± 0.20 в реакции $\bar{\nu}_\mu - d$ и практически никакой поляризации в реакции $\nu_\mu - d$ (см. подробнее в таб. 2.6). Однако, все последующие эксперименты

Таблица 2.6: Поперечная (вдоль оси $\mathbf{e}_\Lambda \times \mathbf{e}_\nu$) поляризация Λ гиперонов в (анти) нейтринных экспериментах.

Реакция Эксперимент (Год)	$\langle E_\nu \rangle$ [ГэВ]	Условие на x	N_Λ	P_y
$\bar{\nu}_\mu - Ne$ E180 [51] (1980)	43	Полный набор	187	0.34 ± 0.18
$\bar{\nu}_\mu - d$ WA25 [52] (1983)	43	Полный набор $x < 0.3$	181	-0.32 ± 0.20
			136	-0.57 ± 0.22
$\nu_\mu - d$ WA25 [52] (1983)	55	Полный набор $x < 0.3$	234	0.06 ± 0.18
			166	-0.06 ± 0.21

[43, 44, 45] сообщили о совместимой с нулем поперечной поляризации Λ гиперонов как в реакциях с антинейтрино, так и с нейтрино (см. таб. 2.7). Замечания автора настоящей диссертации, высказанные в § 2.3.1.4, как относительно малой статистики Λ гиперонов, так и относительно отсутствия поправки на акспетанс детектора, отстают в силе и для неопределенности в систематической ошибке для случая измерения поперечной поляризации в предыдущих (анти) нейтринных экспериментах. Также, пренебрежимо малая статистика $\bar{\Lambda}$ гиперонов, накопленная в предыдущих экспериментах, не позволила провести измерения поперечной поляризации $\bar{\Lambda}$.

Таблица 2.7: Поперечная (вдоль оси $\mathbf{e}_\Lambda \times \mathbf{e}_W$) поляризация Λ гиперонов в (анти) нейтринных экспериментах.

Реакция Эксперимент (Год)	$\langle E_\nu \rangle$ [ГэВ]	Условие на x_F	N_Λ	P_y
$\nu_\mu - p$ WA21 [43] (1985)	51 Полный набор	Полный набор	289	-0.02 ± 0.16
		$x_F < 0$	203	-0.09 ± 0.19
		$x_F > 0$	86	0.08 ± 0.28
$\bar{\nu}_\mu - p$ WA21 [43] (1985)	40	Полный набор	267	-0.05 ± 0.16
		$x_F < 0$	210	0.02 ± 0.18
		$x_F > 0$	57	-0.38 ± 0.34
$\bar{\nu}_\mu - Ne$ WA59 [44] (1992)	40	Полный набор	469	-0.02 ± 0.13
		$x_F < 0$	403	-0.02 ± 0.14
		$x_F > 0$	66	-0.06 ± 0.40
$\nu_\mu - Ne$ (1994) E632 [45]	150	Полный набор	258	-0.04 ± 0.17
		$x_F < 0$	190	-0.06 ± 0.19

2.4 Выводы

В этой главе мы рассмотрели возможные механизмы передачи поляризации морских s (\bar{s}) кварков нуклона Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперону в νN DIS процессе. Экспериментальное изучение таких процессов может дать ответ на вопрос: являются ли морские s (\bar{s}) кварки в нуклоне поляризованными, как следует из анализа данных по глубоконеупругому рассеянию поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах. Также, в этой главе мы рассмотрели интересную возможность исследования спиновой структуры самих Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперонов в области фрагментации тока в νN DIS. В литературе существует ряд моделей и вычислений поляризации Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперонов в различных процессах в рамках различных механизмов передачи спина. Наиболее важные, по мнению автора настоящей работы, из существующих моделей и расчетов, были рассмотрены и обсуждены в этой главе.

Существующие данные по продольной поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов, рожденных в реакциях $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}X$, в DIS событиях с заряженными лептонами и (ан-

ти) нейтрино не способны выделить ни одну из моделей передачи спина и спиновой структуры гиперонов.

Хорошо установленный эффект поперечной поляризации Λ гиперонов, рожденных в адронных реакциях не был обнаружен в (анти) нейтринных экспериментах, и наблюдается, но с противоположным знаком поляризации Λ в эксперименте HERMES [41] в $e^+N \rightarrow \Lambda X$ реакции.

Прецизионные измерения продольной и поперечной поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов, рожденных в (анти) нейтринных DIS отсутствуют и крайне необходимы.

В следующей части диссертации мы опишем экспериментальную установку NOMAD, рассмотрим реконструкцию и идентификацию ν_μ CC событий и V^0 вершин в эксперименте NOMAD, и выясним адекватность симуляции физических процессов в детекторе действительно происходящим в установке процессам.

Часть II

Реконструкция событий в эксперименте NOMAD

Введение

Изучение физических эффектов, связанных с прецизионными измерениями, такими как измерение поляризации $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ гиперонов предъявляет особые требования к *детектору* нейтринных¹ взаимодействий:

- высокая точность измерения импульсов заряженных частиц в широкой области энергий;
- идентификация мюонов, электронов и фотонов с высокой эффективностью и чистотой необходимая для правильного восстановления кинематики события;
- широкое разрешение по различным кинематическим переменным, от которых может зависеть величина изучаемых поляризационных эффектов;

Кроме того, необходимы эффективная *программа реконструкции* нейтринных событий и *алгоритм идентификации* нейтральных странных частиц, который был бы способен идентифицировать эти частицы с высокой чистотой и эффективностью. Основными требованиями к программе реконструкции и алгоритму идентификации служат следующие:

- правильное восстановление кинематики события;
- измерение импульсов, энергии и, желательно, направления движения нейтральных частиц;
- идентификация нейтральных странных частиц с высокой эффективностью и чистотой;
- стабильность процедуры идентификации по отношению к возможному отклонению числа фоновых событий в данных от теоретически предсказанного;

Ошибки, связанные с аппаратной неточностью измерения детектором, а также вызванные неизбежными погрешностями программ реконструкции и идентификации, искажают истинные распределения физических величин. Для корректного учета акцептанса детектора применяется детальное моделирование физических процессов, происходящих в детекторе, и на стадии анализа вводятся соответствующие поправки. Необходимым условием оправданного использования Монте Карло (МС) событий для введения поправок, является правильное воспроизведение распределений в МС важных кинематических переменных в данных.

В данной части диссертации последовательно в главах 3, 4, 5 детально описываются детектор NOMAD, реконструкция и идентификация нейтральных странных частиц, сравнение многих кинематических переменных для смоделированных событий и для реальных данных после реконструкции и идентификации частиц.

¹для краткости всюду, если не будет явно оговорено обратное, под нейтринными мы будем понимать также и антинейтринные взаимодействия

Глава 3

Описание установки NOMAD

самое лучшее из всех доказательств есть опыт... Фрэнсис Бэкон (1561-1626)

3.1 Введение

Свойства нейтрино привлекали внимание физиков со дня рождения нейтрино, когда В. Паули в 1930 году впервые предположил существование легкой нейтральной частицы, которая бы очень слабо взаимодействовала с веществом, унося часть импульса и спина в β распаде, что естественным образом объясняло непрерывный спектр электронов. Одним из ключевых аспектов современной нейтринной физики является вопрос о существовании у нейтрино массы, а также вопрос о смешивании различных типов нейтрино. Физически наблюдаемым следствием этого могут быть нейтринные осцилляции— явление превращения нейтрино одного сорта в нейтрино другого сорта во время распространения нейтрино.

Детекторы NOMAD¹ (Neutrino Oscillation MAgnetic Detector) и CHORUS² (CERN Hybrid Oscillation apparatus) были сконструированы для экспериментального поиска появления тау-нейтрино (ν_τ) в пучке широкого спектра от ускорителя SPS в CERN, состоящим преимущественно из ν_μ . Осцилляционный поиск в экспериментах NOMAD и CHORUS чувствителен к области исследуемых параметров ($\Delta m^2 \sim 10 - 100$ (эВ)², $\sin^2 \theta \geq 10^{-4}$ при больших Δm^2), которая являлась наиболее вероятной в начале в 90-х годов 20 века исходя 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 с суммарной эффективной массой 2.7 тонны и низкой средней плотностью (98.6 кг/м³), что очень близко к плотности жидкого водорода. Детектор находится внутри магнита, обеспечивающего магнитное поле 0.4 Т, которое служит для определения импульсов заряженных частиц по кривизне их траекторий. Эффекты многократного рассеяния приводят к незначительным искажениям траектории частиц из-за низкой плотности вещества детектора. За набором дрейфовых камер следуют детектор переходного излучения для идентификации электронов, электромагнитный и адронный калориметры и система мюонных камер.

¹ *странник* (англ.)

² *хор* (англ.)

Предложенный метод проведения эксперимента является дополнительным по отношению к методике использования ядерных эмульсий для обнаружения τ^- распадов, выбранной коллаборацией CHORUS [53].

Детектор NOMAD удовлетворяет следующим требованиям (необходимые условия для поиска распадов τ^- -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.

3.2 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. 3.1.

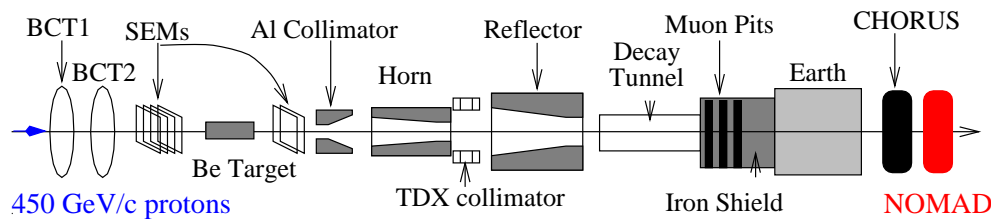


Рис. 3.1: Схематический вид основных элементов, служащих для создания нейтринного пучка.

Нейтрино образуются в распадах вторичных π 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. Железная и земная защита позволяет поглотить мюоны и адроны.

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 1.5×10^{13} протонов в каждом из сбросов.

На рис. 3.2 показан расчетный энергетический спектр и состав нейтринного пучка, полученный с помощью детального GEANT моделирования распадного канала. Поток нейтрино дается в расчете на 10^9 протонов на мишень (protons on target - p.o.t.).

Параметры различных компонентов нейтринного пучка приведены в таб. 3.1. Основные неоднозначности при моделировании возникают из-за неточного знания выходов π и

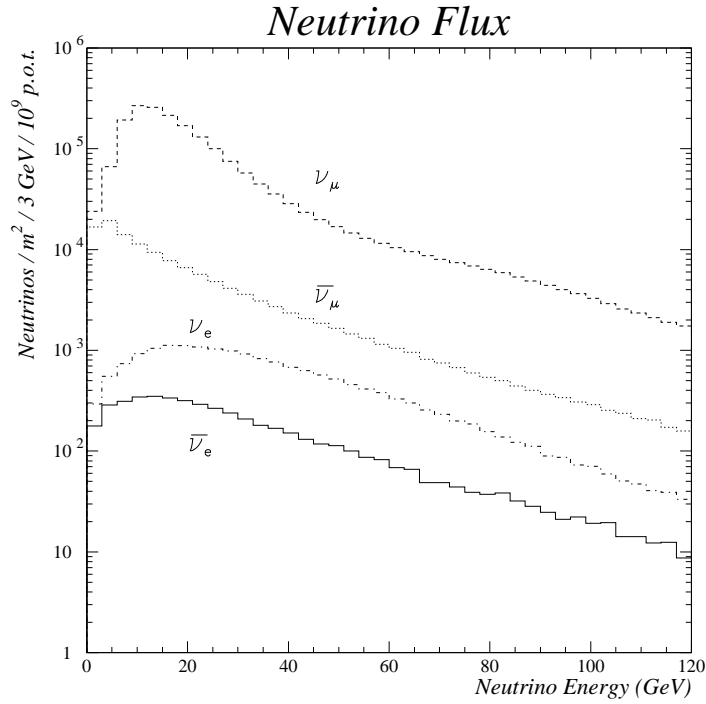


Рис. 3.2: Расчетный энергетический спектр и состав нейтринного пучка.

Таблица 3.1: Средняя энергия и состав нейтринного пучка. Ожидаемое число взаимодействий заряженного тока в эффективном объеме детектора NOMAD (для 2.4×10^{19} p.o.t.)

	Средняя E_ν (ГэВ)	Относительный состав	Число ν CC взаимодействий
ν_μ	23.6	1.000	1.15×10^6
$\bar{\nu}_\mu$	22.7	0.07	0.39×10^5
ν_e	37.0	0.01	0.17×10^5
$\bar{\nu}_e$	33.2	0.003	0.22×10^4

K мезонов при адронных взаимодействиях в бериллиевой мишени, которые были улучшены измерениями коллаборации SPY [54], что позволило уточнить состав нейтринного пучка.

3.3 Установка NOMAD

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

3.3.1 Система координат детектора

Детектор NOMAD показан схематически на рис. 3.3 (вид сбоку) и рис. 3.4 (вид сверху). Он состоит из набора поддетекторов, которые располагаются внутри магнита объемом $7.5 \times 3.5 \times 3.5 \text{ м}^3$. Магнитное поле горизонтально, перпендикулярно направлению нейтринного пучка и имеет величину 0.4 Т.

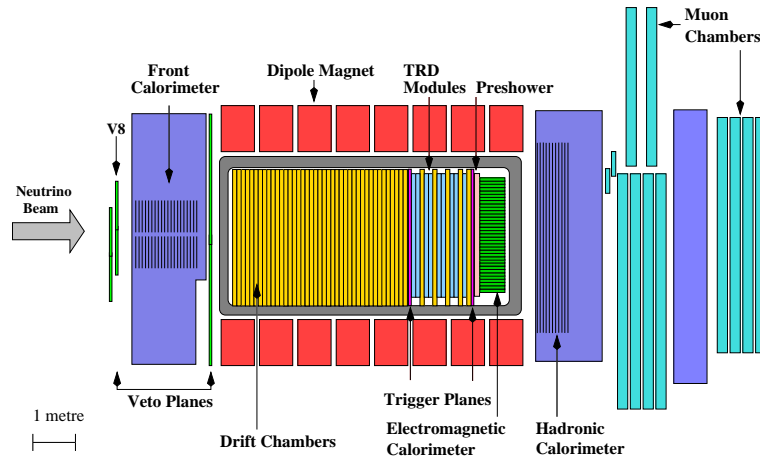


Рис. 3.3: Детектор NOMAD (вид сбоку)

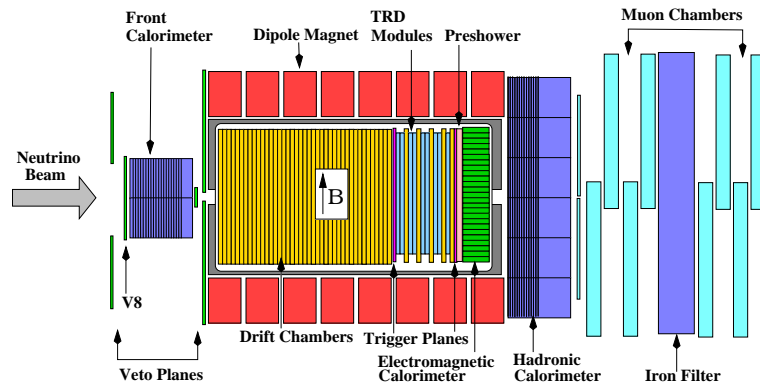


Рис. 3.4: Детектор NOMAD (вид сверху)

Система координат детектора определена следующим образом (см. рис. 3.3): 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 будет использована система координат, в которой ось Z совпадает с направлением нейтринного пучка.

3.3.2 Система вето

Система вето (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 NOMAD, в железной поддержке детектора и от космических лучей под большим углом, пересекающих установку 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 (“корзина”), 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%.

3.3.3 Передний калориметр

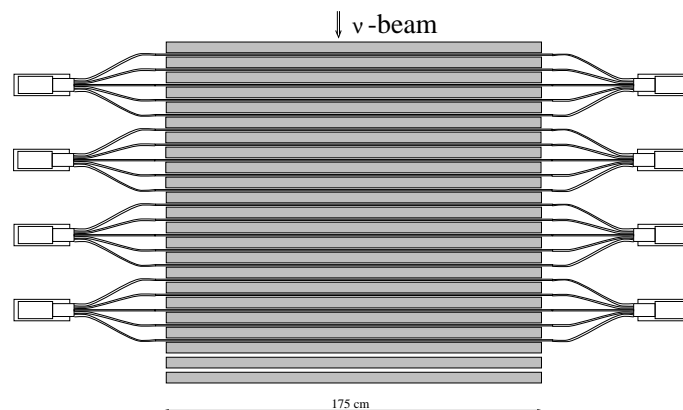


Рис. 3.5: Вид сверху на передний калориметр

Детектор NOMAD подвешен на двух железных колоннах ('Г'), расположенных по обе стороны магнита. Передняя колонна была заполнена сцинтилляторами, чтобы обеспечить дополнительную активную мишень для нейтринных взаимодействий. Задачи, которые могут быть изучены с помощью переднего калориметра (forward calorimeter - FCAL), включают многоюонную физику и поиски нейтральных тяжелых объектов, рождающихся во взаимодействиях нейтрино.

FCAL состоит из 23 железных слоев, разделенных промежутками, заполненными сцинтилляторами. Поперечное сечение FCAL, пересекаемое пучком нейтрино, составляет $175 \text{ см} \times 190 \text{ см}$ (см. рис. 3.5). Детектор имеет общую массу 17.7 т и глубину, эквивалентную 5 длинам ядерного взаимодействия.

3.3.4 Дрейфовые камеры

Дрейфовые камеры (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 для 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 вещества, обеспечивающего менее чем, 1% радиационной длины взаимодействия.

Каждая камера (рис. 3.6) 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).

Суммарное число камер в полном детекторе - 49, что соответствует 147 плоскостям. Причем внутри мишенной части установки находится 44 камеры, а пять остальных установлены индивидуально в области детектора переходного излучения (TRD) и обеспечивают прослеживание треков через плоскости TRD до электромагнитного калориметра (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. Мишенная часть установки NOMAD близка к изоскалярной ($N_p : N_n \approx 50\% : 50\%$).

Специальная процедура юстировки (alignment) [55] была разработана для измерения положения и формы проволочек, соотношения время-расстояние и других актуальных

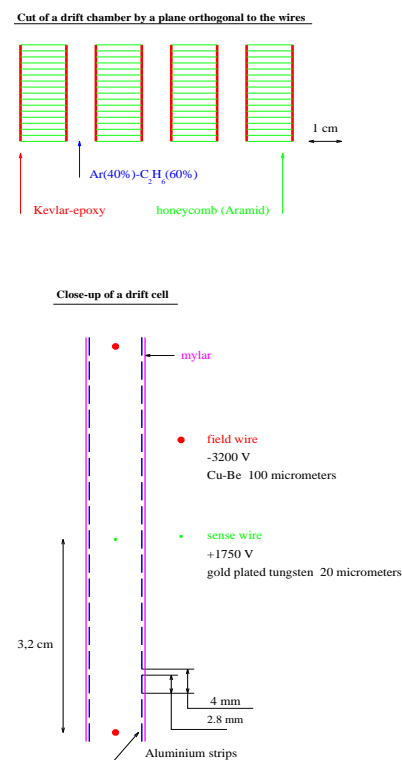


Рис. 3.6: Общий вид дрейфовых камер установки NOMAD.

величин с помощью мюонов, пересекающих детектор NOMAD.

В системе дрейфовых камер положение трека определяется с помощью измеренного времени дрейфа и геометрического положения проволочек. Alignment процедура 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.

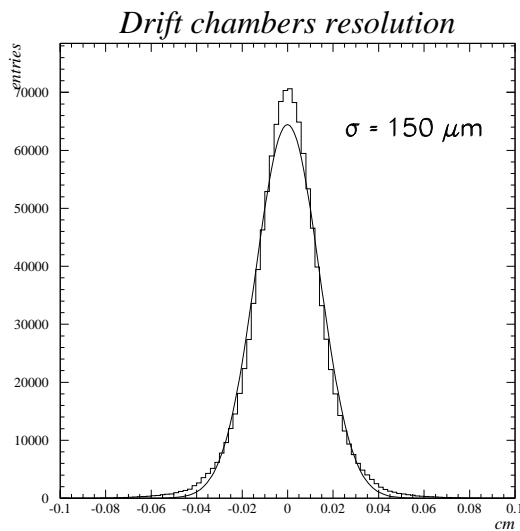


Рис. 3.7: Расстояние между отсчетом и треком после реконструкции в дрейфовых камерах.

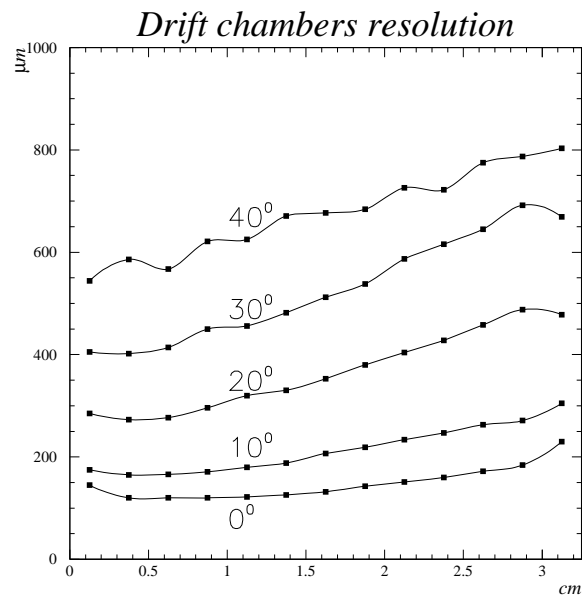


Рис. 3.8: Зависимость разрешения дрейфовых камер от дрейфового расстояния и угла.

Глобальная процедура alignment использует восстановленное отклонение (residual), то есть расстояние между отсчетом и треком (с учетом знака) и пытается минимизировать любое систематическое смещение (см. детальное описание в [57]). Затем вводится поправка на все важные параметры и процесс реконструкции повторяется снова. 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 2 оказывают непосредственное влияние на невязку (residual) треков: ширина дорожки для сбора отсчетов при построении треков и допустимое приращение χ^2 при добавлении отсчета в процессе экстраполяции трека. Эти параметры могли принимать различные значения на разных этапах итерационной процедуры. Распределение отклонений (невязки), полученное после тщательной процедуры alignment по определению геометрического положения проволочек и соотношения время-расстояние, приведено на рис. 3.7. Ширина этого распределения ~ 150 мкм подтверждает хорошее пространственное разрешение

системы дрейфовых камер установки NOMAD. Зависимость разрешения от дрейфового расстояния и угла показана на рис. 3.8. Точность восстановления импульса в дрейфовых камерах является функцией импульса и длины трека. Для заряженных адронов и мюонов, пересекающих детектор перпендикулярно плоскости камер, разрешение по импульсу может быть параметризовано:

$$\frac{\sigma_p}{p} \approx \frac{0.05}{\sqrt{L}} \oplus \frac{0.008 \times p}{\sqrt{L^5}}, \quad (3.1)$$

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.

3.3.5 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 см × 286 см и состоят из 32 сцинтилляционных счетчиков, просматриваемых фотоумножителями (с временным разрешением 1 нс), которые ориентированы параллельно магнитному полю. Поле в 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 $(97.5 \pm 0.1)\%$.

3.3.6 Детектор переходного излучения

Детектор переходного излучения (Transition Radiation Detector - 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. 3.3, 3.4 и 3.9).

Калибровка TRD непрерывно осуществляется с помощью радиоактивного источника ^{55}Fe ($E_\gamma=5.89$ кэВ), нанесенного горизонтально в середине каждой детектирующей плоскости. Система самостоятельного триггера используется для записи ^{55}Fe сигналов в каждой трубке между нейтринными сбросами. Отклик на исходные сигналы от источника ^{55}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 энерговыделении в трубках для частиц с разными Лоренц-факторами $\gamma = E/m$ (см. рис. 3.10). Заряженные частицы с $\gamma < 500$ выделяют энергию в газовой смеси ксенон – метан преимущественно за

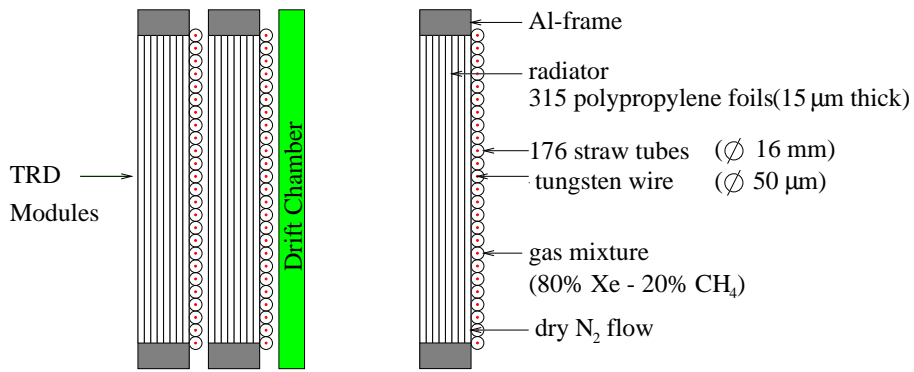


Рис. 3.9: Схематический вид сверху на модуль детектора переходного излучения.

счет ионизационных потерь, тогда как релятивистские заряженные частицы ($\gamma > 500$, главным образом, электроны в установке NOMAD), испускают также переходное излучение 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).

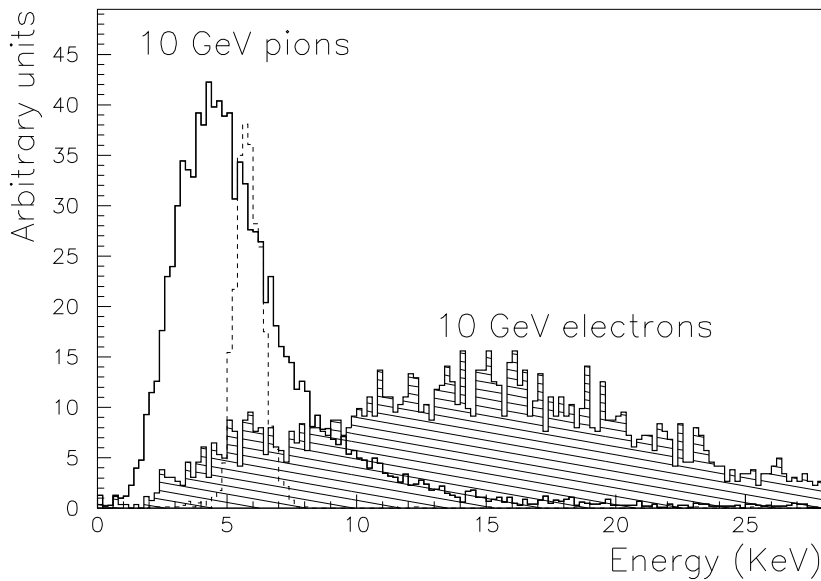


Рис. 3.10: Отклик трубки TRD на 10 ГэВ-ный пион и электрон (измерения на тестовом пучке). Пунктирная линия соответствует сигналу от источника ^{55}Fe (5.89 кэВ).

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 $1/\gamma$).

3.3.7 Детектор ливней

Детектор ливней (preshower - PRS), который расположен перед электромагнитным калориметром, формируется из двух плоскостей пропорциональных 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 энерговыделение может быть приписано фотонам³.

3.3.8 Электромагнитный калориметр

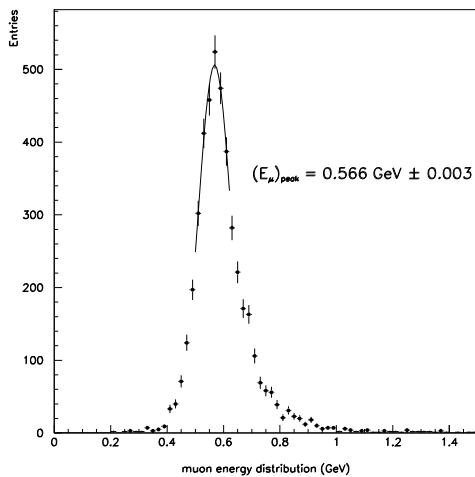


Рис. 3.11: Энерговыделение в электромагнитном калориметре, вызванное мюонами, пересекающими детектор во время набора данных. Сигналы поправлены с учетом зависимости энерговыделения от угла мюона по отношению к плоскости калориметра.

Он был найден стабильным в пределах $\pm 1\%$ на протяжении всего периода набора данных, что обеспечивает хорошую проверку устойчивости работы калориметра. Рис. 3.11 демонстрирует типичное энерговыделение, соответствующее мюонам, пересекающим ECAL.

Цели физических исследований на установке NOMAD требуют хорошей идентификации электронов, а также очень точного определения недостающего поперечного импульса в событии. В то время как идентификация электрона выполнена, главным образом, детектором переходного излучения (TRD), измерение его энергии, а также определение нейтральной компоненты поперечного импульса требует наличия электромагнитного калориметра с большими поперечными размерами и с хорошим энергетическим разрешением. Кроме того, электромагнитный калориметр (electromagnetic calorimeter - ECAL), использованный вместе с детектором ливней (PRS), должен улучшить (по крайней мере на два порядка) чистоту отбора электронов, предусмотренную TRD.

Калибровка и отклик калориметра на фотоны низкой энергии был проверен измерением эффективной массы π^0 как в условиях тестового пучка, так и в экспериментальных условиях. Результаты на тестовом пучке $m_\pi = 133.7 \pm 1.2$ МэВ и $\sigma_m = 16$ МэВ.

Отклик калориметра на мюоны соответствует среднему энерговыделению (0.502 ± 0.003) ГэВ.

³ ~ 70% фотонов конвертируют в PRS.

3.3.9 Адронный калориметр

Адронный калориметр (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.

HCAL представляет собой калориметр из железа и сцинтилляторов. Детектор NOMAD располагается на железных опорах ('Г') по обе стороны магнита. Дальняя (по направлению пучка) колонна была заполнена сцинтилляторами для формирования HCAL с поперечными размерами 3.6 м в ширину и 3.5 м в высоту.

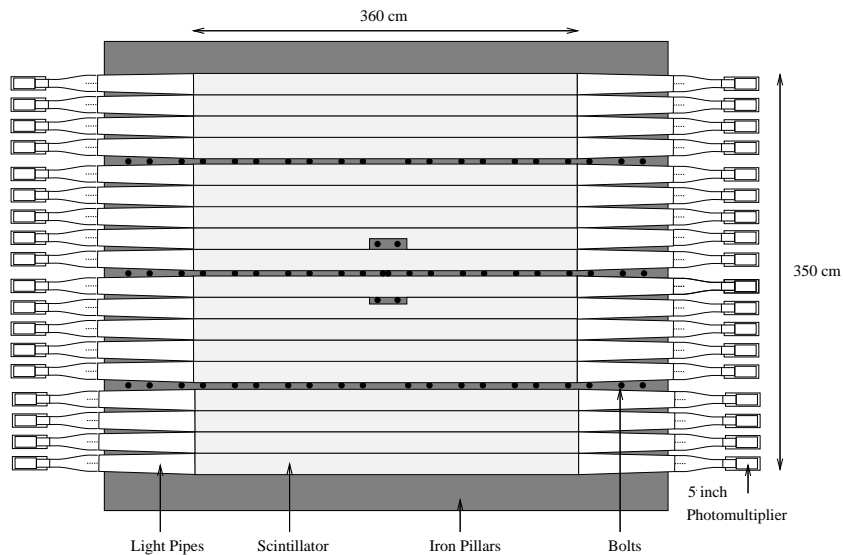


Рис. 3.12: Вид на адронный калориметр.

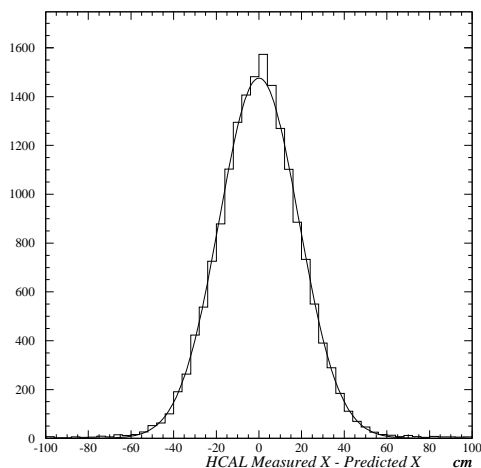


Рис. 3.13: Координатное разрешение для мюонов, проходящих через отдельный модуль адронного калориметра.

Опоры 'Г' состоят из 23 железных участков. Шесть из этих модулей формируют стенку размерами 5.4 м шириной, 5.8 м высотой и 1.5 м от переднего до заднего края, 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. 3.12. Активными элементами калориметра являются сцинтилляционные плоскости, свет с которых направляется на фотоумножитель, расположенный на конце каждого модуля.

Сигналы с каждого фотоэлемента используются для измерения энергии и координаты, а также определения временных характеристик события. Энерговыведение в данном модуле получается из геометрического

усреднения сигналов с двух фотоэлементов, а горизонтальная координата энерговыделения определяется длиной затухания в сцинтилляторе и отношением сигналов с фотоэлементов. Рис. 3.13 демонстрирует разницу между предсказанной координатой и результатом измерения в адронном калориметре для мюонов, проходящих через отдельный модуль; типичное координатное разрешение ~ 20 см. Вертикальная координата определяется по форме энерговыделения и его распределению между модулями. Существует большая вероятность, что адроны преобразуются в адронный ливень приблизительно в $2.1 \lambda_{int}$ вещества до адронного калориметра.

Таким образом, общая адронная энергия должна быть взвешенной суммой энерговыделений в адронном и электромагнитном калориметрах.

3.3.10 Мюонные камеры

Мюонный детектор установки NOMAD состоит из 10 дрейфовых камер, использованных ранее в эксперименте UA1. Каждая камера имеет активную область 3.75×5.55 м² 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. 3.3 и 3.4).

Камеры обслуживаются газовой смесью аргон : этан (40% : 60%). Качество их работы непрерывно контролируется с помощью высокоэнергетичных мюонов, проходящих через детектор. Среднее пространственное разрешение для отсчетов лежит в области от 350 мкм до 600 мкм в зависимости от качества газовой смеси (рис. 3.14).

Средняя эффективность камер составляет 92.5%, а основным источником неэффективности (6.5%) является наличие мертвых зон между дрейфовыми трубками.

Сегменты треков восстанавливаются отдельно в каждой из станций (3 или 4 отсчета на проекцию), см. рис. 3.15. Измеренная эффективность реконструкции сегментов трека равна 97%.

Мюоны идентифицируются, если они проходят более 8 длин взаимодействия вещества поглотителя (λ_{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.

Геометрически, вероятность попадания мюона в любую из двух станций $\sim 98\%$. Это число относится к мюонам, рождающимся в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока, с учетом усреднения по координате первичной вершины в мишенной части детектора NOMAD, и не включает те мюоны, которые останавливаются в веществе поглотителя.

3.4 Триггеры и набор данных

Следующие триггеры были использованы для анализа нейтринных взаимодействий в детекторе NOMAD:

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

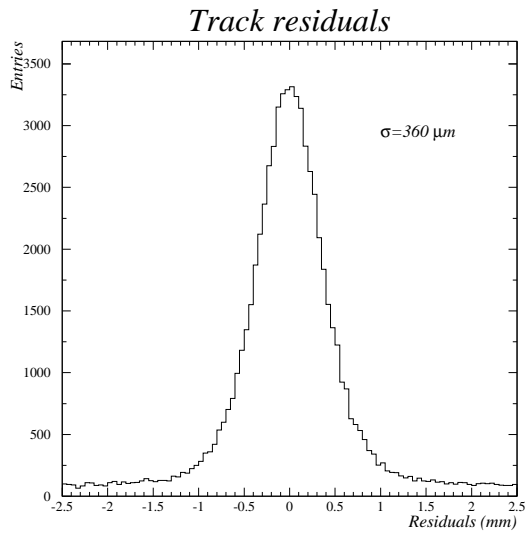


Рис. 3.14: Разрешение для сегментов в мюонных камерах, содержащих 4 отсчета, при хорошем качестве газовой смеси.

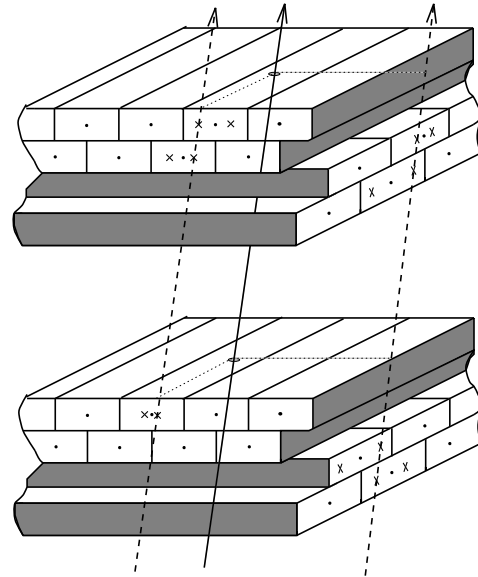


Рис. 3.15: Разрез модуля мюонных камер показывает геометрию дрейфовых трубок и характерное расположение отсчетов при прохождении мюона (основная линия) и реконструированные сегменты в проекциях (пунктирные линии).

ному отсчету должно быть в триггерных плоскостях T_1 и T_2 . Для того, чтобы отбросить события с мюонами, пересекающими всю длину детектора, требуется отсутствия отсчета в счетчиках вето (V). Частота срабатывания для этого триггера $\sim 5.5/10^{13}$ p.o.t.. 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 энерговывделением больше 3 *mip* (минимальная ионизирующая частица) 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} p.o.t.
- $\overline{V_8} \times T_1 \times T_2 \times FCAL'$. Этот триггер используется для изучения квазиупругих событий в переднем калориметре. Такие события позволяют проводить измерения потока нейтрино как функцию энергии нейтрино. Для срабатывания этого триггера требуется по крайней мере 1 *mip* энерговывделения в FCAL. Частота срабатывания для этого триггера $\sim 1.5/10^{13}$ p.o.t.
- $\overline{T_1 \times T_2} \times ECAL$. Электромагнитный калориметр также использован в качестве мишени для нейтринных взаимодействий. Разные физические проблемы могут быть изучены, используя события, отобранные этим триггером; среди них $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

и $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ осцилляции. Энерговыделение больше чем $\sim 1.5 \text{ mip}$ в ECAL запускает этот триггер, имеющий среднюю частоту срабатывания $\sim 2/10^{13} \text{ p.o.t.}$

- СЛУЧАЙНЫЙ. Случайный триггер, который позволяет изучать загрузку детектора, был 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 δ -электрона), которые используются 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%.

3.5 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. При этом, при анализе экспериментальных данных с симулированными событиями обходятся точно также как с данными, т.е. к ним применяются программа реконструкции и идентификации, накладываются критерии качества и т.д. в полной аналогии с реальными данными. Чем более тщательным является процесс симулирования событий в установке вместе с откликом всех поддетекторов, тем меньшая систематическая ошибка вносится в анализ экспериментальных данных. На рис. 3.16 схематически представлена последовательность использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования нейтринных взаимодействий в установке NOMAD. Расчет спектров налетающих нейтрино (пакет NUBEAM [58]) выполнен с помощью моделирования взаимодействий протонов с бериллиевой мишенью в рамках пакета FLUKA [59] с последующей транспортировкой вторичных частиц через распадный канал.

Генератор событий NOMAD (пакет NEGLIB [60]) используется для моделирования нейтринных (включая ν_τ) 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 [61] со следующими изменениями и дополнениями [62]:

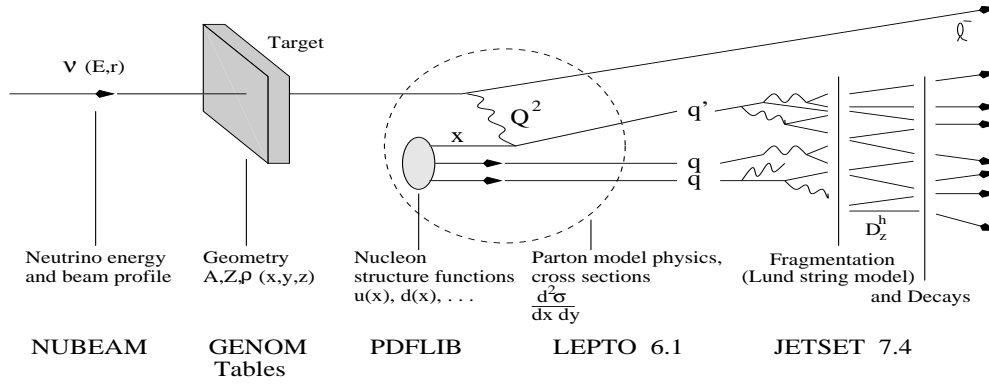


Рис. 3.16: Схема использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования нейтринных взаимодействий в установке NOMAD [56].

- приняты во внимание: масса вылетающего заряженного лептона и масса нуклона мишени;
- учтена поляризация вылетающего заряженного лептона;
- проведено моделирование распадов поляризованного τ -лептона;
- были устранены ограничения на область допустимых кинематических переменных (Q^2, W^2, ν). Это позволило добиться лучшего согласия между реальными данными и смоделированными событиями;
- могут быть использованы различные параметризации для Ферми-движения нуклонов внутри ядра (рис. 3.17).

Программа полностью моделирует событие, используя энергетический спектр налетающих нейтрино. Адронизация образовавшихся партонов в наблюдаемые частицы выполнена в рамках струнной модели Lund [63] с помощью программы JETSET 7.4 [35]. Функции плотности партонов в нуклоне необходимы для определения состава нуклона в процессе вычисления сечения. Мы использовали GRV-НО параметризацию [64] (из пакета PDFLIB [65]), справедливую в области $10^{-5} \leq x < 1$ и $0.3 \leq Q^2 \leq 10^8$ (ГэВ²).

Было замечено, что для лучшего описания поведения адронной струи, наблюдаемого 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 [66, 67].

Трассировка вторичных частиц через установку, их взаимодействия и распады, отклик различных частей установки моделируются с помощью программы GENOM [70],

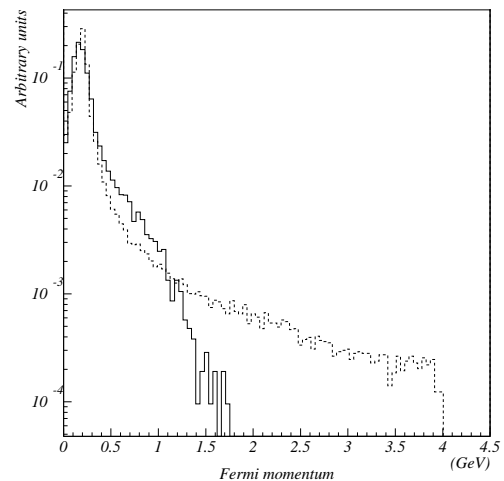


Рис. 3.17: Две параметризации Ферми-движения нуклона в ядре, которые использовались в пакете NEGLIB: Guoju - Irvine [68] (сплошная линия) и Bodek - Ritchie [69] (пунктир).

основанной на универсальном пакете для моделирования физических процессов GEANT [71].

3.6 Выводы

В данной главе мы рассмотрели принципиальную схему установки NOMAD, включая все важные поддетекторы. Задача, поставленная перед коллаборацией NOMAD предъявила особые требования к детектору нейтринных взаимодействий. Мы убедились в том, что созданная установка отвечает необходимым требованиям и представляет собой уникальный инструмент для изучения нейтринных 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.

В следующей главе мы подробно опишем процессы реконструкции событий и идентификации нейтральных странных адронов.

Глава 4

Реконструкция нейтринных событий и идентификация V^0 вершин

Красивое не нуждается в дополнительных украшениях - больше всего его красит отсутствие украшений... Иоганн Готфрид Гердер (1744-1803)

4.1 Введение

Исследование физических процессов, происходящих внутри установки, требует восстановления картины взаимодействия в целом, то есть восстановления кинематики события, реконструкции треков и идентификации заряженных частиц, идентификации нейтральных частиц, точек вторичных взаимодействий рожденных частиц с веществом мишени, распадов частиц внутри установки и так далее.

Первым шагом полной реконструкции события является построение треков частиц на основе отсчетов, оставленных частицами в дрейфовых камерах. В § 4.2 рассматривается процесс реконструкции треков, их ассоциаций с соответствующими вершинами, и восстановление кинематики события на основе пакета программ, специально разработанных для эксперимента NOMAD [72], [73], [74].

Следующим шагом является идентификация нейтральных странных частиц (§ 4.3), распавшихся в детекторе на две заряженные частицы, оставившие два реконструированных трека, исходящих из одной (V^0) вершины. Мы рассмотрим два способа идентификации V^0 частиц в эксперименте NOMAD:

- широко используемый метод инвариантной массы,
- кинематический фит V^0 вершины в предположении различных гипотез (i) распада и идентификация распада на основе полученных значений χ_i^2 .

Технические детали идентификации на основе кинематического фита помещены в приложение § В.1. Там же мы рассматриваем: а) разрешение неоднозначностей при идентификации методом инвариантной массы с использованием функции правдоподобия, б) новый оригинальный метод идентификации V^0 вершин, названный методом α -асимметрии и развитый в эксперименте NOMAD в альтернативном анализе [82].

Наконец, в § 4.3.4 мы проведем сравнение результатов идентификации V^0 , полученных с использованием разных методов идентификации.

4.2 Реконструкция ν_μ СС событий

4.2.1 Реконструкция заряженных треков

В установке NOMAD траектории заряженных частиц восстанавливаются 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. Идентификация частиц осуществляется с использованием информации всех поддетекторов установки NOMAD.

Для хорошего измерения кинематики события необходима программа восстановления треков с высокой эффективностью, так чтобы измеренный импульс частицы не отклонялся заметно от его истинного значения. Требование хорошего импульсного разрешения особенно актуально для поляризационного анализа, поскольку разрешение угловых характеристик распада $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ напрямую зависит от точности восстановления импульсов частиц.

Принципиальная схема работы дрейфовых камер выглядит следующим образом. Заряженные частицы, пролетая сквозь вещество дрейфовых камер, ионизуют газ, заключенный между стенками дрейфовых камер. Ионы и электроны, появившиеся в результате, дрейфуют к проволочкам, на которые подано высокое напряжение. Время дрейфа оцифровывается и сохраняется для последующего анализа. Эта информация используется для построения трека частицы. Стратегия поиска и построения треков в эксперименте NOMAD состоит из четырех этапов: построение триплетов, нахождение траектории в виде винтовой линии, отбор отсчетов и построение трека.

4.2.1.1 Построение триплетов

Каждая дрейфовая камера в установке NOMAD состоит из трех измерительных плоскостей, две из которых повернуты в плоскости XY на $\pm 5^\circ$ относительно оси Y. Это сделано для улучшения измерения трехмерной координаты трека. Измеряемые координаты называются U, Y, V (триплет) и определены по отношению к координатам детектора согласно:

$$U = Y \cdot \cos 5^\circ - X \cdot \sin 5^\circ$$

$$V = Y \cdot \cos 5^\circ + X \cdot \sin 5^\circ$$

Наиболее чувствительный критерий для выбора отсчетов, принадлежащих одному треку - это величина:

$$\Delta = U + V - 2 \cdot Y \cdot \cos 5^\circ \approx 2 \cdot \Delta z \cdot tg\gamma \cdot \sin 5^\circ$$

которая пропорциональна углу наклона трека в (XZ) плоскости ($tg\gamma$) и расстоянию между двумя измерительными плоскостями (Δz). Накладывая критерии на Δ , решается вопрос о том, какие отсчеты принадлежат одному треку и делается первая попытка решить “вверх-вниз” неоднозначность.

4.2.1.2 Нахождение траектории в виде винтовой линии

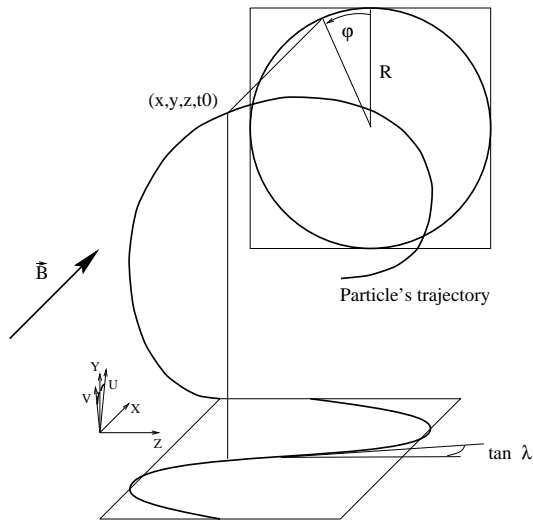


Рис. 4.1: Определение параметров, которые служат для описания траектории заряженной частицы в установке NOMAD.

существует 3 возможных критерия проверить принадлежат ли данные отсчеты одному треку. На практике оказалось, что достаточно использовать критерий, что все три триплета находятся на одной линии вдоль X .

4.2.1.3 Выбор отсчетов и поиск трека

Используя параметры винтовой линии, можно выбрать отсчеты вдоль траектории. При наличии трех камер, в которых были построены триплеты, программой реконструкции начинается конструирование трека. Параметры винтовой линии вычисляются, если 3 триплета находятся на одной линии вдоль X в пределах допустимого отклонения. Если трек удовлетворяет критериям качества, то он добавляется к списку треков, в противном случае этот кандидат разрушается и рассматривается следующая совокупность отсчетов.

4.2.1.4 Нахождение параметров траектории

Решив задачу распознавания образов, мы теперь можем отфитировать созданные треки с целью определения их параметров, то есть импульсов заряженных частиц. Для выполнения этой задачи был использован фильтр Кальмана [83]. Фильтр Кальмана - это математическое название, присвоенное методу оценки параметров с помощью пошаговой методики наименьших квадратов. Идея фильтра Кальмана состоит в определении вектора параметров трека в данной измерительной плоскости, используя векторы параметров во всех предыдущих плоскостях дрейфовых камер. Таким образом, фильтр Кальмана позволяет выявлять отсчеты, не принадлежащие треку, а также осуществлять интерполяцию и экстраполяцию трека в другие поддетекторы. Одна итера-

Наличие трех триплетов позволяет проверить лежат ли они вдоль траектории, соответствующей винтовой линии движения заряженной частицы в постоянном магнитном поле, и вычислить параметры этой траектории.

Выбранные параметры винтовой линии - $X, Y, 1/R, tg\lambda, \phi, t_0$ (рис. 4.1), где X и Y - координаты, λ - угол наклона, ϕ - угол в (YZ) плоскости, отрицательный для треков, направленных вверх, R - радиус (с учетом знака) в (YZ) плоскости, t_0 - время, которое вычитается из времени дрейфа при вычислении дрейфового расстояния. Необходимость введения последнего параметра объясняется неопределенностью во времени срабатывания триггера и дополнительной возможностью фитировать треки, не соответствующие времени основного триггера. При 6 параметрах, необходимых для построения траектории частицы в магнитном поле у нас имеется 9 измерений в трех камерах, следовательно су-

ция процедуры фитирования треков проходит в 3 этапа: фильтрация вперед, назад, и сглаживание. Последний этап обеспечивает наилучшую возможную оценку параметров трека в любой измерительной плоскости. Критерием сходимости является изменение χ^2 трека между 2 итерациями.

Чтобы сравнить качество восстановления треков разной длины N_{hit} (где N_{hit} - число отсчетов, включенных в трек), обычно вычисляют вероятность найти χ^2 больше, чем полученное значение:

$$Prob(\chi'^2 > \chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} p_n(\chi'^2) d\chi'^2,$$

где p_n - функция плотности вероятности (p.d.f) для χ^2 распределения с n степенями свободы. Для правильно восстановленных треков $Prob$ равномерно распределена в интервале от 0 до 1. Наличие плохо восстановленных треков приводит к избытку событий в области $Prob \rightarrow 0$. Определив параметры трека, описанные в § 4.2.1.2, можно определить импульс и знак заряда частицы согласно:

$$p(\text{ГэВ}) = 0.003 \cdot B(T) \cdot R(\text{см}) / \cos\lambda.$$

При фитировании треков учитывались ионизационные потери и потери электронов и позитронов на тормозное излучение. В результате описанной выше процедуры распределение χ^2/NDF ($\chi^2/\text{число степеней свободы}$) имеет среднее значение ~ 1 и распределение $Prob(\chi'^2 > \chi^2)$ выглядит равномерным, свидетельствуя о том, что качество реконструкции треков практически не зависит от пройденного частицей пути в детекторе (рис. 4.2).

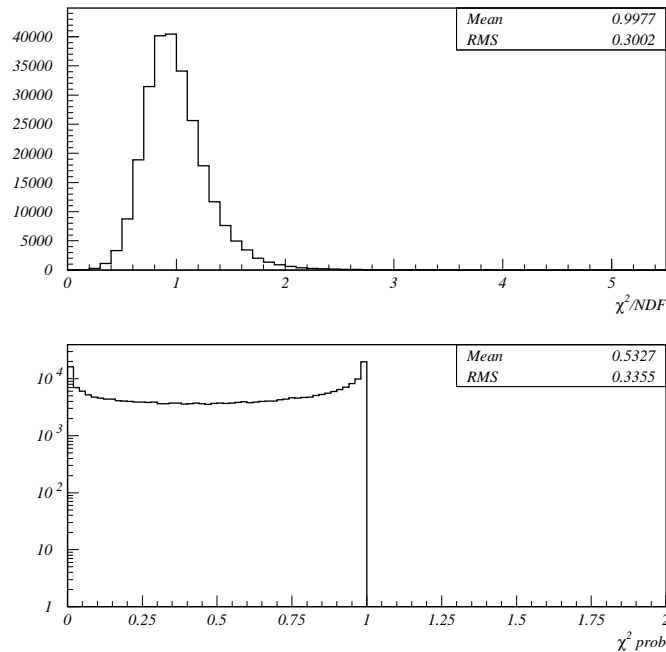


Рис. 4.2: Распределение χ^2 и вероятности χ^2 для мюонных треков из реальных данных

4.2.2 Реконструкция вершин

Вершиной называется точка, из которой исходит более одного трека, или же трек имеет излом, что могло бы быть результатом вторичного взаимодействия частицы с веществом детектора. Вершины подразделяются на несколько типов:

- *первичные* - вершины, в которых произошло нейтринное взаимодействие;
- *вторичные* - вершины, в которых родившиеся в первичной вершине частицы про- взаимодействовали с веществом детектора, либо же в результате распада заряженной частицы появилась нейтральная частица, не оставившая трека;
- V^0 - вершины, из которых исходят два заряженных трека противоположного знака.

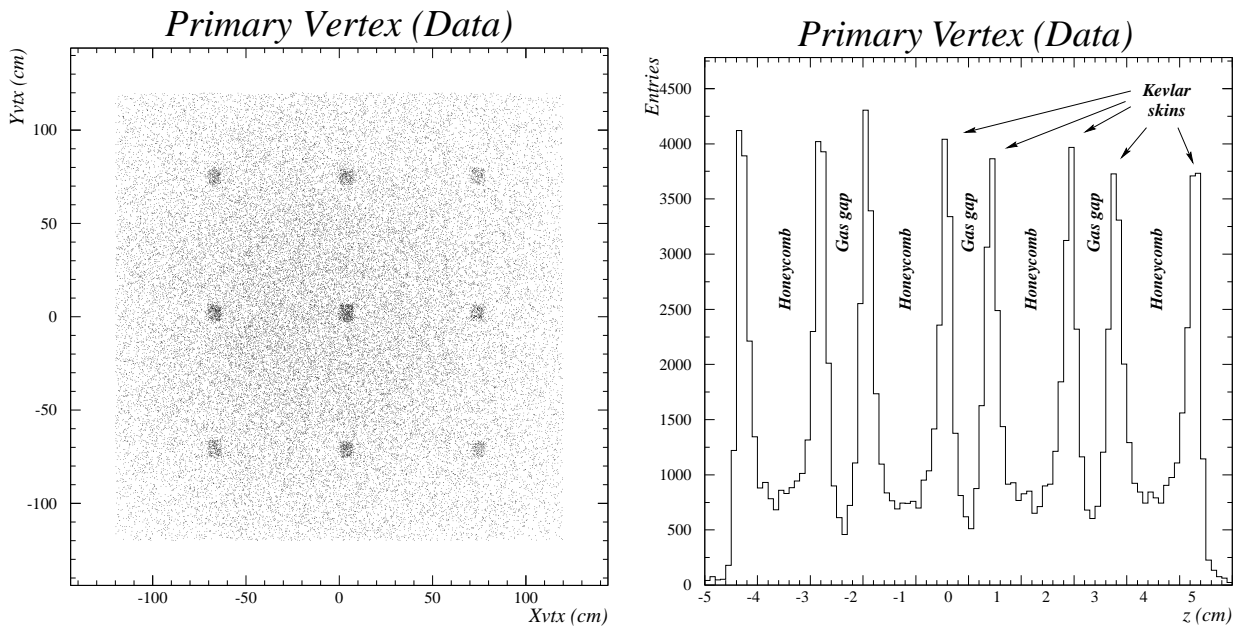


Рис. 4.3: Распределение координат первичной вершины в плоскости XY (левый рис.), и по направлению нейтринного пучка (правый рис.)

После того, как треки отфитированы, наступает этап реконструкции вершин [84]. Основными задачами реконструкции вершин являются следующие:

- определение топологии события (решение о том, какие треки должны быть включены в вершину);
- выполнение фита для определения положения вершины и параметров каждого трека в вершине;
- предварительное определение типа вершины.

Для реконструированной вершины вычисляются значения χ^2 и $Prob(\chi'^2 > \chi^2)$ по аналогии с реконструкцией треков. Эта информация также позволяет не принимать в рассмотрение плохо реконструированные вершины. Кратко суммируем результаты процедуры реконструкции вершин. 9 плотных точек в плоскости XY отображают максимальную плотность взаимодействий в детекторе, что соответствует стальной поддержке (левый рис. 4.3). Если проследить за Z координатой первичной вершины, то можно прийти к выводу, что большинство взаимодействий происходит в панелях дрейфовых камер, как в более плотных (правый рис. 4.3). Пространственное разрешение реконструкции первичной вершины оказывается достаточно хорошим: достигается разрешение 600 мкм, 90 мкм, 860 мкм для X,Y,Z координат соответственно (см. рис. 4.4). Наилучшее разрешение достигается для Y координаты, что объясняется направлением напряженности магнитного поля вдоль оси X.

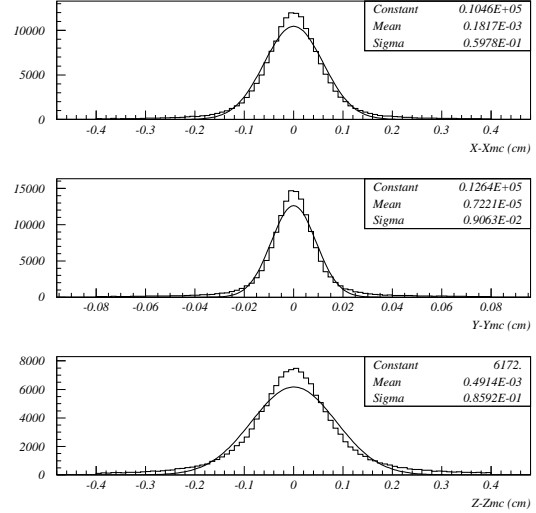


Рис. 4.4: Пространственное разрешение при реконструкции вершины в ν_μ СС МС событиях: достигается разрешение 600 мкм, 90 мкм, 860 мкм для X,Y,Z координат соответственно

4.2.3 Идентификация событий заряженного тока

4.2.3.1 Восстановление энергии нейтрино

В нашем анализе использовались три способа вычисления энергии нейтрино.

Полная видимая энергия

$$E_\nu = E_\mu + \sum E_c + \sum E_n,$$

где E_μ — энергия мюона, $\sum E_c$ — сумма энергий всех реконструированных заряженных треков (предполагая массу пиона для неидентифицированных частиц), $\sum E_n$ содержит энергию всех идентифицированных нейтральных распадов, фотонных конверсий, выделенную энергию в электромагнитном калориметре.

Учет недостающего поперечного импульса

$$E_\nu = p_L^\mu + p_L^{had} \frac{p_T^\mu}{p_T^{had}},$$

где p_L^μ и p_L^{had} — это продольные (вдоль оси пучка нейтрино) компоненты импульсов мюона и адронной струи, p_T^μ и p_T^{had} соответственно — поперечные компоненты. Этот метод [85] учитывает вклад в энергию нейтрино от нереконструированных треков (например,

нейтральных адронов), используя информацию о недостающем поперечном импульсе, в предположении, что суммарный импульс нереконструированных треков коллинеарен импульсу реконструированной адронной струи.

Метод двойного угла

$$E_\nu = E_\mu \frac{\sin \gamma + \sin \theta + \sin(\theta + \gamma)}{2 \sin \gamma},$$

где E_μ - это энергия мюона, а θ, γ - это углы вылета мюона и адронной струи по отношению к оси пучка нейтрино. Этот метод обсуждается в [86].

На рис. 4.5 приведены распределения по переменной $(E_\nu^{rec} - E_\nu^{sim})/E_\nu^{sim}$, вычисленные тремя разными методами восстановления энергии нейтрино. Можно сделать вывод, что все три метода дают хорошее разрешение. В качестве основного метода восстановления энергии нейтрино в нашем анализе принят метод полной видимой энергии, как дающий наименьшие смещение и лучшее разрешение.

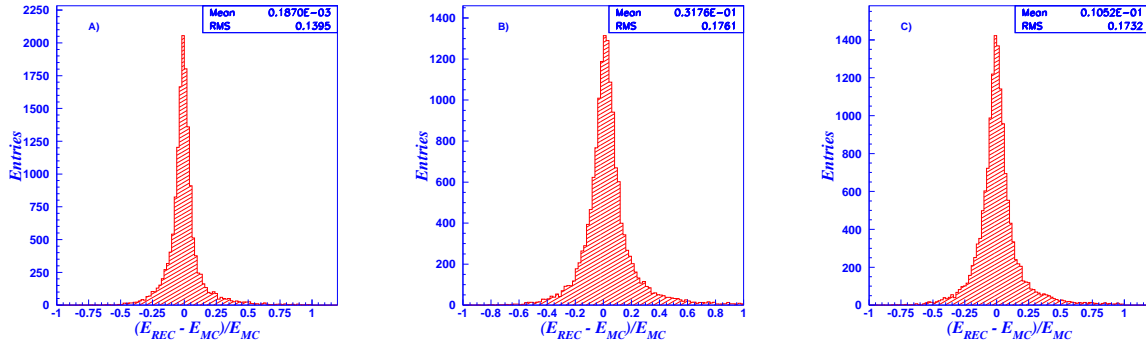


Рис. 4.5: Разрешение по энергии нейтрино, рассчитанное по методам: А) полной видимой энергии; В) с учетом недостающего поперечного импульса С) двойного угла

4.2.3.2 Отбор нейтринных взаимодействий

Необходимым условием при идентификации нейтринного события заряженного тока является наличие реконструированного и идентифицированного трека мюона, выходящего из первичной вершины. Фоном к событиям заряженного тока являются события нейтрального тока, в которых один из адронов в адронной струе распался с образованием мюона, либо же $\nu_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_e$ СС события, в которых лептон был неправильно идентифицирован как мюон.

Ниже мы обсудим критерии, накладываемые на ν_μ СС события, способные подавить фон от событий другого типа.

Критерии качества реконструкции ν_μ СС событий

- первичная вершина должна находиться в эффективном объеме детектора NOMAD: $|X, Y| < 120$ см, $5 < Z < 395$ см;
- необходимость присутствия в первичной вершине идентифицированного мюона (μ^-)

- из первичной вершины должно выходить как минимум два заряженных трека (включая мюон);
- квадрат реконструированной массы адронов должен быть положительным: $W^2 > 0 \text{ ГэВ}^2$;
- реконструированная энергия нейтрино должна быть меньше 450 ГэВ (максимальная энергия протонов, сбрасываемых на бериллиевую мишень).

4.2.3.3 Отделение событий нейтрального тока

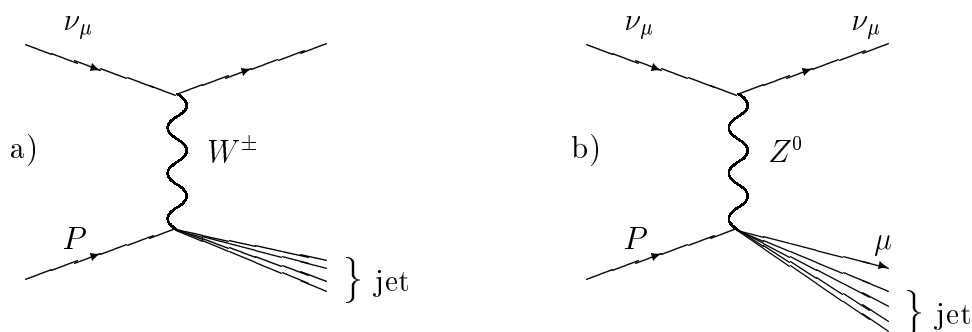


Рис. 4.6: Нейтринные взаимодействия: а) заряженного тока; б) нейтрального тока, с распадом одного из адронов на мюон.

Нейтринные взаимодействия по каналу нейтрального тока являются фоном к ν_μ СС событиям (рис. 4.6, а), в силу того, что один из адронов в адронной струе может распасться на мюон (рис. 4.6, б). На основе используемого МС мы оцениваем фон ν_μ НС событий в ν_μ СС событиях как пренебрежимо малый, на уровне 0.5%. Тем не менее, можно воспользоваться кинематическими критериями, чтобы еще сильнее подавить фон, связанный с нейтральным током. Для этого введем переменные R_Q и ρ_ν согласно:

$$R_Q = \frac{Q_T^2(CC)}{Q_T^2(NC)}, \quad \rho_\nu = \frac{p_T^{lep} - p_T^{miss}}{p_T^{had}}, \quad (4.1)$$

где

$$Q_T^2(NC) = \frac{1}{n} \sum_i q_T^2(i), \quad Q_T^2(CC) = \frac{1}{n-1} \sum_{i \neq lepton} q_T^2(i), \quad \mathbf{q}_T = \mathbf{p} - \frac{(\mathbf{p} \cdot \mathbf{P}_h)}{P_h^2} \mathbf{P}_h.$$

В этих обозначениях \mathbf{q}_T — поперечная компонента импульса мюона по отношению к адронной струе \mathbf{P}_h , $Q_T^2(NC)$ — это среднеквадратичный поперечный импульс адронной струи в целом, тогда как $Q_T^2(CC)$ характеризует ту же величину, но в отсутствии трека мюона. Из кинематических соображений очевидно, что в событиях заряженного тока мюон рождается с большим поперечным импульсом, находясь преимущественно пространственно вне струи.

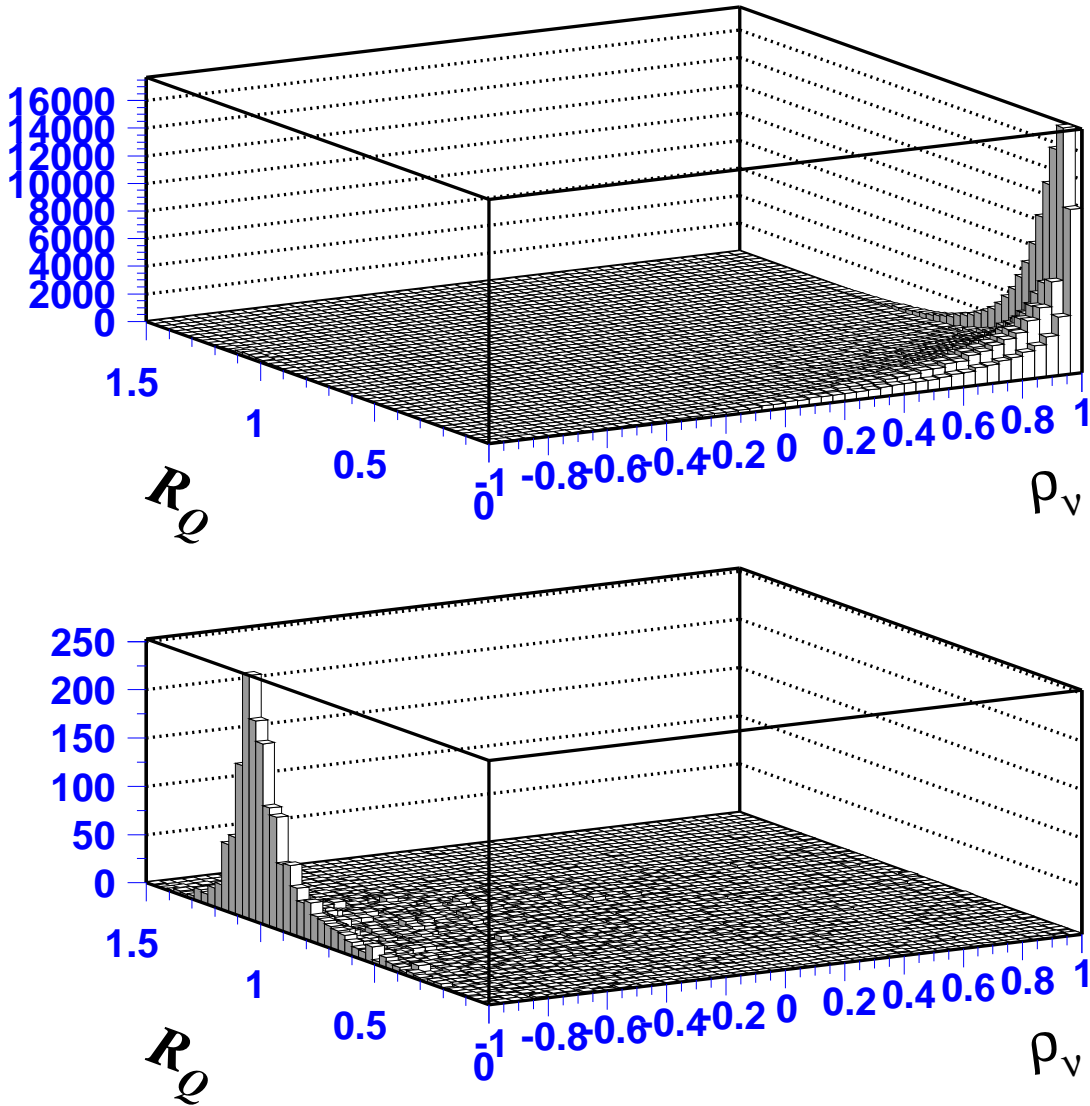


Рис. 4.7: Гистограмма зависимости R_Q от ρ_ν позволяет разделять ν_μ CC и ν_μ NC взаимодействия. Корреляция переменных R_Q и ρ_ν в событиях ν_μ CC (верхний рис.) и в ν_μ NC.

Поэтому, для CC взаимодействий оказывается, что $Q_T^2(CC) \ll Q_T^2(NC)$. Наоборот, в событиях нейтрального тока мюон может оказаться только в результате распада одного из адронов, по-прежнему оставаясь в адронной струе, поэтому в такой ситуации случайно удаленный трек не может заметно изменить среднеквадратичный поперечный импульс адронной струи, и $Q_T^2(CC) \approx Q_T^2(NC)$. Аналогично легко выяснить физический смысл второй переменной ρ_ν . В CC событиях $p_T^{miss} \approx 0$ и $p_T^{lep} \approx p_T^{had}$, тогда как в NC событиях $p_T^{lep} \approx 0$, а поперечный импульс уносится нерегистрируемым нейтрино, поэтому $p_T^{miss} \approx p_T^{had}$. Таким образом, из кинематических аргументов можно ожидать,

что:

$$\begin{aligned} R_Q &\approx 0, & \rho_\nu &= 1 & \text{для CC} \\ R_Q &\approx 1, & \rho_\nu &= -1 & \text{для NC} \end{aligned}$$

Для отбрасывания событий с нейтральным током достаточно эффективно использовать двухмерную гистограмму в переменных R_Q и ρ_ν . Мы использовали довольно простое условие (см. рис. 4.7):

$$R_Q < 0.7 + 0.9 \times \rho_\nu. \quad (4.2)$$

Мы убедились, что для ν_μ CC событий использование этого критерия не приводит ни к каким изменениям в поляризации, поэтому было решено не применять его для этого набора событий.

4.2.3.4 Результаты реконструкции нейтринных событий

Результаты процедуры реконструкции и отбора нейтринных событий в эффективном объеме (ЭО) детектора приведены в таб. 4.1 для MC и данных. Для полноты картины

Таблица 4.1: *Результаты идентификации нейтринных событий в MC и данных.*

	симулировано (MC)			данные
	ν_μ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	ν_μ NC	—
симулировано в ЭО	2721971	388994	1022262	—
идентифицировано как				
ν_μ CC	2321741	4088	8059	1127382
$\bar{\nu}_\mu$ CC	3087	321472	844	54405
ν_μ NC	333267	23200	967599	735982

мы привели также информацию для $\bar{\nu}_\mu$ CC и ν_μ NC событий, хотя в настоящем анализе мы не будем использовать эти наборы данных. Тем не менее, эта информация нужна для вычисления чистоты ν_μ CC набора событий в данных, т.к. из-за эффектов реконструкции происходит перетекание некоторой доли событий из других наборов в изучаемый нами набор. Вычислим чистоту следующим образом. Определим число ожидаемых нейтринных событий в детекторе в α канале равным N_α^{true} ($\alpha = \nu_\mu CC, \bar{\nu}_\mu CC, \nu_\mu NC$). Число реконструированных и идентифицированных событий в канале β равным N_β^{rec} . Тогда, очевидно, что:

$$N_\beta^{rec} = \sum_\alpha \epsilon_{\beta\alpha} N_\alpha^{true},$$

где $\epsilon_{\beta\alpha}$ - это доля событий из канала α , реконструированная как канал β . Эффективности $\epsilon_{\beta\alpha}$ вычисляются на основе таб. 4.1, ожидаемые числа N_α^{true} могут быть найдены в таб. 3.1. Чистотой α -канала мы называем величину:

$$Purity_\alpha = \frac{\epsilon_{\alpha\alpha} N_\alpha^{true}}{\sum_\beta \epsilon_{\alpha\beta} N_\beta^{true}} \quad (4.3)$$

В результате вычислений получаются следующие значения для чистоты наборов событий в данных: 99.6% (ν_μ CC), 95.5% ($\bar{\nu}_\mu$ CC), 72.1% (ν_μ NC). Наблюдается высокая

чистота ν_μ СС и $\bar{\nu}_\mu$ СС событий в данных. Набор ν_μ НС в данных содержит примесь нейтринных событий другого типа на уровне 30%. В целом можно заключить, что в нашем анализе мы используем набор событий, идентифицированный с высокими эффективностью и чистотой.

Следующим шагом является идентификация нейтральных странных частиц в детекторе NOMAD.

4.3 Идентификация V^0 -вершин

Нейтральные странные частицы живут сравнительно долго и пройдя, в среднем, 30-40 см распадаются в детекторе NOMAD. Вероятности распада нейтральных странных частиц на две заряженные частицы довольно большие 0.686 ($K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$), 0.639 ($\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$), что делает возможным идентификацию таких событий. Распад нейтральной частицы на две заряженных частицы выглядит в детекторе в виде латинской буквы V, и называется событием V^0 -типа. Рис. 4.8 иллюстрирует способность детектора NOMAD и программы реконструкции треков и вершин наблюдать V^0 распады. Наша задача - идентифицировать распады $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$ усложняется тем, что похожей сигнатурой обладает распад $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, а также конверсия фотона в кулоновском поле ядра ($\gamma \rightarrow e^+e^-$). Таким образом, нам необходимо идентифицировать 4 частицы V^0 типа: $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

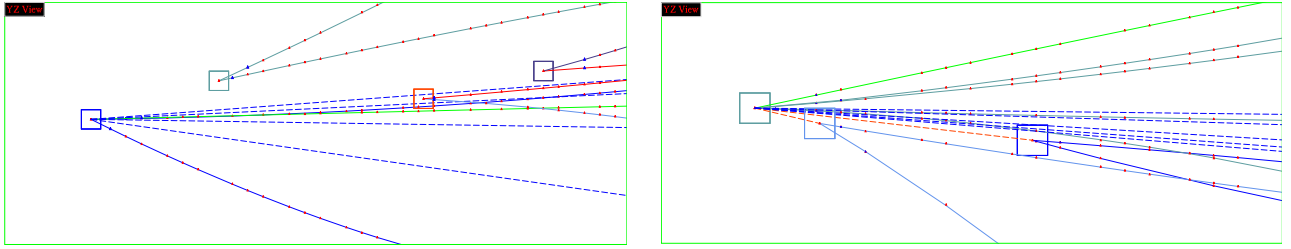


Рис. 4.8: Реконструированное событие в реальных данных, содержащее 3 вершины V^0 типа, идентифицированных как распад K_S^0 (левый рис.). 2 вершины V^0 типа, идентифицированных как распад Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ (правый рис.)

В эксперименте NOMAD в интересующей нас области импульсов нейтральных странных частиц невозможно отличить протон от π^+ мезона, поэтому любой метод идентификации V^0 распада, с необходимостью, должен быть основан на кинематических критериях. Для этой цели мы располагаем следующим набором кинематических переменных:

- импульсы положительно и отрицательно заряженных треков p^\pm , а также образованные из них переменные: p_T^{int} - модуль поперечной компоненты импульсов p^\pm по отношению к их сумме P_V , P_L^\pm - продольная компонента импульсов, и параметр асимметрии $\alpha = \frac{P_L^+ - P_L^-}{P_L^+ + P_L^-}$.
- инвариантная масса m_{inv} , $c\tau$, где τ - время жизни V^0 частицы в ее системе покоя.

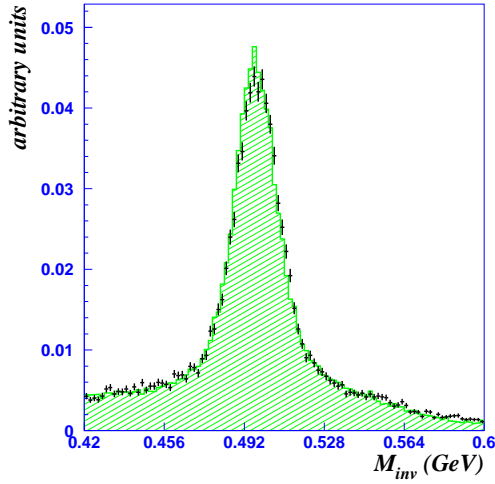


Рис. 4.9: Распределение по инвариантной массе K_S^0 мезонов до идентификации. $m_K = 0.498$ ГэВ (PDG).

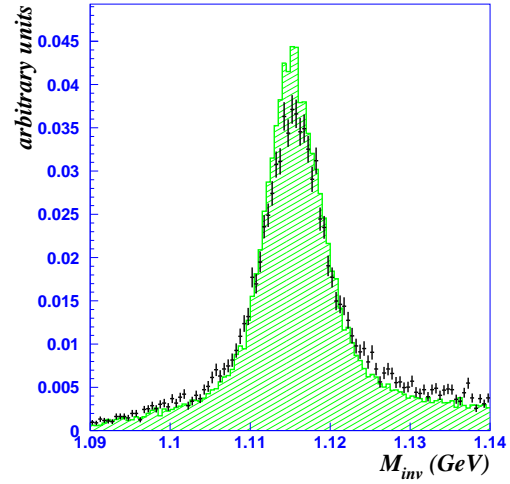


Рис. 4.10: Распределение по инвариантной массе Λ гиперонов до идентификации. $m_\Lambda = 1.116$ ГэВ (PDG).

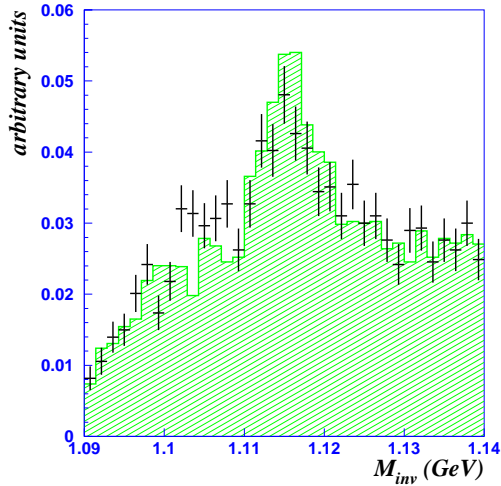


Рис. 4.11: Распределение по инвариантной массе $\bar{\Lambda}$ гиперонов до идентификации. $m_\Lambda = 1.116$ ГэВ (PDG).

Необходимо заметить, что доля нейтральных странных частиц среди всех реконструированных частиц типа V^0 составляет чуть более 10%: 5% Λ^0 , 7.8% K_S^0 , 0.5% $\bar{\Lambda}^0$. Подавляющий фон происходит от $\gamma \rightarrow e^+e^-$ конверсий, от вторичных взаимодействий нейтронов, пионов, и от случайных ассоциаций двух треков в одну вершину со свойствами V^0 . Поэтому, сначала необходимо подавить как можно сильнее фон к нужным нам событиям. На рис. 4.9, 4.10, 4.11 приведены распределения в данных и в МС по инвариантной массе положительно и отрицательно заряженных треков в предположении K_S^0 , Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ распадов до V^0 идентификации при условии, что V^0 вершина находится в эффективном объеме. Приведенные распределения с очевидностью демонстрируют существование сигнала от K_S^0 , Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ распадов в данных.

4.3.1 Предварительный отбор событий V^0 -типа

4.3.1.1 Дискриминирующие переменные

Для эффективного подавления фона полезно найти такие переменные в терминах которых поведение полезного сигнала и фона различно. Мы использовали следующие переменные:

Координаты реконструированной вершины V^0 распада (x_v, y_v, z_v).

Из геометрических соображений очевидно, что эффективность реконструкции V^0 вершины уменьшается с приближением к стенкам камер, поэтому имеет смысл изба-

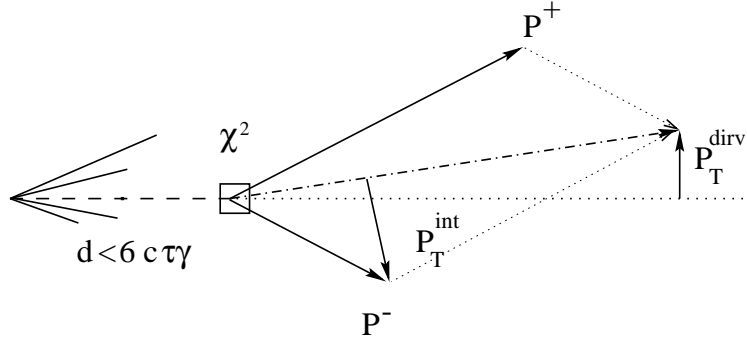


Рис. 4.12: Пояснения к критериям отбора V^0 событий.

вителься от таких событий наложив условие, чтобы реконструированные координаты V^0 вершины находились внутри некоторого эффективного объема дрейфовых камер.

расстояние, пройденное частицей до распада по ее “внутренним часам” ($c\tau$)

По определению

$$\tau = d \frac{M}{P_V}, \quad (4.4)$$

где d - расстояние, пройденное частицей до распада, M - ее масса, P_V - модуль импульса V^0 . Распределение по переменной τ для сигнала должно быть экспоненциальным:

$$\frac{dN}{N} \sim e^{-\tau/\tau_V},$$

где τ_V - среднее время жизни V^0 , тогда как распределение для γ конверсий и комбинаторного фона не зависит существенно от расстояния до первичной вершины.

Поперечная компонента полного импульса двух исходящих заряженных треков, относительно направления вылета V^0 (линия, соединяющая первичную и V^0 вершины). (P_T^{dirv})

Рис. 4.12 иллюстрирует смысл переменной P_T^{dirv} как условие на коллинеарность восстановленного вектора импульса V^0 и геометрического направления его движения. Фоновые частицы должны иметь более широкое распределение по этой переменной из-за вторичных взаимодействий, случайных ассоциаций двух треков в одну вершину, или же отдачи части импульса ядру в случае γ конверсий.

Альтернативой к этой переменной является расстояние между первичной вершиной и точкой пересечения линии вдоль вектора импульса V^0 плоскости, перпендикулярной оси Z детектора, содержащей первичную вершину (рис. 4.13).

Очевидна связь этой переменной d_z с P_T^{dirv} :

$$d_z = d \cdot \frac{P_T^{dirv}}{\sqrt{P_V^2 - P_T^{dirv2}}}.$$

Учитывая, что $d = P_V/M c\tau$, получаем

$$d_z = \tau \cdot \frac{P_T^{dirv}}{M}.$$

Мы убедились, что использование этих переменных приводит к аналогичным результатам в измерении поляризации. В данном анализе используется переменная P_T^{dirv} .

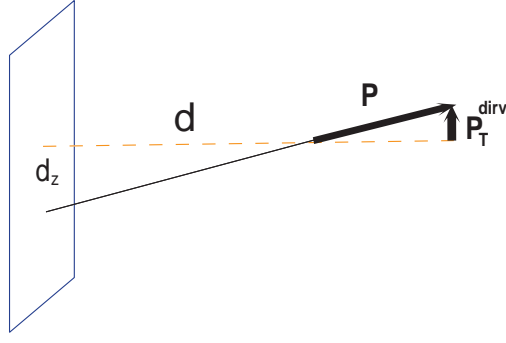


Рис. 4.13: Связь переменных “коллинеарности” P_T^{dirv} и d_z

Внутренний поперечный импульс продуктов распада V^0 (P_T^{int})

Эта переменная, являясь инвариантом преобразования Лоренца вдоль импульса V^0 , содержит важную информацию о максимально возможном импульсе продуктов распада в системе покоя V^0 :

$$p^* = \frac{\sqrt{(M^2 - (m_+ + m_-)^2)(M^2 - (m_+ - m_-)^2)}}{2M}$$

С помощью критерия накладываемого на P_T^{int} , можно подавить фон от γ конверсий, т.к. для них характерны очень малые значения P_T^{int} .

Вероятность иметь данный χ^2 для реконструированной вершины V^0 $Prob(\chi^2)$

Вероятность иметь данный χ^2 для реконструированной вершины V^0 , вычисленная согласно § 4.2.2 является важным критерием качества восстановления V^0 вершины. Большая часть фоновых событий имеет $Prob(\chi^2) \approx 0$.

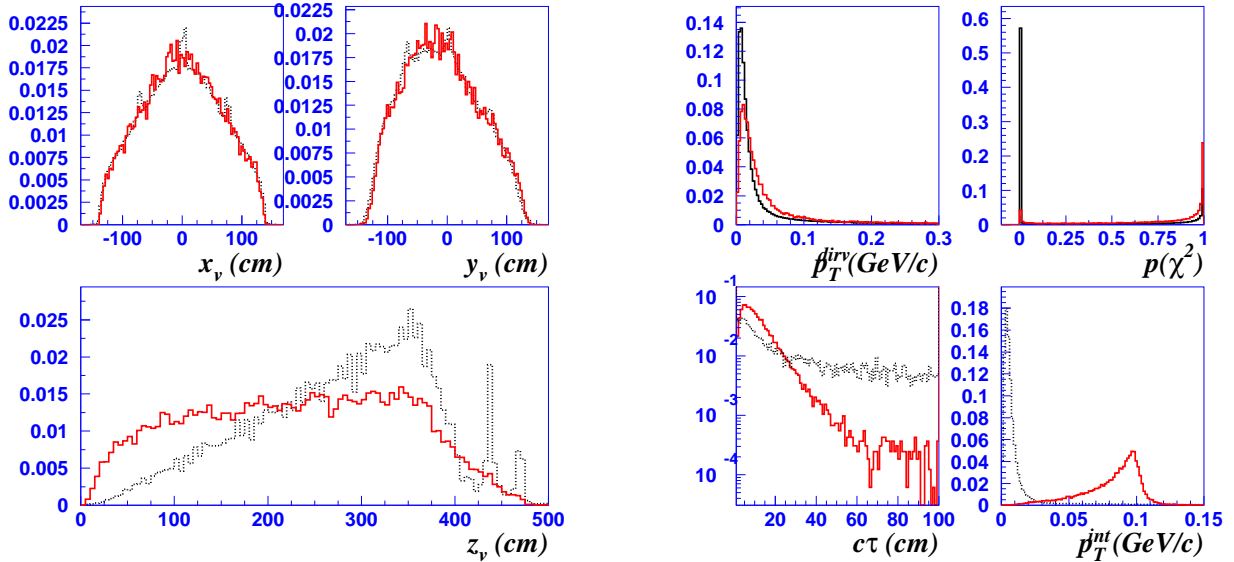


Рис. 4.14: Распределения по переменным $x_v, y_v, z_v, P_T^{dirv}, P(\chi^2), c\tau, P_T^{int}$ V^0 событий для Λ^0 гиперонов (сплошная линия) и для фона (пунктирная линия)

Рис. 4.14 иллюстрируют распределения по $x_v, y_v, z_v, P_T^{dirv}, P(\chi^2), c\tau, P_T^{int}$ для V^0 событий. Хорошо видно, что большую часть фоновых событий можно отбросить без какой

бы то ни было идентификации, просто накладывая условия на вышеперечисленные переменные.

4.3.1.2 Условия отбора

Оптимальными, с точки зрения сохранения как можно большей полезной статистики при отбрасывании как можно большего числа фоновых событий, были выбраны следующие условия отбора:

- вершина V^0 должна находиться в эффективном объеме детектора NOMAD:
 $|X, Y| < 120$ см, $5 < Z < 395$ см;
- $P(\chi^2) > 0.01$;
- $p_T^{dirv} < 100$ МэВ/с;
- $p_T^{int} > 20$ МэВ/с;
- $c\tau < 6c\tau_V$.

Выбирая “оптимальные” критерии для подавления фона, нужно отдавать себе отчет в том, что любые другие, несколько отличающиеся от них критерии, так же должны иметь право на существование. Другими словами, любой анализ, использующий подобные критерии отбора, должен продемонстрировать свою стабильность по отношению к изменению используемых критериев. Внимание этому вопросу мы уделим в §. 7.4.

4.3.2 Идентификация V^0 частиц

Использование критериев отбора позволяет в существенной степени подавить фон от вторичных взаимодействий, случайных ассоциаций и γ конверсий. Следующим шагом, который нужно сделать, это идентифицировать нейтральные странные частицы на основе кинематических критериев. Существует несколько методов идентификации V^0 частиц, в основе каждого из них лежат особенности V^0 распада. Не все они, однако, приводят к одному и тому же набору идентифицированных частиц, поэтому желательно иметь возможность контролировать результаты анализа в зависимости от используемого метода идентификации V^0 частиц. Мы использовали два метода идентификации: метод инвариантной массы и кинематический фит. Оба этих метода рассматриваются в § 4.3.2.1 и в § 4.3.2.2 соответственно. Мы убедились в том, что результаты, полученные с использованием обоих методов, находятся в согласии друг с другом. Все результаты в этой диссертации приводятся только для процедуры идентификации, использующей кинематический фит, как для наиболее эффективного метода.

В приложении § В.1 описаны метод инвариантной массы, с использованием функции правдоподобия для разделения неоднозначно идентифицированных событий, и оригинальный метод α асимметрии, оба развитые и использованные в работе [82]. В § 4.3.4 мы сравним результаты, полученные разными методами идентификации.

4.3.2.1 Метод инвариантной массы

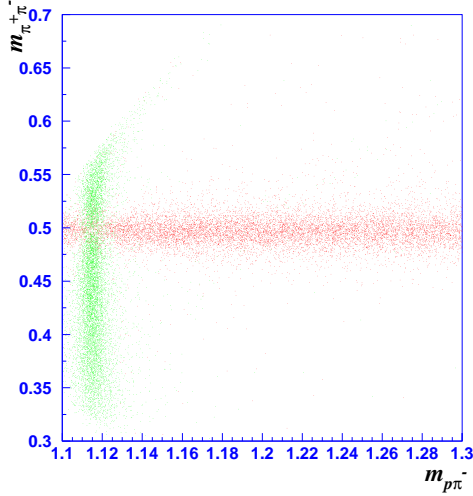


Рис. 4.15: Корреляция $m_{inv}^{\Lambda^0}$ и $m_{inv}^{K_s^0}$ для $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ распадов.

Наиболее общепотребительным методом идентификации является метод, основанный на вычислении инвариантной массы двух треков, выходящих из V^0 вершины. Суть его в следующем. Для каждого V^0 распада делаются гипотезы относительно его типа, и в согласии с этим вычисляются соответствующие инвариантные массы по формуле:

$$m_{inv} = \sqrt{m_+^2 + m_-^2 + 2(E_+E_- - \mathbf{P}_+ \cdot \mathbf{P}_-)}, \quad (4.5)$$

где $E_{\pm} = \sqrt{m_{\pm}^2 + \mathbf{P}_{\pm}^2}$. Далее, идентификация V^0 частицы, скажем Λ^0 гиперона, может быть выполнена, требуя, чтобы вычисленная m_{inv} для гипотезы Λ^0 распада находилась в некотором допустимом интервале значений около своего табличного значения, в то время как

для остальных гипотез значение m_{inv} находилось бы в противоречии с этим значением. Однако, этот подход встречается с трудностью, связанной с существованием набора V^0 событий для которых одновременно две или более гипотезы являются удовлетворительными. Рис. 4.15 демонстрирует эту трудность. Хорошо видна область, на которой пересекаются функции распределения инвариантных масс для распадов $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Таким образом, мы приходим к понятиям: однозначно и неоднозначно идентифицируемые наборы частицы. Первым соответствует область фазового пространства, в которой все частицы обладают различным поведением дискриминирующих переменных.

Вторым соответствует область фазового пространства, в которой два или более типа частиц обладают аналогичными распределениями кинематических переменных. Доля “пересекающихся” событий порядка 30%. Потверждение этому можно найти на рис. 4.16, на котором приведена корреляция P_T^{int} и α для распадов $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$, $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Легко показать, что распределение по переменным P_T^{int} и α для распада частицы должно описываться функцией эллипса:

$$\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{\alpha_{max}}\right)^2 + \left(\frac{P_T^{int}}{P^*}\right)^2 = 1, \quad (4.6)$$

где $\alpha_{max} = 2P^*/\beta M_V$, и α_0 порядка 0.7 (Λ^0), -0.7 ($\bar{\Lambda}^0$) и 0 (K_s^0).

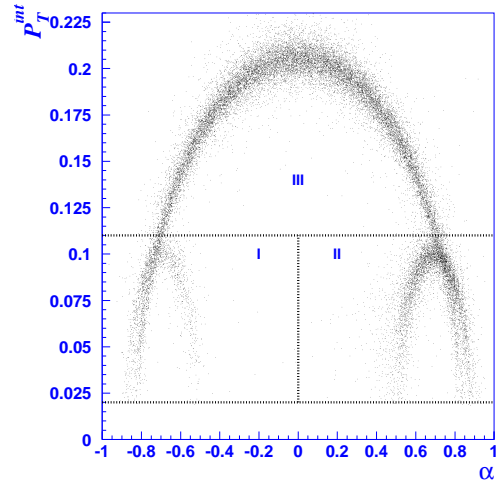


Рис. 4.16: Корреляция P_T^{int} и α для распадов $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$, $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Ур. (4.6) легко получить, заметив, что:

$$\alpha = \frac{2P^*}{\beta M_V} \cos \theta^* + \frac{m_+^2 - m_-^2}{M_V}, \quad (4.7)$$

где P^* - модуль импульса продуктов распада, θ^* - угол между импульсом положительно заряженного трека и направлением V^0 , взятые в системе покоя V^0 , $\beta = v/c$ - скорость V^0 в лабораторной системе.

Строго говоря, от функции эллипса распределение (4.6) отличается только тем, что β не одинаково для всех событий, однако с хорошей степенью точности можно считать $\beta \approx 1$. В литературе для распределения (4.6) встречается название “диаграмма Подолянского-Арментероса”. Использование такого распределения позволяет добиться разделения гипотез $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$. Видно, тем не менее, что существует часть событий, с аналогичными распределениями $P_T^{int}(\alpha)$ для распадов K_s^0 и $\bar{\Lambda}^0$ (нижняя левая часть рис. 4.16) и для распадов K_s^0 и Λ^0 (нижняя правая часть рис. 4.16). Если попытаться найти область параметров, которая соответствует области пересечения на рис. 4.15 для $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ распадов, то легко убедиться в том, что в этой области находятся частицы, для которых распределение на рис. 4.16 также не позволяет добиться разделения гипотез K_s^0 и Λ^0 (аналогично K_s^0 и $\bar{\Lambda}^0$). На рис. 4.17 приведена корреляция $m_{inv}^{\Lambda^0}$ и $m_{inv}^{K_s^0}$, для $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ распадов, с условием $\alpha > 0.7$, соответствующим области пересечения распределений $P_T^{int}(\alpha)$ для распадов K_s^0 и Λ^0 (см. рис. 4.16).

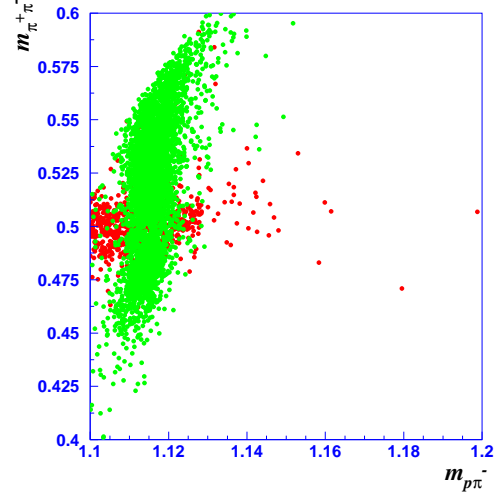


Рис. 4.17: Корреляция $m_{inv}^{\Lambda^0}$ и $m_{inv}^{K_s^0}$, для $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ распадов с условием $\alpha > 0.7$.

4.3.2.2 Кинематический фит

В нашем анализе идентификация V^0 распадов ($\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$, и для гипотезы фотонной конверсии $\gamma \rightarrow e^+e^-$) была проведена с использованием кинематического фита, который позволяет извлечь максимум информации о кинематике распада (см. подробнее в [87, 88, 89, 90]). Законы сохранения энергии-импульса использовались для проверки того, удовлетворяют ли измеренные импульсы выходящих из V^0 вершины треков, а также направление движения V^0 частицы исследуемой гипотезе. Кинематический фит содержит в себе как подмножество метод инвариантной массы. Процедура кинематического фита включает в себя 2 этапа:

- 1 Вычисление для каждой V^0 вершины 4 значений χ_α^2 для гипотез ($\alpha = \Lambda^0 \rightarrow p\pi^-, K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+, \gamma \rightarrow e^+e^-$);
- 2 идентификация типа V^0 распада на основе полученных значений χ_α^2 .

Используемые переменные

Обозначим набор *измеренных* переменных $(p_x^+, p_y^+, p_z^+, p_x^-, p_y^-, p_z^-, \delta, \phi)$ вектором $f = (f_1 \dots f_8)$. Углы δ, ϕ определяются следующим образом. δ — угол между направлением движения V^0 и YZ плоскостью, ϕ — угол между проекцией направления движения V^0 в плоскости YZ и Z осью. Аналогично, вектор $g = (g_1 \dots g_8)$ будет обозначать набор тех же самых, но *фитируемых* параметров. *Неизмеренной* переменной является модуль импульса V^0 - P_V .

Вычисление χ_α^2

Будем искать набор параметров g наиболее близкий к измеренным параметрам f (в смысле χ^2):

$$\chi_0^2 = \sum_{i,j=1}^8 (g_i - f_i) G_{ij} (g_j - f_j), \quad (4.8)$$

где G^{-1} - матрица ошибок вектора f ,

который бы удовлетворял законам сохранения энергии-импульса:

$$\begin{aligned} F_\alpha^1 &= p_x^+ + p_x^- - p_\alpha \sin \delta = 0, \\ F_\alpha^2 &= p_y^+ + p_y^- - p_\alpha \cos \delta \sin \phi = 0, \\ F_\alpha^3 &= p_z^+ + p_z^- - p_\alpha \cos \delta \cos \phi = 0, \\ F_\alpha^4 &= \sqrt{p_+^2 + m_+^2} + \sqrt{p_-^2 + m_-^2} - \sqrt{p_\alpha^2 + m_\alpha^2} = 0. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Будем минимизировать функционал χ_0^2 для гипотезы распада α с условиями $F_\alpha^\beta = 0, \beta = 1 \dots 4$ методом Лагранжа:

$$\chi_\alpha^2 = \chi_0^2 + 2\lambda_\beta F_\alpha^\beta, \quad (4.10)$$

где λ_β - множители Лагранжа, которые также необходимо определить. Запишем ур. (4.10) в матричной форме:

$$\chi_\alpha^2 = (g - f)^T G (g - f) + 2\lambda^T F(g, p_\alpha), \quad (4.11)$$

где T означает транспонирование. Минимум функционала (4.11) соответствует условиям:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi_\alpha^2}{\partial g} &= 2 \left[(g - f)^T G + \lambda^T \frac{\partial F}{\partial g} \right] = 0, \\ \frac{\partial \chi_\alpha^2}{\partial p_\alpha} &= 2\lambda^T \frac{\partial F}{\partial p_\alpha} = 0, \\ \frac{\partial \chi_\alpha^2}{\partial \lambda} &= 2F = 0. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Решение нелинейной системы ур. (4.12) может быть получено как стандартными средствами минимизации на основе пакета MINUIT [91], так и с помощью специально разработанного алгоритма линеаризации (описанного, например, в [90] и примененного в нашем анализе [92]). В результате для каждой V^0 вершины мы получаем 4 значения χ_α^2 , соответствующие 4 гипотезам. Следующим этапом идентификации методом кинематического фита является решение на основании полученных χ_α^2 о том какому V^0 распаду (или γ конверсии) действительно соответствовала данная V^0 вершина.

Идентификация V^0 на основе χ_α^2 распределений

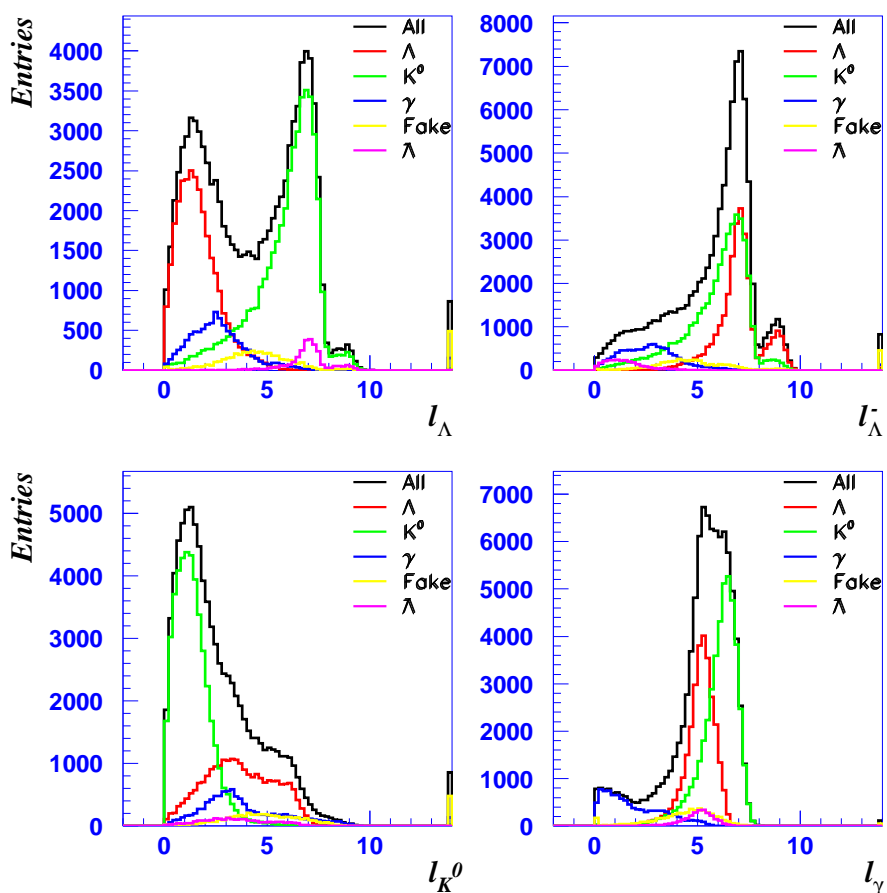


Рис. 4.18: Распределения l_α для симулированных событий

Качественно, идея идентификации на основе χ_α^2 распределений очень проста. Естественно ожидать, скажем, что для Λ^0 гиперонов значение $\chi_{\Lambda^0}^2$, соответствующее гипотезе $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$, будет малой величиной, тогда как все остальные гипотезы будут менее вероятны, чем будут соответствовать большие значения χ_α^2 ($\alpha = K_s^0, \bar{\Lambda}^0, \gamma$). Получившиеся распределения χ_α^2 имеют довольно длинные “хвосты”, поэтому для целей идентификации удобнее перейти к переменным:

$$\chi_\alpha^2 \rightarrow l_\alpha = \ln(1 + \chi_\alpha^2).$$

На рис. 4.18 приведены распределения l_α для симулированных V^0 распадов в предположении различных гипотез V^0 . Из рис. 4.18 можно сделать следующие выводы:

- большую часть событий можно идентифицировать как соответствующие V^0 распады, накладывая критерии на l_α , поскольку распределения по этим переменным различны для разных V^0 распадов.
- остается часть событий для которых распределения l_α пересекаются, что приводит к существованию неоднозначно идентифицированных событий.

Распределения на рис. 4.18, являясь одномерными, не учитывают корреляции между переменными l_α , поэтому идентификация только на основе этих распределений была бы неэффективной. Гораздо более мощным методом идентификации является нахождение областей в 4-х мерном пространстве l_α , соответствующих настоящим V^0 распадам. Рис. 4.19 иллюстрирует эту идею для трех переменных $l_{\Lambda^0}, l_{K_s^0}, l_{\bar{\Lambda}^0}$. Видно, что в пространстве l_α распределения V^0 разделяются гораздо лучше, чем одномерные. Для поиска соответствующих областей в принципе можно использовать различные подходы, как то: составление функции правдоподобия, нейронные сети, геометрический поиск. Мы использовали последний из-за его простоты.

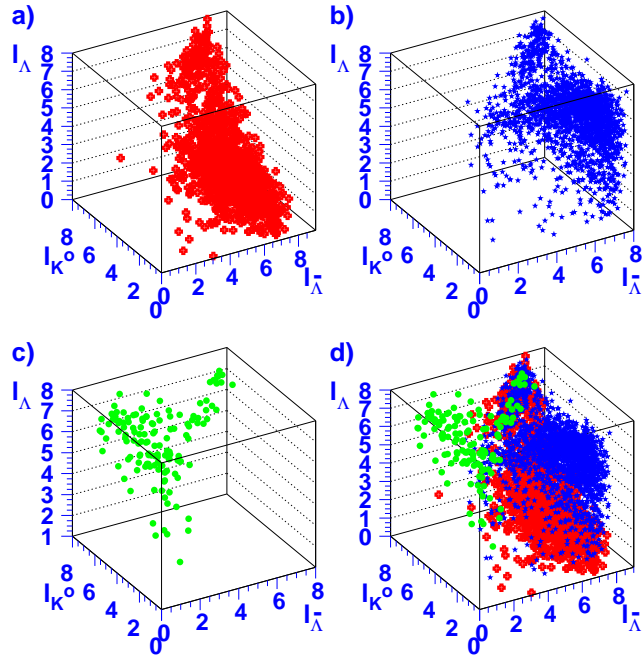


Рис. 4.19: Распределения l_α : a) Λ^0 (крестики); b) K_s^0 - (точки); c) $\bar{\Lambda}^0$ (звездочки); d) $(\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0, K_s^0)$

Ключевым принципом при идентификации V^0 было нахождение оптимума между взаимоисключающими требованиями максимально возможной чистоты и статистики идентифицированных событий. На основе пакета MINUIT [91] был реализован FORTRAN код, осуществляющий поиск данного оптимума. Процедура идентификации состояла из двух шагов:

- Мы выбираем поднабор *однозначно идентифицированных* V^0 с высокой чистотой (98% для K_s^0 , 97% для Λ^0 , 90% для $\bar{\Lambda}^0$), требуя, чтобы часть однозначно идентифицированных V^0 в конечном наборе V^0 составляла не менее 90%
- Затем мы добавляем поднабор *неоднозначно идентифицированных* V^0 , разрешая неоднозначности между Λ^0/K_s^0 и $\bar{\Lambda}^0/K_s^0$ в пользу максимально возможной чистоты.

Такой подход позволил нам свести часть перепутанных событий в конечном наборе идентифицированных событий к $\sim 10\%$, что существенно меньше, чем в стандартном методе, основанном на вычислении инвариантной массы с последующим разрешением неоднозначностей методом функции правдоподобия ($\sim 30\%$). Чтобы не иметь возможной статистической зависимости весь набор MC событий был поделен поровну: первая половина служила для нахождения нужных нам областей в 4-х мерном пространстве l_α , а вторая использовалась для независимой проверки чистоты и эффективности алгоритма идентификации.

4.3.3 Результаты идентификации V^0

4.3.3.1 Эффективность и чистота

Принципиально важными параметрами любой процедуры идентификации являются ее эффективность (efficiency) и чистота (purity).

Эффективность

Три источника влияют на эффективность идентификации V^0 : эффективность реконструкции V^0 вершин (ϵ_r), эффективность отбрасывания фона (ϵ_s), эффективность идентификации оставшихся V^0 (ϵ_i). Определим эти величины согласно:

$$\epsilon_r = \frac{\text{Количество реконструированных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ событий}}{\text{Количество симулированных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ событий}},$$

$$\epsilon_s = \frac{\text{Количество отобранных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ событий}}{\text{Количество реконструированных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ событий}},$$

$$\epsilon_i = \frac{\text{Количество идентифицированных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ событий}}{\text{Количество отобранных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ событий}},$$

Глобальная эффективность реконструкции и идентификации определяется как:

$$\epsilon = \epsilon_r \times \epsilon_s \times \epsilon_i.$$

Это число определяет часть событий, которую возможно реконструировать и идентифицировать из первоначального набора V^0 в эксперименте NOMAD.

Чистота

Чистота идентификации несет в себе информацию о части *правильно* идентифицированных событий в полном наборе V^0 , и определяется согласно:

$$Purity = \frac{\text{Число идентифицированных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ распадов правильного типа}}{\text{Число идентифицированных } V^0 \rightarrow h^+ h^- \text{ распадов}}$$

Результаты реконструкции и идентификации Λ^0 , K_S^0 и $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС приведены в таб. 4.2.

На основании результатов идентификации V^0 , можно сделать следующие выводы:

- Эффективность идентификации V^0 в ν_μ СС событиях высока ($\epsilon_i \sim 87\%$ для Λ^0).
- Λ^0 и K_S^0 идентифицированы с высокой чистотой в ν_μ СС событиях, при этом набор Λ^0 гиперонов состоит из 95.9% настоящих Λ^0 , 2.3% K_S^0 , 0.2% γ -конверсии и 1.6% остального фона. Набор K_S^0 состоит из 97.2% настоящих K_S^0 , 1.7% Λ^0 , вклад от γ -конверсий, $\bar{\Lambda}^0$ и случайно реконструированных событий составляет 1.1%.

В наборе $\bar{\Lambda}^0$, рождающихся в ν_μ СС взаимодействиях, содержится 89.7% настоящих $\bar{\Lambda}^0$, 5.4% K_S^0 и 5.0% γ -конверсий и случайно реконструированных треков.

Интересной выглядит иерархия в эффективности реконструкции для Λ^0 (29.5%), $\bar{\Lambda}^0$ (44.1%). Заметим еще раз, что эффективность реконструкции V^0 не имеет никакого отношения к идентификации V^0 , и относится только к возможности программы реконструкции реконструировать V^0 вершину. Объяснение этого эффекта заключается в разной средней энергии рождающихся $\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС, что приводит, соответственно, к иерархии средних импульсов продуктов распада данных V^0 ($\langle p_\pi^{\Lambda^0} \rangle = 0.65$ ГэВ/с, $\langle p_\pi^{\bar{\Lambda}^0} \rangle = 1.3$ ГэВ/с). Эффективность реконструкции треков, в свою очередь, сильно зависит от импульса трека.

Наконец, последнее замечание касается чистоты и эффективности идентификации набора $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов. Относительно малый выход $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов при неизменном фоне приводит к меньшим $\epsilon_i, Purity_{\bar{\Lambda}}$ (по сравнению с Λ^0).

Таблица 4.2: Результаты идентификации V^0 в ν_μ СС событиях в МС и в данных.

Набор событий	МС			Данные		
N (ν_μ СС)	2321741			1127382		
<u>Отбор событий</u>						
Тип V^0	Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$	V^0 события		
Всего сим.	185010	239128	12679	–		
Сим. в ЭО	151192	187619	9534	–		
Идент.	25808	41533	1981	502447		
<u>Идентификация</u>						
Набор	Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$	Λ	K_S^0	$\bar{\Lambda}$
Полное число	25808	41533	1981	8087	15075	649
Состав						
Λ^0	24740	707	1	–	–	–
K_S^0	606	40387	107	–	–	–
$\bar{\Lambda}^0$	0	97	1777	–	–	–
Fake	462	342	96	–	–	–
ϵ_r (%)	29.5	36.3	44.1	–	–	–
ϵ_s (%)	67.0	67.3	65.7	–	–	–
ϵ_i (%)	86.6	93.1	72.0	–	–	–
ϵ (%)	17.1	22.8	20.9	–	–	–
Чистота (%)	95.86	97.24	89.7	–	–	–

4.3.4 Сравнение разных методов идентификации

В широко используемом методе идентификации, основанном на спектре инвариантных масс, можно достичь чистоты набора на уровне 90 – 92%. Использование функции правдоподобия для разделения неоднозначно идентифицированных событий позволяет повысить чистоту отбора событий до $\sim 96\%$ [82]. Однако, и в том и в другом случаях, эффективность идентификации меньше на 15 – 20%, чем в методе, основанном на кинематическом фите (реализованном в нашем анализе). Также, в методах инвариантной массы неоднозначно идентифицированные V^0 составляют $\sim 30\%$, в то время как это часть сведена лишь к 11.2% в методе, основанном на кинематическом фите. Метод α -асимметрии [82] представляет собой оригинальный метод идентификации сразу всего набора событий (см. В.1.3), не приводя к искажению фазового пространства идентифицированных V^0 . Примечательно, что в этом методе идентификации фон для Λ^0 гиперонов совсем другой по сравнению со всеми другими методами, описанными в этой главе: $\bar{\Lambda}^0$ вместо K_s^0 . Недостатками метода служат не очень высокая чистота ($\sim 90 - 93\%$), и ограниченная область применимости ($x_F < 0$).

4.4 Выводы

В этой главе мы рассмотрели вопрос реконструкции и идентификации ν_μ СС событий: построение треков частиц, и восстановление кинематики события. Набор ν_μ СС событий в данных реконструирован с высокой эффективностью ($\sim 85\%$) и обладает малой примесью фоновых событий ($\sim 0.4\%$).

Кроме того, в этой главе детально рассмотрены различные способы идентификации нейтральных странных частиц (Λ^0 , K_s^0 , $\bar{\Lambda}^0$), распавшихся по V^0 моде (два заряженных трека, исходящие из одной вершины). Полученные наборы (Λ^0 , K_s^0 , $\bar{\Lambda}^0$) идентифицированы с высокой чистотой и представляют собой статистику, более чем в 30 раз превышающую числа событий в предыдущих экспериментах, выполненных на пузырьковых камерах [43, 44, 45].

В следующей главе мы сравним распределения всех важных кинематических переменных в МС и в данных с целью - выяснить адекватность используемого моделирования физических процессов в установке NOMAD реальным данным.

Глава 5

Реконструированные переменные в данных и МС

Глупо ласкать себя надеждой, будто мы способны убедить других в том, чему и сами не верим... Люк де Кланье Воверанг (1715-1747)

5.1 Введение

В этой главе мы рассмотрим важный вопрос соответствия нашего МС реальным данным. Актуальность изучения этого вопроса очевидна с той точки зрения, что симулированные данные *с необходимостью* используются в нашем анализе реальных данных, поэтому *правомерность* этой процедуры должна быть доказана.

Необходимость использования МС при анализе реальных данных можно легко понять просто перечислив решаемые с помощью МС задачи: настраивание процедур реконструкции и идентификации частиц в детекторе, их эффективность и степень подавления фона, экспериментальное разрешение по различным физическим переменным, корректный учет неэффективности восстановления кинематических переменных, ведущей к искажению физических распределений, изучение систематических ошибок и др.

Правомерность использования МС можно доказать, проведя тщательное сравнение всех важных физических переменных после того как симулированные события и реальные данные прошли стадии реконструкции и идентификации. Чтобы избежать дополнительных возможных ошибок, мы использовали одинаковый формат записи событий данных и МС. В случае разногласий распределений в МС и данных необходимо оценить привносимую этим ошибку в величину изучаемого эффекта.

Будем сравнивать распределения переменных в МС и в данных, описывающие различные процессы при моделировании нейтринных взаимодействий:

- Глобальные переменные νN взаимодействия ($E_\nu, W^2, Q^2, x_{Bj}, y_{Bj}, Q_{tot}$), где Q_{tot} - полный заряд в событии;
- Рождение V^0 (P_V , расстояние, пройденное V^0 до распада d , быстрота y^* , время жизни τ);
- Распад V^0 ($P^+, P^-, P_T^{int}, \alpha$);
- Поведение V^0 в адронной струе (x_F, z, P_T^2).

5.2 Сравнение реконструированных переменных в данных и МС

5.2.1 Глобальные переменные

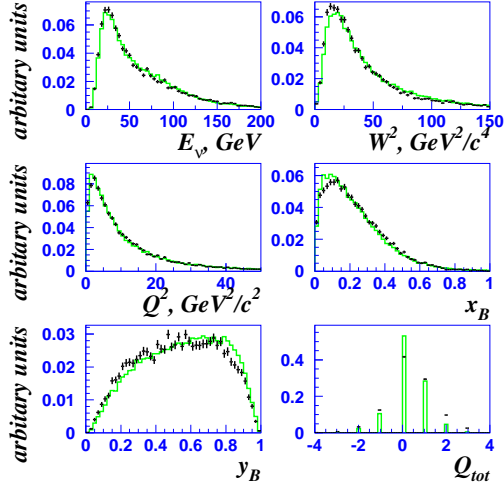


Рис. 5.1: Распределения реконструированных переменных E_ν , W^2 , Q^2 , x_{Bj} , y_{Bj} и Q_{tot} в ν_μ СС событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами.

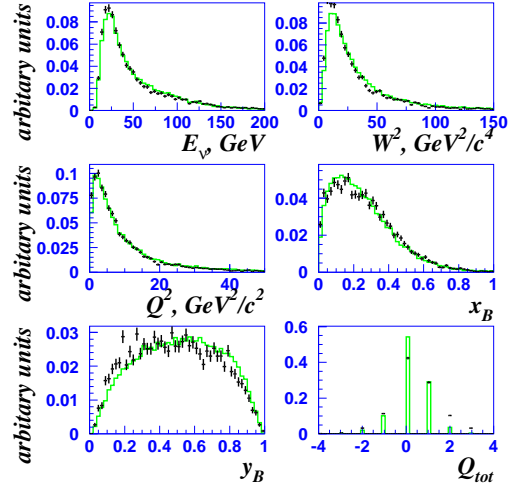


Рис. 5.2: Распределения реконструированных переменных E_ν , W^2 , Q^2 , x_{Bj} , y_{Bj} и Q_{tot} в ν_μ СС событиях с идентифицированными Λ гиперонами.

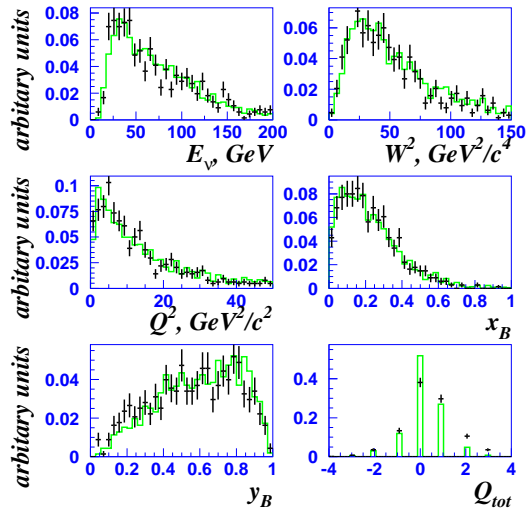


Рис. 5.3: Распределения реконструированных переменных E_ν , W^2 , Q^2 , x_{Bj} , y_{Bj} и Q_{tot} в ν_μ СС событиях с идентифицированными $\bar{\Lambda}$ гиперонами.

Сравнение глобальных реконструированных переменных E_ν , W^2 , Q^2 , x_{Bj} , y_{Bj} и Q_{tot} в данных и МС ν_μ СС событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами, Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонами приведено на рис. 5.1, 5.2, 5.3 соответственно. В целом, наблюдается хорошее согласие как формы распределений, так и средних значений всех переменных. Искажения в распределении переменной y_{Bj} при $y_{Bj} \rightarrow 0$ и $y_{Bj} \rightarrow 1$ вызваны эффектами реконструкции: при $y_{Bj} \rightarrow 0$ - энергия адронной струи мала, поэтому соответствующие треки плохо реконструируются и такие события теряются; при $y_{Bj} \rightarrow 1$ - мала энергия мюона, что приводит к их потере при реконструкции и идентификации и, соответственно, теряются такие события заряженного тока. Согласие по y_{Bj} для ν_μ СС выглядит разумным, хотя можно заметить, что рас-

пределение для МС немного смещено вправо по отношению к данным.

Другая важная переменная, которую мы используем в нашем анализе, это Q_{tot} — сумма электрических зарядов всех треков, выходящих из первичной вершины. Ожидаемые значения Q_{tot} : $Q_{tot} = 1$ ($\nu_\mu p$), $Q_{tot} = 0$ ($\nu_\mu n$). Потери низкоэнергетичных треков приводят к распределениям по переменной Q_{tot} в данных и МС. Распределения по Q_{tot} выглядят согласованно, хотя в реальных данных $p(n)$ -событий на 15% меньше (больше), чем в МС. Возможная причина этого: эффекты внутриядерного каскада, приводящие к вылету большего количества низкоэнергетичных адронов, чем заложено в МС¹. В таб. 5.1 приведена более подробная информация по этой переменной. Видно, что эффект реконструкции практически не меняет соотношения $N_p(\%) : N_n(\%)$ для МС событий.

Таблица 5.1: $N_p(\%) : N_n(\%)$ отношение для симулированных и реконструированных событий

	Симулированные события		Реконструированные события	
	МС		МС	данные
$N_p(\%) : N_n(\%)$	35.5 : 64.5		33.3 : 66.7	42.9 : 57.1

¹сравнение с новым МС, в котором учтен этот эффект рассматривается в § 5.2.5

5.2.2 Рождение нейтральных странных частиц

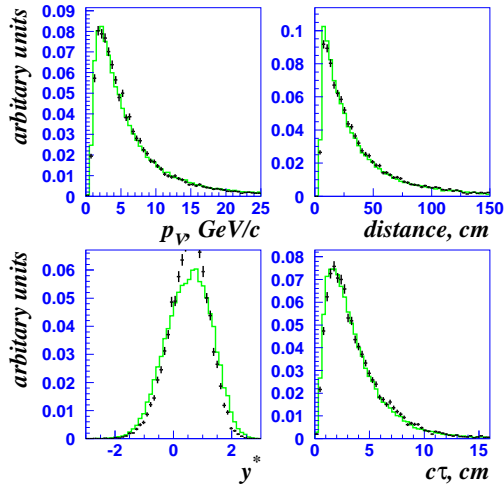


Рис. 5.4: Распределения реконструированных переменных p_V , $distance$, y^* и τ в ν_μ СС событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами.

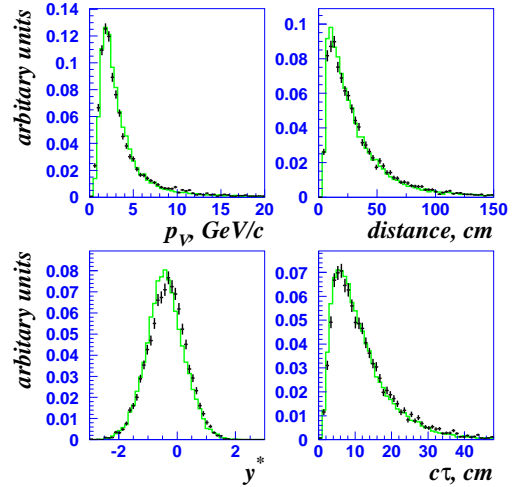


Рис. 5.5: Распределения реконструированных переменных p_V , $distance$, y^* и τ в ν_μ СС событиях с идентифицированными Λ гиперонами.

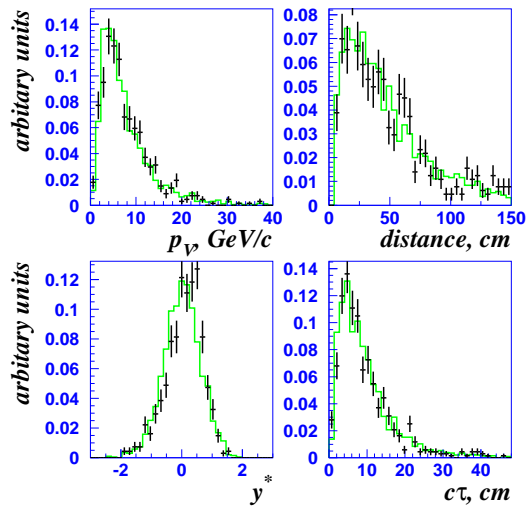


Рис. 5.6: Распределения реконструированных переменных p_V , $distance$, y^* и τ в ν_μ СС событиях с идентифицированными $\bar{\Lambda}$ гиперонами.

Сравнение реконструированных переменных, описывающих рождение V^0 : p_V , расстояние, пройденное частицей в детекторе до ее распада ($distance$), y^* и τ в данных и МС ν_μ СС событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами, Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонами приведено на рис. 5.4, 5.5, 5.6 соответственно.

Видно хорошее согласие как формы распределения, так и средних значений P_V для всех наборов данных, что очень важно для поляризационного анализа. Можно заметить, что среднее значения импульса $\bar{\Lambda}^0$ более чем в два раза выше, чем у Λ^0 гиперонов, что связано с законом сохранения барионного числа и, как следствие, более высоким порогом рождения.

Искажение распределений при малом расстоянии, пройденном V^0 частицей (верхний правый рисунок на рис. 5.4, 5.5, 5.6), объясняется эффектом реконструкции треков: в этом случае довольно много треков находятся вблизи первичной вершины, и шанс потерять V^0 вершину увеличивается из-за “перепутывания” треков. Тем не менее, этот

эффект, равно как и все распределение по этой переменной, хорошо описывается нашим МС. Видно, что в среднем $\bar{\Lambda}^0$ проходят большее расстояние до распада, чем Λ^0 , что также есть следствие более высокой энергии рождающихся $\bar{\Lambda}^0$.

Для частицы, движущейся со скоростью v вдоль некоторой оси, *быстрота* определяется как

$$th y^* = v, \quad \text{или}$$

$$y^* = 1/2 \ln \frac{E^* + p_L^*}{E^* - p_L^*},$$

где энергия и продольная компонента импульса частицы взяты в системе центра масс W^+ бозона и нуклона мишени. Эти равенства отображают область $(-1 \leq v \leq 1)$ в $-\infty \leq y^* \leq \infty$. Удобство переменной y^* заключается в том, что при преобразованиях Лоренца, совершаемых со скоростями v_1 и v_2 , соответствующие им быстроты алгебраически складываются: $y^* = y_1^* + y_2^*$. Одним из применений этого свойства может быть быстрое вычисление относительных скоростей частиц, рождающихся в детекторе. Например, относительная скорость v частиц, движущихся со скоростями v_1 и v_2 есть

$$v = th (y_1^* - y_2^*).$$

Наблюдается разумное согласие между данными и МС в распределениях переменной y^* .

Распределение по времени жизни частицы $\sigma\tau$ можно получить, воспользовавшись ур. (4.4). Хорошее согласие экспериментальных данных и МС наблюдается также и для этой переменной. Искажение распределений при малых $\sigma\tau$ вызван теми же самыми причинами, что и искажение в распределении по расстоянию, пройденному V^0 частицей. Тем не менее, и в случае переменной $\sigma\tau$ этот эффект хорошо воспроизводится в МС и в данных.

5.2.3 Распад нейтральных странных частиц

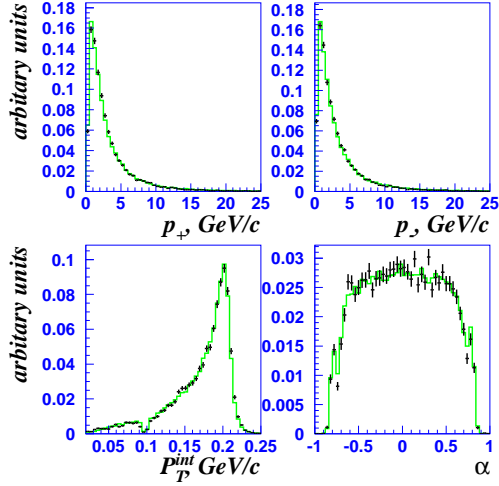


Рис. 5.7: Распределения реконструированных переменных p_+ , p_- , p_T^{int} и α в ν_μ CC событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами.

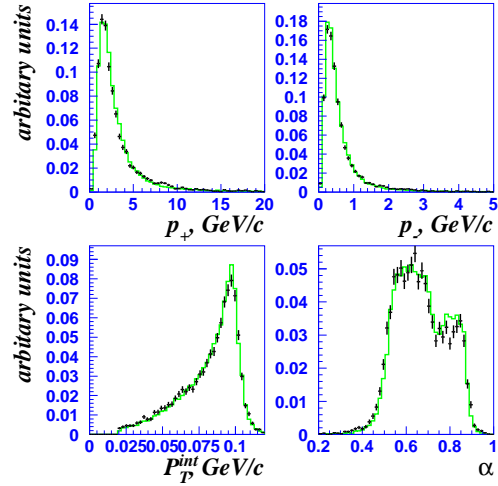


Рис. 5.8: Распределения реконструированных переменных p_+ , p_- , p_T^{int} и α в ν_μ CC событиях с идентифицированными Λ гиперонами.

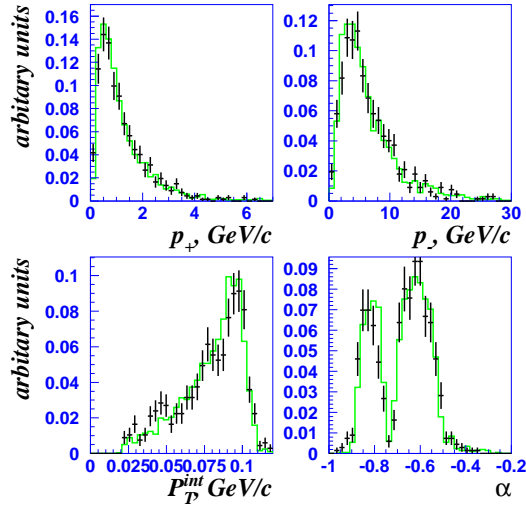


Рис. 5.9: Распределения реконструированных переменных p_+ , p_- , p_T^{int} и α в ν_μ CC событиях с идентифицированными $\bar{\Lambda}$ гиперонами.

Сравнение реконструированных переменных, описывающих распад V^0 : p_+ , p_- , p_T^{int} и α (параметр асимметрии V^0 распада, определенный в §4.3) в данных и в МС в ν_μ CC событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами, Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонами приведено на рис. 5.7, 5.8, 5.9 соответственно.

Переменные p_+ , p_- , p_T^{int} исключительно важны для поляризационного анализа, поскольку они используются при вычислении угловых характеристик распада. Для этих переменных наблюдается хорошее согласие в распределениях в данных и МС. Из приведенных на рис. 5.7, 5.8, 5.9 распределений можно заметить, что существует асимметрия в распределениях импульсов положительно и отрицательно заряженных треков для Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$. Это имеет естественное объяснение — при преобразовании Лоренца из системы покоя V^0 в лабораторную, частица с большей массой будет иметь больший по модулю импульс, чем ее партнер: $\mathbf{P}_\pm = \gamma(\mathbf{P}_\pm^* + \beta E_\pm^*)$, где $E_\pm^* = (M_V^2 \pm (m_+^2 - m_-^2))/2M_V$. Можно заметить, что МС очень хорошо описывает распределение по P_T^{int} — даже небольшой “завал” в распределении K_S^0 в области $P_T^{int} \sim 0.1$ (это эффект идентификации) хорошо воспроизводится нашим МС.

5.2.4 Переменные, описывающие частицу в адронной струе

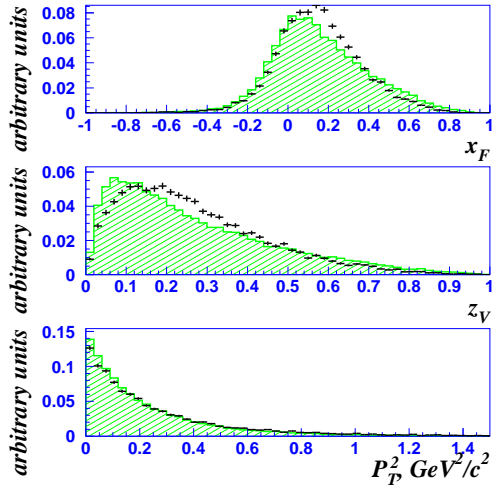


Рис. 5.10: Распределения реконструированных переменных x_F , z_V , p_T^2 в ν_μ СС событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами.

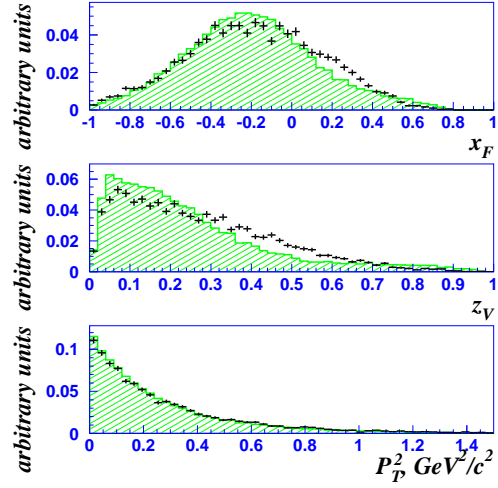


Рис. 5.11: Распределения реконструированных переменных x_F , z_V , p_T^2 в ν_μ СС событиях с идентифицированными Λ гиперонами.

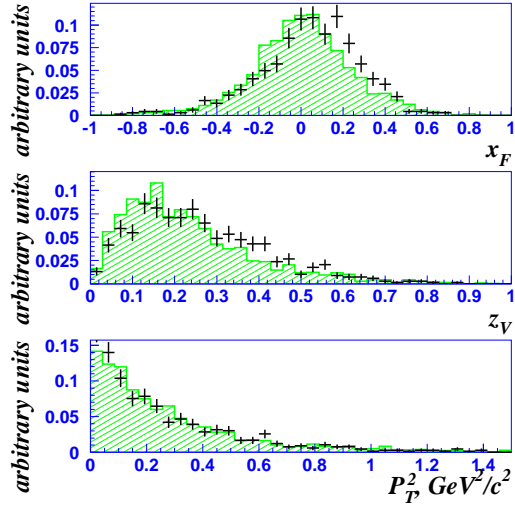


Рис. 5.12: Распределения реконструированных переменных x_F , z_V , p_T^2 в ν_μ СС событиях с идентифицированными Λ гиперонами.

Импульсное распределение частиц в плоскости, ортогональной направлению адронной струи характеризуется переменной P_T^2 :

$$P_T^2 = \left(\mathbf{P} - \mathbf{P}_{jet} \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{P}_{jet}}{P_{jet}^2} \right)^2. \quad (5.1)$$

Наблюдается хорошее согласие для обоих наборов событий в данных и МС. В области $P_T^2 < 0.5 \text{ ГэВ}^2$ распределение по поперечному импульсу экспоненциально спадает с ростом P_T^2 по закону $A \times \exp(-B \times P_T^2)$, что имеет естественное объяснение в Лунд-модели (см. § A.4.2).

Сравнение реконструированных переменных, описывающих поведение V^0 в адронной струе: x_F , z_V , p_T^2 в данных и МС ν_μ СС событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами, Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонами приведено на рис. 5.10, 5.11, 5.12 соответственно.

Переменная x_F разумно описывается МС, однако x_F распределение в МС немного смещено в область фрагментации мишени. Форма распределений доли энергии струи, приходящейся на V^0 (z_V), хуже описывается нашим МС: аналогично x_F , z_V -распределение в МС немного смещено в область фрагментации мишени. Возможно, оба этих эффекта отчасти вызваны неучетом внутриядерного взаимодействия (см. § 5.2.5).

5.2.5 Сравнение с новым МС

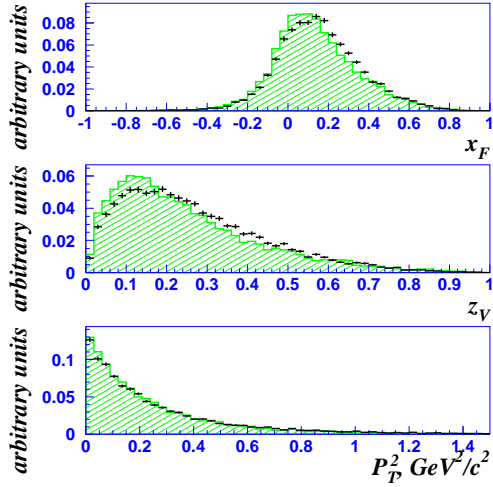


Рис. 5.13: Распределения реконструированных переменных x_F , z_V , p_T^2 в ν_μ СС событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами.

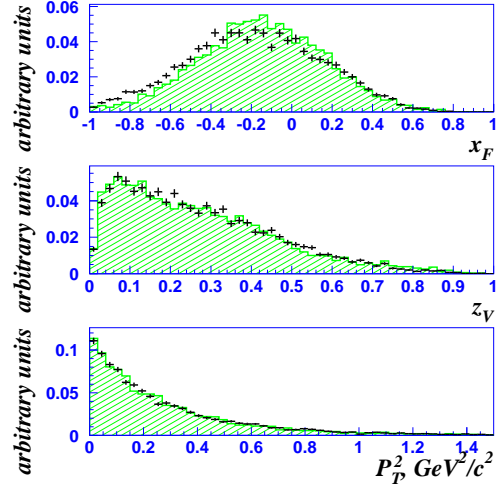


Рис. 5.14: Распределения реконструированных переменных x_F , z_V , p_T^2 в ν_μ СС событиях с идентифицированными Λ гиперонами.

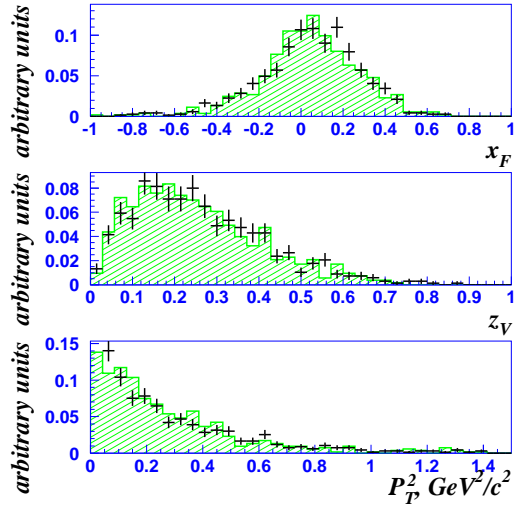


Рис. 5.15: Распределения реконструированных переменных x_F , z_V , p_T^2 в ν_μ СС событиях с идентифицированными Λ гиперонами.

событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами, Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонами приведено на рис. 5.13, 5.14, 5.15 соответственно.

Когда готовилась настоящая диссертация, защищающая результаты, полученные с использованием стандартной версии МС эксперимента NOMAD, было смоделировано около одного миллиона ν_μ СС событий, в симуляцию которых внесены, по крайней мере, два важных изменения [93]:

- учтен эффект внутриядерного перераспределения частиц,
- параметр γ_s , установленный в JETSET [35] по умолчанию равным 0.3, изменен на 0.21, в соответствии с [94].

Эти изменения влияют, главным образом, на переменные, описывающие поведение частицы в адронной струе: x_F , z_V , p_T^2 . Сравнение распределений этих переменных в данных и в новом МС в ν_μ СС

5.3 Эффекты реконструкции

Реконструкция переменных ведет, как правило, к искажениям в распределениях физических переменных. При этом, эффективность реконструкции по данной переменной является функцией многих переменных и эффективно зависит от рассматриваемой переменной. Ниже, в качестве примера, обсуждается реконструкция трех важных переменных x_F, z_V, P_T^2 в случае $\nu_\mu CC$ взаимодействий для $\Lambda^0, K_s^0, \bar{\Lambda}^0$.

5.3.1 Реконструкция x_F

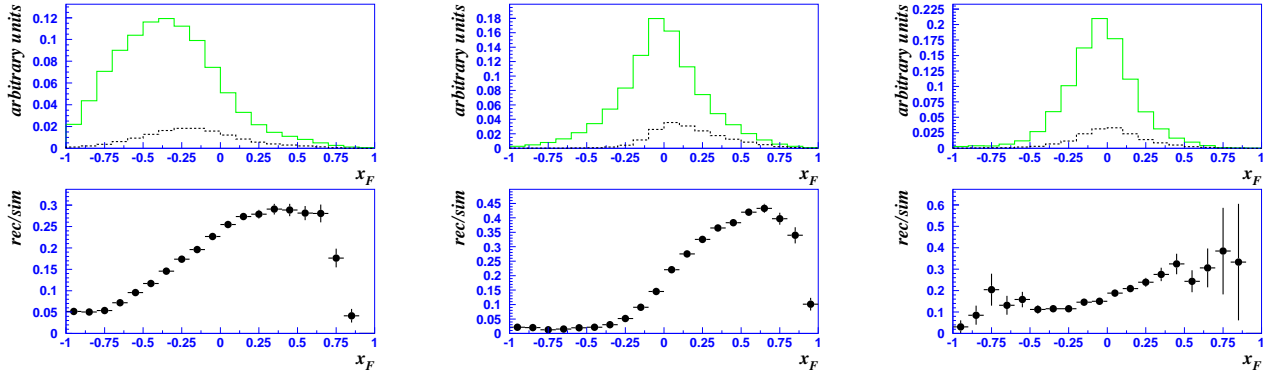


Рис. 5.16: Верхний рисунок: Симулированные (гистограмма) и реконструированные (пунктир) распределения по x_F для идентифицированных Λ^0 (левый рис.), K_s^0 (середина), $\bar{\Lambda}^0$ (правый рис.); Нижний: Эффективность реконструкции по переменной x_F для тех же частиц

На рис. 5.16 приведены симулированные и реконструированные распределения по x_F и эффективность реконструкции по этой переменной для идентифицированных $\Lambda^0, K_s^0, \bar{\Lambda}^0$. Легко понять как реконструкция приводит к искаженным распределениям по x_F . При лоренцевом переходе из системы центра масс W^+ бозона и нуклона в лабораторную систему отсчета, частицы с $x_F < 0$ замедляются, и часть из них окажется ниже порога реконструкции. Для $x_F > 0$ этот эффект гораздо меньше. Видно, что симулированные распределения в результате реконструкции смещаются в область $x_F > 0$, что объясняется тем, что не реконструируются треки с импульсом меньше, чем $P_0 = 30$ МэВ/с. Это, в свою очередь, отражается в потере событий с $x_F < 2\gamma(P_0^L - \beta E_0)/W$. Видно, что этот эффект зависит от двух величин: распределения по импульсу трека и соответствующего W^2 .

Распределение по x_F для Λ^0 искажено, при этом эффективность реконструкции по x_F монотонно растет с увеличением x_F , изменяясь в ~ 6 раз. Заметим, что реконструируемое распределение выглядит похожим на симулированное, оставаясь смещенным в область фрагментации мишени.

Распределение по x_F для K_s^0 искажено наиболее сильно. Фактически, симметричное симулированное распределение после реконструкции становится почти полностью смещенным в область фрагментации тока, при этом эффективность реконструкции по x_F изменяется более чем в 20 раз.

Наименьшее среди трех типов V^0 частиц искажение в распределении переменной x_F наблюдается для $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов. Это объясняется тем, что $\bar{\Lambda}^0$ рождаются при более высоких энергиях из-за высокого порога рождения по W^2 , и как следствие этого, обладают большими энергиями. Эффективность реконструкции по x_F для $\bar{\Lambda}^0$ изменяется в ~ 3 раза.

5.3.2 Реконструкция z_V

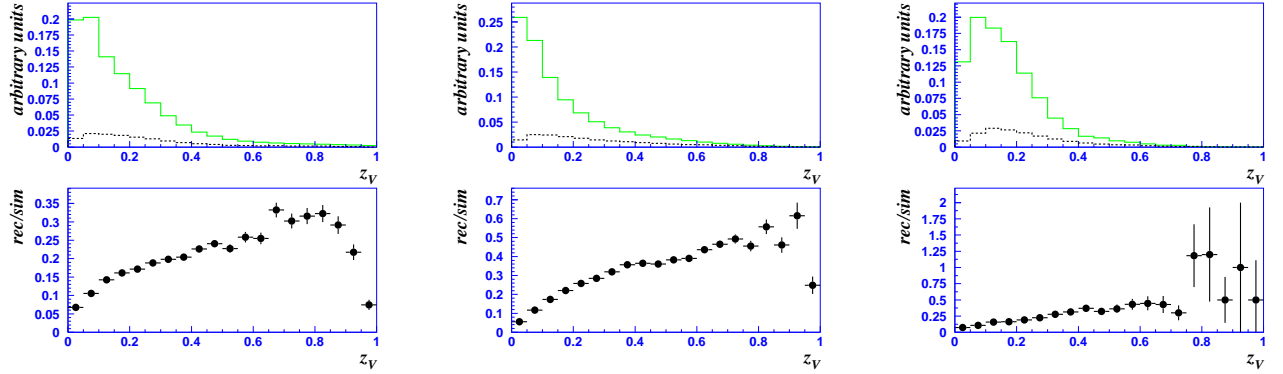


Рис. 5.17: Верхний рисунок: Симулированные (гистограмма) и реконструированные (пунктир) распределения по z_V для идентифицированных Λ^0 (левый рис.), K_s^0 (середина), $\bar{\Lambda}^0$ (правый рис.); Нижний: Эффективность реконструкции по переменной z_V для тех же частиц

На рис. 5.17 приведены симулированные и реконструированные распределения по z_V и эффективность реконструкции по этой переменной для идентифицированных Λ^0 , K_s^0 , $\bar{\Lambda}^0$. Аналогично рассмотренному выше, можно сделать вывод, что теряются события с малой долей энергии. В основном, это V^0 с малой энергией, теряемые из-за эффекта реконструкции.

5.3.3 Реконструкция P_T^2

На рис. 5.18 приведены симулированные и реконструированные распределения по p_T^2 и эффективность реконструкции по этой переменной для идентифицированных Λ^0 , K_s^0 , $\bar{\Lambda}^0$. Эффективность реконструкции по этой переменной зависит от p_T^2 , возрастая с ростом p_T^2 . Этот эффект связан с тем, что при малых p_T^2 шанс трекам быть перепутанными с другими треками из адронной струи увеличивается, что ведет к большим потерям при $p_T^2 \rightarrow 0$.

5.4 Выводы

В этой главе мы подробно рассмотрели важный вопрос соответствия используемого нами МС реальным данным. Мы убедились, что МС достаточно хорошо описывает: глобальные характеристики ν_μ СС взаимодействий, процессы рождения и распада нейтральных странных частиц, а также переменные, описывающие поведение V^0

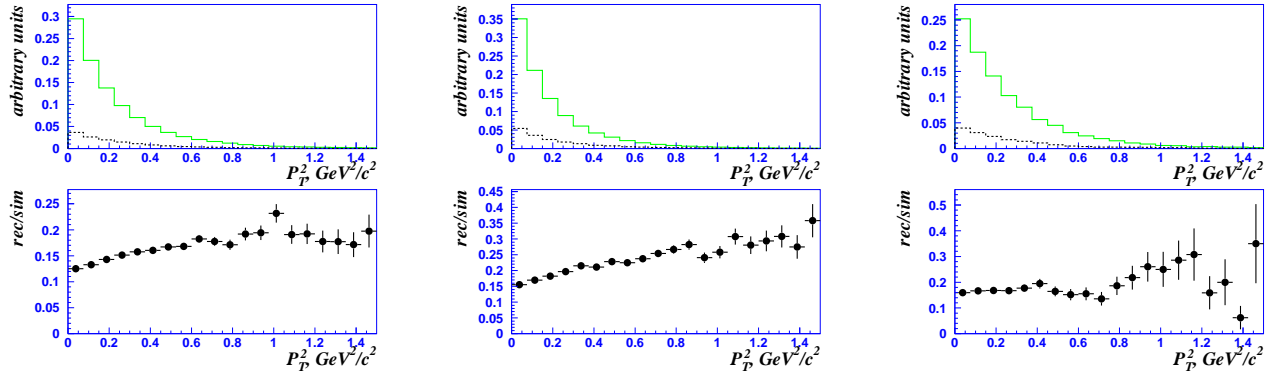


Рис. 5.18: Верхний рисунок: Симулированные (гистограмма) и реконструированные (пунктир) распределения по p_T^2 для идентифицированных Λ^0 (левый рис.), K_s^0 (середина), $\bar{\Lambda}^0$ (правый рис.); Нижний: Эффективность реконструкции по переменной p_T^2 для тех же частиц

в адронной струе. Проведено сравнение реконструированных переменных в данных с новой версией МС *NOMAD*, в которой учтен эффект внутриядерного перерасеяния частиц, а также параметр γ_s установлен равным 0.21. Изучено влияние процедуры реконструкции треков и V^0 — вершин на переменные, описывающие поведение нейтральных странных частиц в адронной струе. Мы убедились в том, что можно считать оправданным использование МС эксперимента *NOMAD* при анализе реальных данных, накопленных за время набора статистики.

Следующая часть данной диссертации посвящена детальному анализу данных.

Часть III
Анализ данных

Глава 6

Рождение странных адронов

Знания, не рожденные опытом, матерью всякой достоверности, бесплодны и полны ошибок... Леонардо да Винчи (1452-1519)

6.1 Введение

Задачей настоящей главы является изучение свойств странных частиц, рождающихся в ν_μ СС взаимодействиях. Мы рассмотрим следующие вопросы:

1 *Инвариантная масса и время жизни K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$.*

В § 6.2 приводятся результаты измерения значения инвариантной массы и времени жизни нейтральных странных частиц. Вычисляется разрешение по этим переменным. Сравнение с табличными значениями для этих переменных позволяет сделать вывод о качестве используемых процедур реконструкции и идентификации V^0 вершин.

2 *Интегральные и дифференциальные выходы K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$.*

В § 6.3 приводятся результаты измерения интегральных и дифференциальных (как функции E_ν , W^2 , Q^2) выходов нейтральных странных частиц. Эта информация позволяет понять процессы рождения адронов в нейтринных взаимодействиях. Впервые в нейтринных взаимодействиях выполнено измерение дифференциальных сечений рождения $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов.

3 *Изучение скорректированных распределений частиц K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ для переменных x_F , z_V , P_T^2 .*

Этому вопросу посвящен § 6.4. Распределения переменных x_F , z_V , P_T^2 , описывающих поведение частиц в адронной струе, тесно связаны с динамикой рождения изучаемых частиц. Эксперимент NOMAD позволяет изучить распределения этих переменных в разных областях фрагментации (мишени и тока). Тем самым, у нас имеется уникальная возможность изучить динамику фрагментации кварка и дикварка в нейтральный странный адрон.

4 *Поиск странных резонансов, распадающихся на идентифицированную нейтральную стрannую частицу.* В § 6.5 изучаются следующие барионы из октета и декуплета: Σ^0 , Ξ^- , $\Sigma^{*\pm}$, $\bar{\Sigma}^{*\pm}$, а также мезоны $K^{*\pm}$.

6.2 Инвариантная масса и время жизни V^0

6.2.1 Инвариантная масса

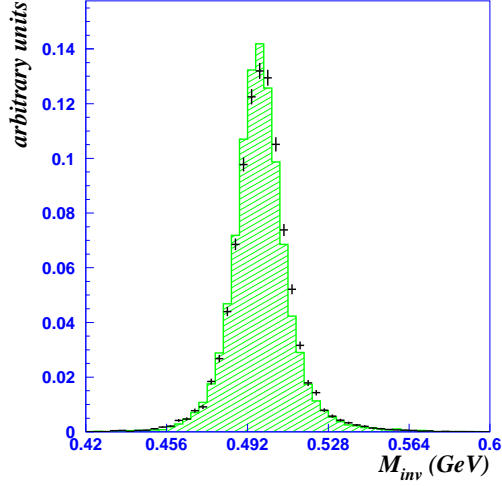


Рис. 6.1: Распределение по инвариантной массе в ν_μ CC событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами.

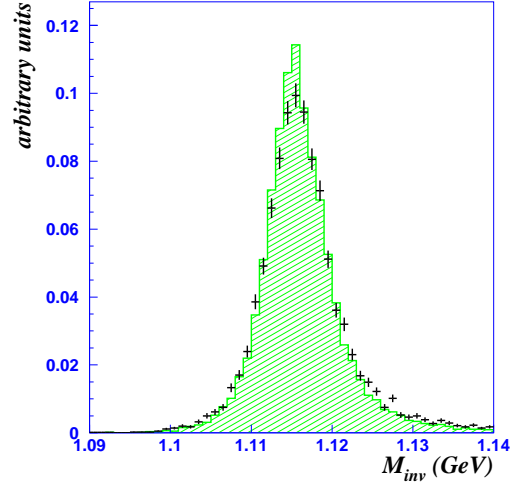


Рис. 6.2: Распределение по инвариантной массе в ν_μ CC событиях с идентифицированными Λ гиперонами.

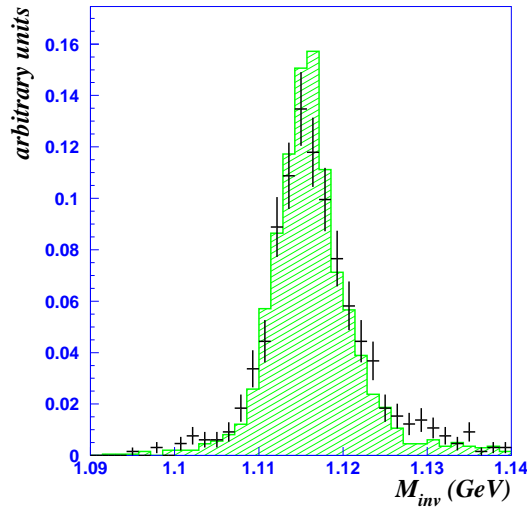


Рис. 6.3: Распределение по инвариантной массе в ν_μ CC событиях с идентифицированными $\bar{\Lambda}$ гиперонами.

Распределения по инвариантной массе (ур. (4.5)) идентифицированных нейтральных странных адронов, распавшихся по V^0 моде приведены на рис. 6.1, 6.2, 6.3 (сравните с аналогичными распределениями до идентификации, приведенными на рис. 4.9, 4.10, 4.11).

Полученные распределения были отфитированы гауссианом вида:

$$A \times \exp(-(m_{inv} - m_0)^2/2\sigma^2),$$

где A , m_0 , σ - фитируемые параметры, соответствующие инвариантной массе и разрешению детектора по этой величине для данного V^0 . Измеренная инвариантная масса и разрешение по этой переменной приведены в таб. 6.1. Наблюдается прекрасное согласие с табличными значениями, приведенными в PDG [3].

Разрешение по инвариантной массе соответствует разрешению детектора по импульсу трека (ур. (3.1)).

Таблица 6.1: Измеренные значения инвариантной массы и разрешение по этой переменной для V^0 в данных и МС.

V^0	Данные		МС	
	Масса (МэВ/ c^2)	Разрешение (МэВ/ c^2)	Масса (МэВ/ c^2)	Разрешение (МэВ/ c^2)
K_s^0	$498 \pm 1.$	9.7 ± 0.1	$497 \pm 1.$	9.9 ± 0.1
Λ^0	1115.5 ± 0.3	3.78 ± 0.07	1115.5 ± 0.2	3.63 ± 0.03
$\bar{\Lambda}^0$	$1116 \pm 1.$	3.1 ± 0.2	$1116 \pm 2.$	3.3 ± 0.1

6.2.2 Время жизни

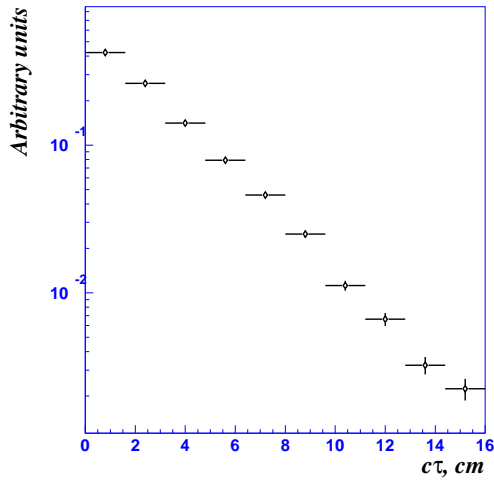


Рис. 6.4: Распределение по переменной ct в ν_μ СС событиях с идентифицированными K_s^0 мезонами.

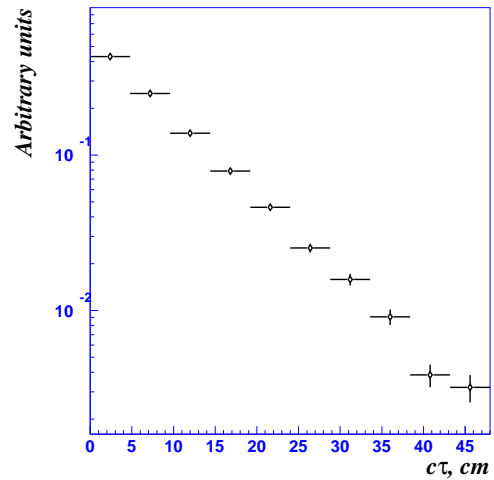


Рис. 6.5: Распределение по переменной ct в ν_μ СС событиях с идентифицированными Λ гиперонами.

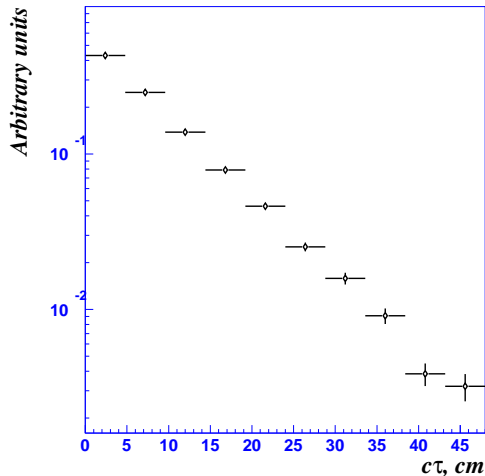


Рис. 6.6: Распределение по переменной ct в ν_μ СС событиях с идентифицированными $\bar{\Lambda}$ гиперонами.

На рис. 6.4, 6.5, 6.6 приведены скорректированные на аксептанс детектора распределения по переменной ct в ν_μ СС событиях с идентифицированными K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ распадами по V^0 моде соответственно. Для частиц, рожденных прямым образом, ct -распределение должно подчиняться экспоненциальному закону, в то время как частицы, являющиеся продуктами распада других долгоживущих состояний, или рожденные в результате вторичного взаимодействия должны описываться более сложным законом. Мы использовали МС, чтобы скорректировать ct -распределения в данных на аксептанс и вычесть вклад вторичных адронов. Полученные таким образом распределения 6.4, 6.5, 6.6 были отфитированы функ-

цией:

$$A_0 e^{-c\tau/c\tau_0},$$

где A_0 и $c\tau_0$ - фитируемые параметры. В таб. 6.2 приведены измеренные значения для переменной $c\tau_0$ для трех V^0 в ν_μ CC взаимодействиях в MC и в данных. Наблюдается разумное согласие измеренного значения времени жизни V^0 частиц со значениями, приведенными в PDG[3]. Лучшее согласие между измеренными значениями $c\tau_0$ и [3] достигается при увеличении вклада вторичных адронов в MC эксперимента NOMAD.

Таблица 6.2: Измеренное значение времени жизни V^0 в ν_μ CC взаимодействиях в MC и в данных.

$c\tau V^0$ (см)	MC	Данные	PDG [3]
K_s^0	2.60 ± 0.01	2.72 ± 0.03	2.676
Λ^0	7.91 ± 0.02	8.07 ± 0.12	7.89
$\bar{\Lambda}^0$	7.82 ± 0.06	7.33 ± 0.33	7.89

6.3 Выходы V^0

Определим выход (множественность) адрона сорта h (с числом адронов N_h) по отношению к числу ν_μ CC взаимодействий ($N_{\nu_\mu CC}$) следующим образом:

$$\mathcal{T}_h = \frac{N_h}{N_{\nu_\mu CC}}. \quad (6.1)$$

Выход \mathcal{T}_h является функцией кинематических переменных. В § 6.3.1 мы рассмотрим усредненные по всем кинематическим переменным выходы, которые мы будем называть *интегральными*. В § 6.3.2 мы рассмотрим *дифференциальные* выходы нейтральных странных частиц в зависимости от E_ν, W^2, Q^2 . Правильная оценка величины \mathcal{T}_h является достаточно тонким вопросом. Дело в том, что адроны в детекторе рождаются как в первичной вершине, так и в результате вторичных взаимодействий частиц, родившихся в первичной вершине, с веществом установки. Выходы вторичных адронов зависят от плотности и атомного состава вещества установки и, таким образом, варьируются от эксперимента к эксперименту. Автору настоящей работы не известно делались ли в предыдущих нейтринных экспериментах попытки изучить и учесть эти эффекты при вычислении выходов частиц. При вычислении поправок для интегральных и дифференциальных выходов нейтральных странных частиц в данных мы использовали MC события только с первичными адронами. Учет вторичных адронов в эксперименте NOMAD приводит к увеличению выходов на 20-30%.

6.3.1 Интегральные выходы

Измеренный выход для каждой частицы V^0 типа определяется следующим образом:

$$\mathcal{T}_{V^0} = \xi \cdot \frac{N_{V^0}}{N_{\nu_\mu CC}}, \quad (6.2)$$

где N_{V^0} число реконструированных и идентифицированных V^0 частиц из числа $N_{\nu_\mu CC}$ реконструированных и идентифицированных ν_μ СС событий. ξ — это поправочный коэффициент, вычисляемый согласно:

$$\xi = \frac{P_{V^0} \times \epsilon_{\nu_\mu CC}}{\epsilon_{V^0} \times Br(V^0 \rightarrow h^+ h^-)},$$

где $\epsilon_{\nu_\mu CC} = (85.30 \pm 0.02)\%$ — эффективность реконструкции и идентификации ν_μ СС событий (см. таб. 4.1) в эффективном объеме, и ϵ_{V^0} - глобальная эффективность реконструкции и идентификации V^0 частиц, которая учитывает вклад от V^0 частиц, родившихся в эффективном объеме NOMAD, но распавшихся за его пределами. P_{V^0} - чистота идентифицированного набора V^0 частиц, и $Br(V^0 \rightarrow h^+ h^-)$ - вероятность распада V^0 частицы на пару заряженных адронов.

Таблица 6.3: Интегральные выходы инклюзивно рожденных K_S^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ в ν_μ СС событиях в данных и МС.

V^0	\mathcal{T}_{V^0} (данные)%	\mathcal{T}_{V^0} (МС)%	\mathcal{T}_{V^0} (МС _{new})%	$\mathcal{T}_{V^0}^{\text{MC}} / \mathcal{T}_{V^0}^{\text{DATA}}$	$\mathcal{T}_{V^0}^{\text{MC}_{\text{new}}} / \mathcal{T}_{V^0}^{\text{DATA}}$
K_S^0	6.76 ± 0.06	9.50 ± 0.02	9.43 ± 0.04	1.40 ± 0.01	1.4 ± 0.01
Λ^0	5.04 ± 0.06	8.10 ± 0.02	6.57 ± 0.04	1.61 ± 0.02	1.30 ± 0.01
$\bar{\Lambda}^0$	0.37 ± 0.02	0.60 ± 0.01	0.58 ± 0.01	1.62 ± 0.03	1.57 ± 0.03

В таб. 6.3 приведены результаты вычислений интегральных выходов для инклюзивно рожденных K_S^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ в ν_μ СС взаимодействиях в МС и в данных. Можно заметить, что программа симуляции, основанная на JETSET [35], завышает реальные выходы нейтральных странных адронов на 40-60% (5 колонка в таб. 6.3). Одним из объяснений такого расхождения мог бы быть выбор параметра подавления рождения странной кварк-антикварковой пары (γ_s), установленный в JETSET7.4 по умолчанию равным 0.3, в то время как существуют экспериментальные указания на то, что значение этого параметра варьируется около 0.21 [94]. Таким образом можно было бы объяснить фактор ~ 1.5 , наблюдаемый в нашем эксперименте. На деле, ситуация оказывается гораздо сложнее. В таб. 6.4 мы приводим числа ν_μ СС событий в данных и МС, в которых,

наблюдается множественное рождение V^0 частиц в 10 специфических каналах. Приведенные числа МС событий перенормированы на число ν_μ СС событий в данных. Как можно понять из сравнения чисел событий в различных каналах в данных с предсказаниями МС, настраивание одного масштабного параметра не может дать правильного описания рождения нейтральных странных частиц.

Таблица 6.4: Числа ν_μ СС событий в данных и МС с множественным рождением V^0 частиц. X означает, что адронная система не содержит идентифицированных K_s^0 , Λ^0 или $\bar{\Lambda}^0$ распадов.

Канал	Число наблюдаемых распадов	
	МС	данные
$\Lambda^0 X$	11761	7829
$K_s^0 X$	19093	14317
$\bar{\Lambda}^0 X$	837	599
$K_s^0 K_s^0 X$	488	287
$\Lambda^0 K_s^0 X$	621	249
$\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0 X$	98	40
$K_s^0 \bar{\Lambda}^0 X$	24	15
$\Lambda^0 \Lambda^0 X$	19	10
$\Lambda^0 K_s^0 K_s^0 X$	7	2
$K_s^0 K_s^0 K_s^0 X$	2	4

Также, мы измерили выходы нейтральных странных адронов в новой версии МС [93], в которой, в частности, параметр γ_s выставлен равным 0.21. В колонках 4, 6 приведены изучаемые выходы и отношение $\mathcal{T}_{V^0}^{MC_{new}}/\mathcal{T}_{V^0}$. Видно, что выход Λ^0 гиперонов уменьшился на $\sim 24\%$, в то время как выходы K_s^0 и $\bar{\Lambda}^0$ практически не изменились. Для правильного описания процессов рождения мезонов и барионов необходимо настраивание гораздо большего числа параметров таких как вероятность фрагментации s кварка в мезон (барион), вероятность мезону (бариону) быть электрически нейтральным, а также параметров, отвечающих различным механизмам рождения мезонов (барионов) в модели LUND [63]. В работе [95] делается попытка определить набор параметров программы JETSET7.4, лучше всего описывающий наши данные.

Таблица 6.5: Сравнение с измерениями предыдущих нейтринных экспериментов, покрывающих область энергий от 45 ГэВ до 150 ГэВ.

Реакция [ссылка]	$\langle E_\nu \rangle$ (ГэВ)	$N_{K_S^0}$	выход K^0 (%)	N_Λ	выход Λ^0 (%)	$N_{\bar{\Lambda}}$	выход $\bar{\Lambda}^0$ (%)
NOMAD			13.52 ± 0.12		5.04 ± 0.06		0.37 ± 0.02
NOMAD*	46	15075	18.22 ± 0.16	8087	6.66 ± 0.08	649	0.45 ± 0.02
ν - Ne [75]	46	2279	16.8 ± 1.2	1843	6.5 ± 0.5	93	0.46 ± 0.08
ν - p [76]	51	831	19.0 ± 0.9	491	5.2 ± 0.3	27	0.34 ± 0.07
ν - Ne [45]	150	502	40.6 ± 4.8	285	12.7 ± 1.4	27	1.5 ± 0.5
ν - p [77]	43	359	17.5 ± 0.9	180	4.5 ± 0.4		
ν - Ne [78]	103	203	23.0 ± 1.7	98	5.7 ± 0.7		
ν - n [52]	62	234	20.8 ± 1.6	157	7.1 ± 0.7		
ν - p [52]	62	154	17.7 ± 1.6	77	4.3 ± 0.6		
ν - p [79]	62		17.4 ± 1.2		4.4 ± 0.5		
ν - n [79]	62		20.5 ± 1.1		6.6 ± 0.7		
ν - p [80]	~ 45	23	15 ± 4				
ν - p [81]	~ 50				7.0 ± 0.8		
ν - n [81]	~ 50				7.0 ± 1.2		

Сравнение с результатами предыдущих измерений проводится в таб. 6.5. В строке NOMAD* приведены измеренные выходы K_S^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ с учетом частиц, рожденных во вторичных взаимодействиях. Выходы $K^0 = K^0 + \bar{K}^0 = K_S^0 + K_L^0$ вычислялись как удвоенные выходы K_S^0 мезонов. Как уже отмечалось, предыдущие эксперименты обладали малой статистикой, тем не менее, измеренные значения выходов странных частиц находятся в разумном согласии с нашими измерениями (NOMAD*) и систематически выше выходов частиц — K_S^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$, рожденных в первичной вершине (NOMAD).

6.3.2 Дифференциальные выходы

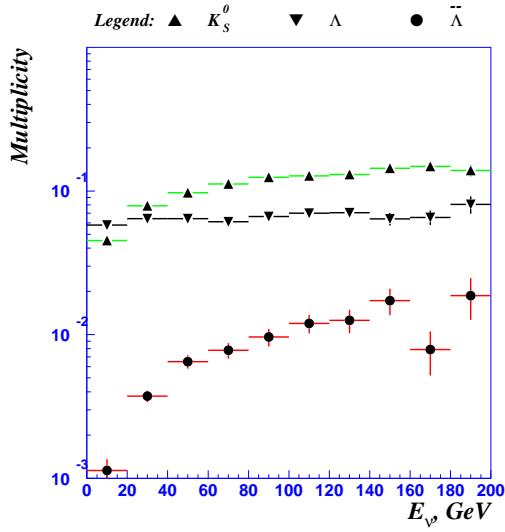


Рис. 6.7: Множественность K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях как функция E_ν .

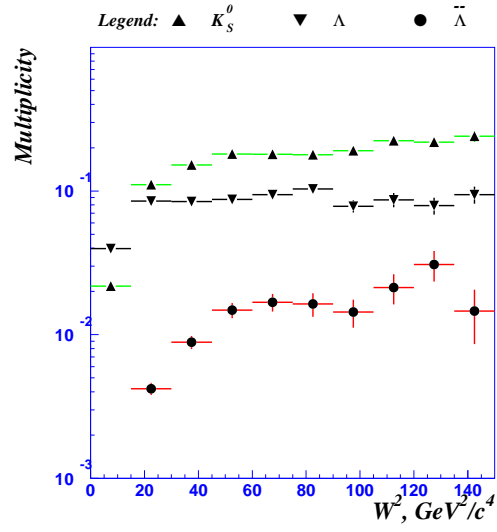


Рис. 6.8: Множественность K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях как функция W^2 .

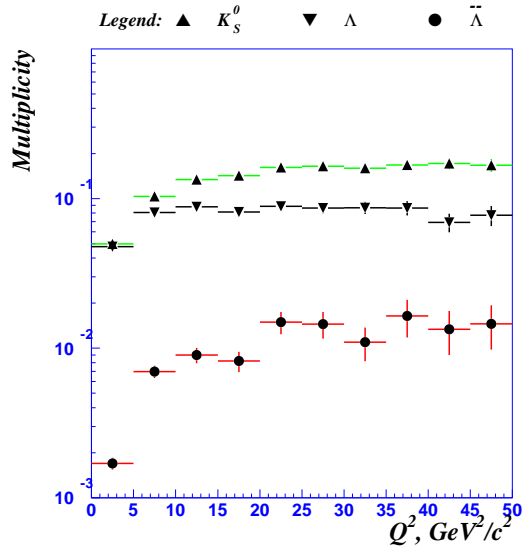


Рис. 6.9: Множественность K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях как функция Q^2 .

Зависимость множественного рождения K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ от кинематических переменных позволяет понять механизмы рождения странных адронов в DIS событиях. На рис. 6.7, 6.8, 6.9 приведены дифференциальные выходы K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС взаимодействиях в данных как функция кинематических переменных E_ν , W^2 , Q^2 .

Наблюдается рост множественного рождения K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ с ростом E_ν , W^2 и, в меньшей степени, Q^2 . При этом, множественность $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов растет наиболее быстрым образом. Это можно объяснить тем, что для создания $\bar{\Lambda}^0$ гиперона требуется образование, по крайней мере, одной барион-антибарионной пары, что подразумевает большие E_ν , W^2 , Q^2 . Интересно заметить порог рождения $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов по квадрату массы адронной системы W^2 , это является прямым следствием закона сохранения барионного числа. После $W^2 > 50 \text{ ГэВ}^2/c^4$ множественность $\bar{\Lambda}^0$ выходит на плато и становится аналогичной множественности K_s^0 , Λ^0 . Множественность K_s^0 заметно растет с ростом переменных E_ν , W^2 , Q^2 , что и должно быть для частицы, рожденной в области фрагментации тока.

Слабее всего рост множественного рождения наблюдается для Λ^0 гиперонов, что легко понять для частицы, рождающейся в области фрагментации мишени. Вклад от области фрагментации тока обеспечивает слабый рост множественности Λ^0 гиперонов как функции E_ν , W^2 .

Относительный рост множественного рождения представлен на рис. 6.10, 6.11, 6.12 для отношений K_s^0/Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ как функция E_ν , W^2 , Q^2 . Из этих рисунков можно сделать вывод об аналогичной функциональной зависимости данных отношений, хотя можно заметить, что отношение множественностей $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ растет самым быстрым образом. На рис. 6.13, 6.14 и рис. 6.15, 6.16 приведена зависимость множественности K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ и отношения множественностей K_s^0/Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ как функции x и y . Множественность рождения K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ уменьшается с увеличением x (см. рис. 6.13), при этом множественность K_s^0 и $\bar{\Lambda}^0$ уменьшается с большей скоростью (см. рис. 6.15). Интересна тильдаобразная зависимость множественности от y (см. рис. 6.14), при этом множественность $\bar{\Lambda}^0$ проявляет максимальную зависимость от этой переменной по сравнению с множественностями K_s^0 , Λ^0 .

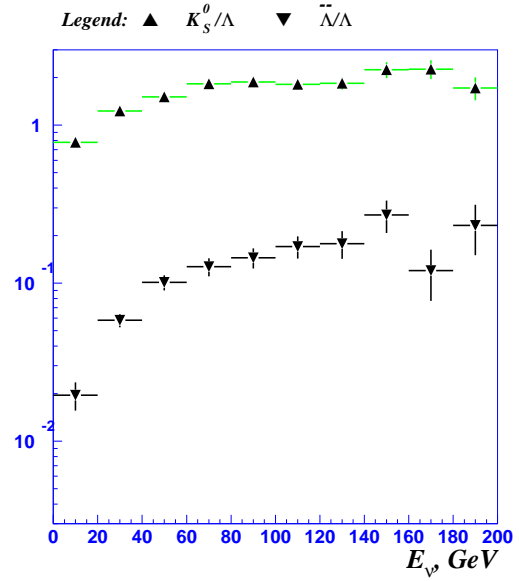


Рис. 6.10: Отношения множественностей K_s^0/Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ в ν_μ СС событиях как функция E_ν .

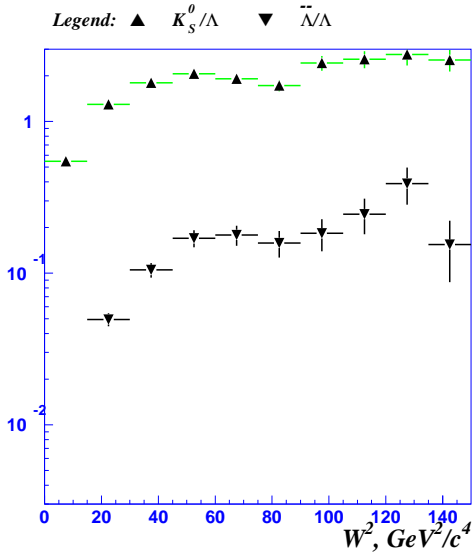


Рис. 6.11: Отношения множественностей K_s^0/Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ в ν_μ СС событиях как функция W^2 .

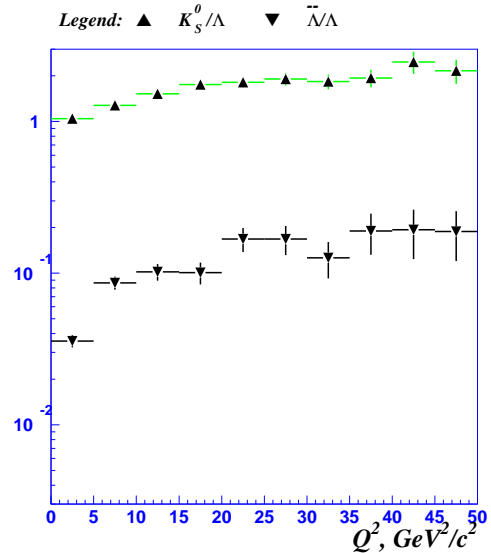


Рис. 6.12: Отношения множественностей K_s^0/Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ в ν_μ СС событиях как функция Q^2 .

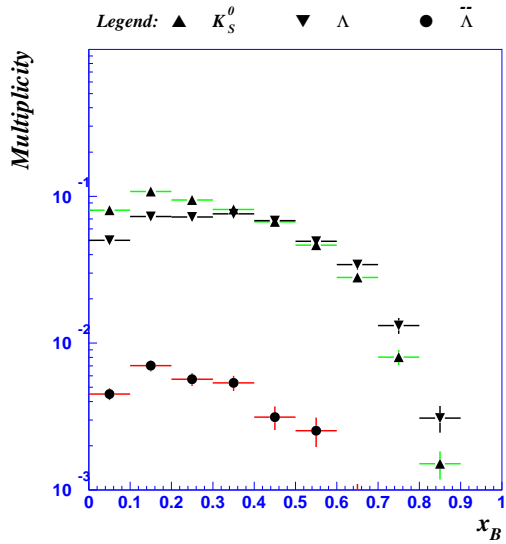


Рис. 6.13: Множественность K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях как функция x .

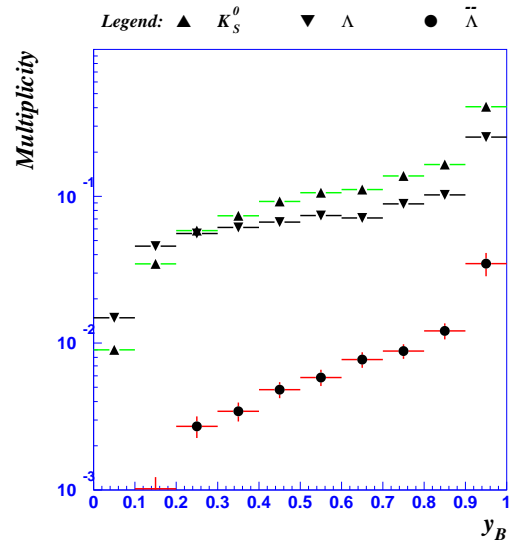


Рис. 6.14: Множественность K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях как функция y .

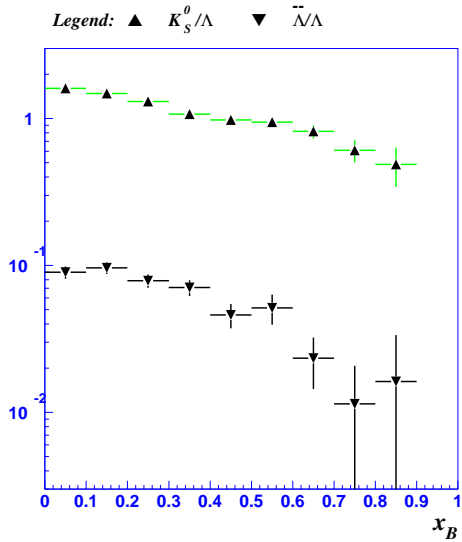


Рис. 6.15: Отношения множественностей K_s^0/Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ в ν_μ СС событиях как функция x .

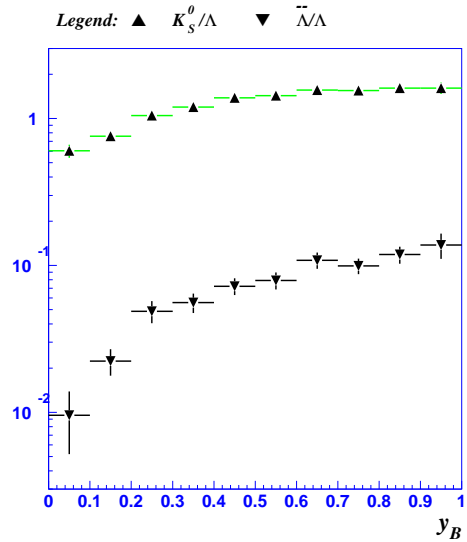


Рис. 6.16: Отношения множественностей K_s^0/Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ в ν_μ СС событиях как функция y .

Нами было также изучены дифференциальные выходы нейтральных странных адронов, рожденных на различных нуклонных мишенях. Существенной разницы в выходах не обнаружено. Заметим, что дифференциальные выходы $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС взаимодействиях получены впервые. Также, рекордная статистика эксперимента NOMAD позволяет детально изучить выходы K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в зависимости от различных кинематических переменных.

В следующем параграфе мы проведем сравнение измеренных дифференциальных выходов K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ с предсказаниями ЛУНД модели, использованной в нашем МС.

6.3.2.1 Сравнение с моделью ЛУНД

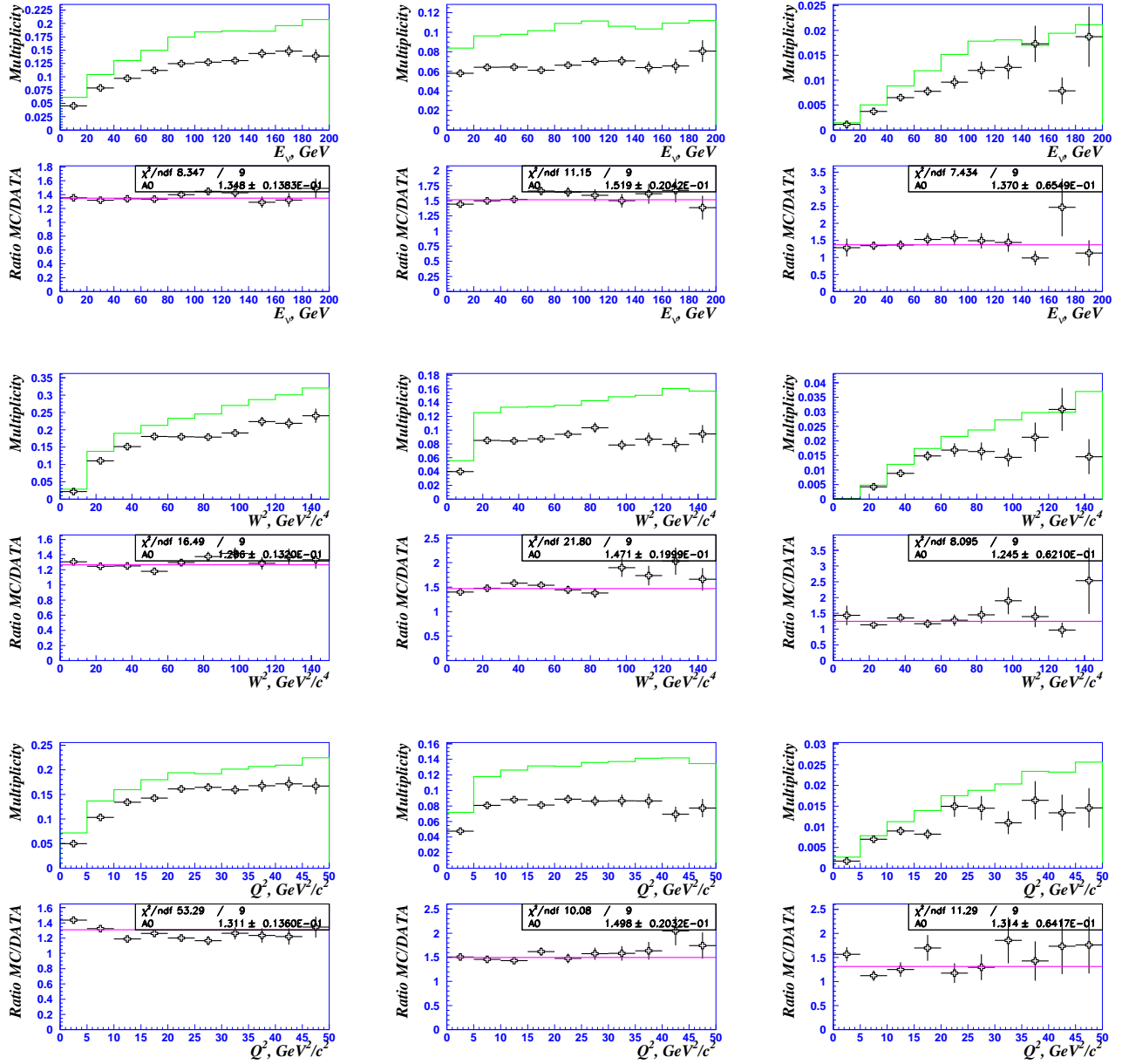


Рис. 6.17: Дифференциальные выходы K_s^0 (левая колонка), Λ^0 (середина), $\bar{\Lambda}^0$ (правая колонка) в ν_μ CC событиях как функция E_ν , W^2 , Q^2 в данных и MC

На рис. 6.17, 6.18 приведены дифференциальные выходы K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях в данных и МС и отношения МС/данные как функция E_ν , W^2 , Q^2 , x , y . Отношения МС/данные, отфитированные прямой линией, позволяют сделать вывод, что модель ЛУНД, в целом, правильно описывает процессы адронизации странных частиц, однако, превышает реальные выходы в данных на 40-60%.

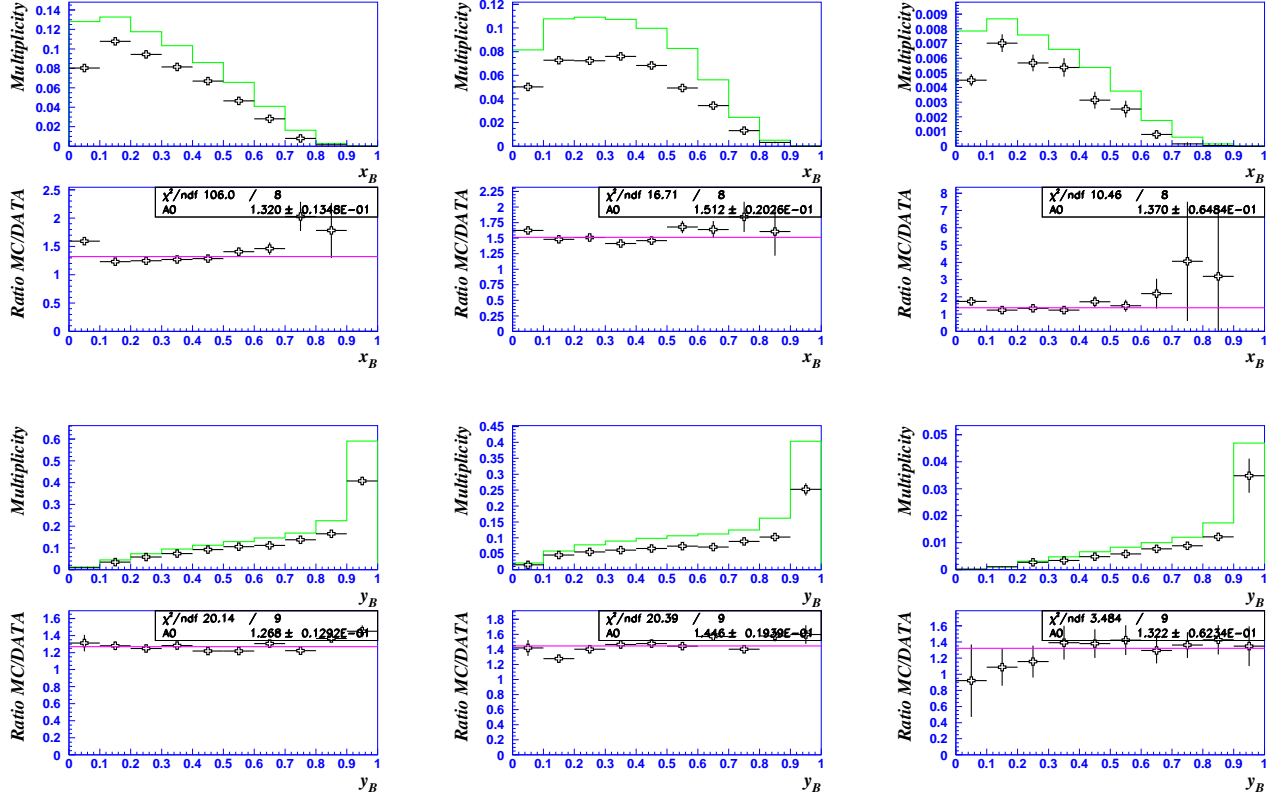


Рис. 6.18: Дифференциальные выходы K_s^0 (левая колонка), Λ^0 (середина), $\bar{\Lambda}^0$ (правая колонка) в ν_μ СС событиях как функция x и y в данных и МС

6.4 Поведение V^0 в адронной струе

Важными переменными, описывающими динамику рождения частиц в общем, и нейтральных странных частиц в частности, являются x_F (х-Фейнмана, см. ур. (2.2)), p_T^2 (квадрат поперечной компоненты импульса к направлению промежуточного W бозона, см. ур. (5.1)) и z_V (доля энергии адронной струи, приходящаяся на V^0). Различные механизмы ответственны за рождение K_s^0 , Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ частиц в νN СС DIS процессах:

- Можно ожидать центральное распределение переменной x_F для K_s^0 мезонов, рожденных прямым образом в процессе $W^+d \rightarrow u$, который требует образования, по крайней мере, двух кварк-антикварковых пар ($d\bar{d}$ и $s\bar{s}$). K_s^0 мезоны, рожденные в области фрагментации тока могут происходить от распадов более тяжелых странных частиц на K_s^0 в конечном состоянии (главным образом, K^{*+} мезон), который

являются продуктом фрагментации выбитого кварка. Также, K_s^0 мезоны, рожденные из фрагментации выбитого морского (анти) кварка в процессах $W^+d \rightarrow c \rightarrow s$ и $W^+\bar{u} \rightarrow \bar{d}$, могут обладать $x_F > 0$.

- Λ^0 гипероны могут рождаться в результате фрагментации ди-кваркового остатка как прямым образом, так и через распады более тяжелых странных барионов в области $x_F < 0$. Также, Λ^0 гипероны могут быть рождены в процессе фрагментации u кварка.
- Рождение $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в рассеянии нейтрино на валентом кварке требует рождения, по крайней мере, трех кварк-антикварковых пар ($u\bar{u}$, \bar{d} and $s\bar{s}$). Можно ожидать, что $\bar{\Lambda}^0$ гипероны, рожденные таким образом, будут населять центральную область в распределении переменной x_F . $\bar{\Lambda}^0$ гипероны могут также рождаться в области фрагментации тока за счет процессов рассеяния на морском антикварке $W^+\bar{u} \rightarrow \bar{d} \rightarrow \bar{\Lambda}^0$.

В следующих параграфах (§§6.4.1, 6.4.2, 6.4.3) мы подробно изучим скорректированные на акцептанс детектора распределения этих переменных в данных, сравним их с предсказаниями МС и с результатами предыдущих экспериментов.

6.4.1 x_F -распределение

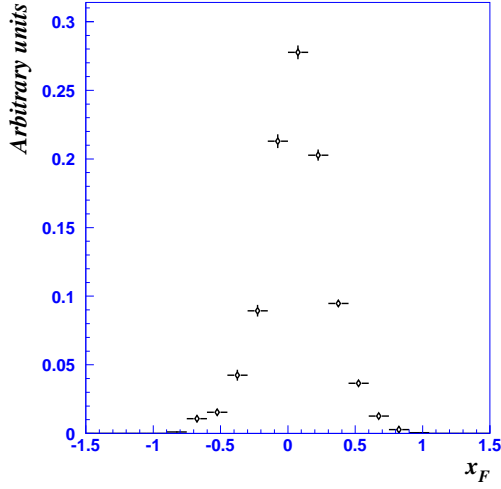


Рис. 6.19: x_F -распределение K_s^0 в ν_μ СС событиях в данных

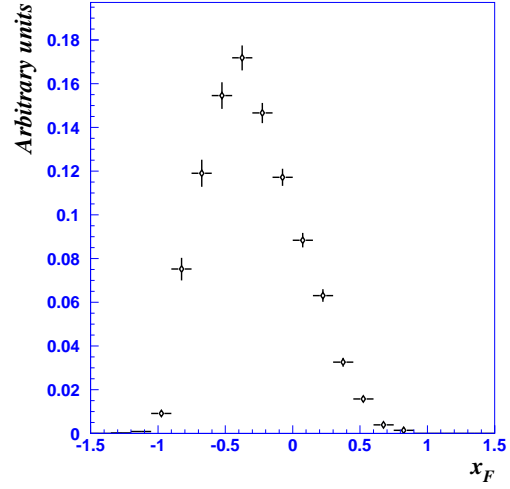


Рис. 6.20: x_F -распределение Λ^0 в ν_μ СС событиях в данных

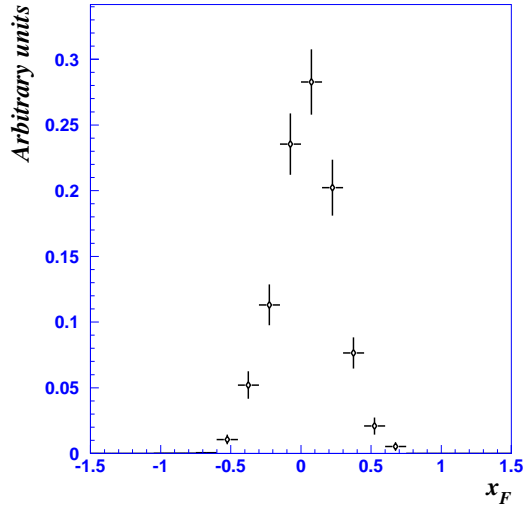


Рис. 6.21: x_F -распределение $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях в данных

Распределение переменной x_F характеризует механизм образования частицы в процессе адронизации выбитого кварка или остаточного дикварка. x_F -распределения K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в данных, поправленные на акцептанс детектора, приведены на рис. 6.19, 6.20, 6.21. Из приведенных распределений можно сделать вывод, что K_s^0 мезоны рождаются в центральной области с небольшим смещением в область фрагментации тока. Λ^0 гипероны рождаются глубоко в области фрагментации мишени, что говорит о дикварковой фрагментации как о доминирующем канале рождения Λ^0 гиперонов. Наконец, $\bar{\Lambda}^0$ гипероны рождаются, также как и K_s^0 мезоны, в центральной области x_F с небольшим смещением в область фрагментации

тока, что естественно ожидать для частицы, состоящей из антикварков.

В таб. 6.6 приведены измеренные в данных и МС параметры: среднее значение ($\langle x_F \rangle$) и параметр асимметрии вылета “вперед-назад”:

$$A = \frac{N_{x_F > 0} - N_{x_F < 0}}{N_{x_F > 0} + N_{x_F < 0}}.$$

Из таб. 6.6 можно заключить, что модель ЛУНД предсказывает несколько больший вклад от области фрагментации мишени, чем это наблюдается в данных.

Таблица 6.6: Параметр асимметрии A и средние значения x_F для K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$

V^0	МС		данные	
	$\langle x_F \rangle$	A	$\langle x_F \rangle$	A
K_s^0	0.055 ± 0.001	0.152 ± 0.002	0.064 ± 0.001	0.256 ± 0.004
Λ^0	-0.296 ± 0.001	-0.649 ± 0.002	-0.295 ± 0.002	-0.589 ± 0.004
$\bar{\Lambda}^0$	0.006 ± 0.002	-0.03 ± 0.01	0.04 ± 0.004	0.18 ± 0.02

6.4.2 p_T^2 -распределение

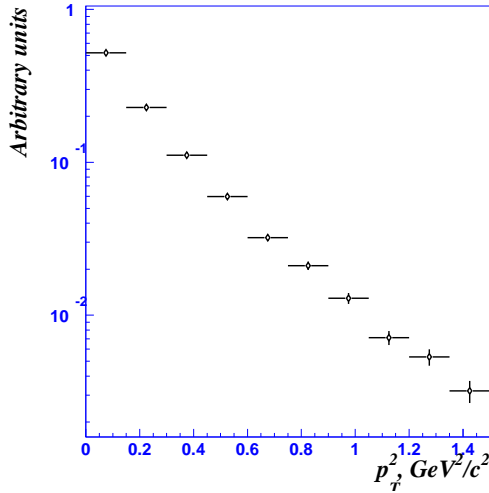


Рис. 6.22: p_T^2 -распределение K_s^0 в ν_μ CC событиях в данных.

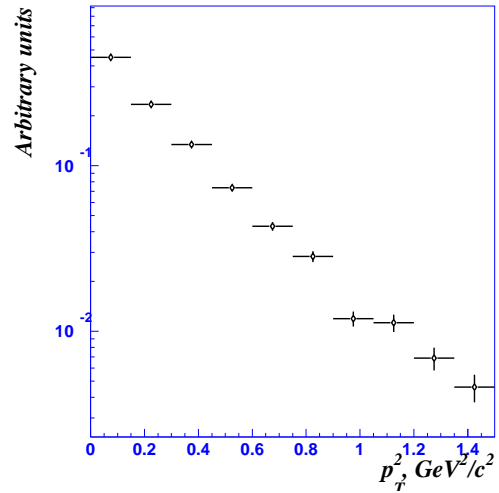


Рис. 6.23: p_T^2 -распределение Λ^0 в ν_μ CC событиях в данных.

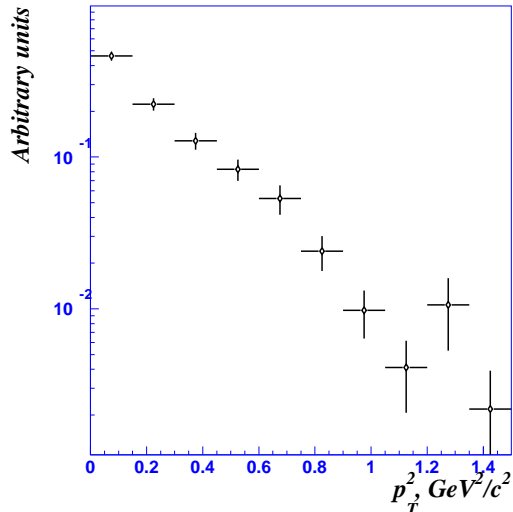


Рис. 6.24: p_T^2 -распределение $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ CC событиях в данных.

Скорректированные p_T^2 -распределения K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в данных приведены на рис. 6.22,6.23,6.24. Наши данные подтверждают, что в области $0 < p_T^2 < 0.5 \text{ ГэВ}^2/c^4$ распределения V^0 описываются экспоненциальным законом, заложенным в модель ЛУНД (см. §А.4.2), с последующим изменением закона распределения. Пертурбативная КХД, при больших значениях p_T^2 , предсказывает степенную зависимость от этой переменной: $\sim 1/P_T^\alpha$, где α оценивается лежащей в пределах от 4 до 8. Распределения 6.22,6.23,6.24 были отфитированы функцией вида $A \times \exp(-B \times p_T^2)$ в области $0 < p_T^2 < 0.5 \text{ ГэВ}^2/c^4$. Мы измерили параметр наклона B в p_T^2 -распределении для K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ отдельно в трех кинематических областях: при лю-

бом x_F , $x_F < 0$ и $x_F > 0$ в МС и в данных. Результаты представлены в таб. 6.7. Из таб. 6.7 можно сделать вывод, что значения параметра B согласуются друг с другом в области фрагментации тока и мишени с возможным исключением для $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов.

Таблица 6.7: Параметр наклона B в p_T^2 -распределении для K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$, измеренный отдельно при любом x_F , $x_F < 0$ и $x_F > 0$ в МС и в данных.

V^0	МС			DATA		
	любой x_F	$x_F < 0$	$x_F > 0$	любой x_F	$x_F < 0$	$x_F > 0$
K_s^0	5.72 ± 0.03	5.61 ± 0.04	5.79 ± 0.03	5.21 ± 0.10	5.40 ± 0.21	5.15 ± 0.11
Λ^0	4.35 ± 0.03	4.30 ± 0.03	4.58 ± 0.06	4.12 ± 0.13	4.18 ± 0.15	4.07 ± 0.27
$\bar{\Lambda}^0$	3.89 ± 0.10	4.10 ± 0.13	3.70 ± 0.14	4.42 ± 0.47	6.59 ± 0.74	3.30 ± 0.64

6.4.3 z_V -распределение

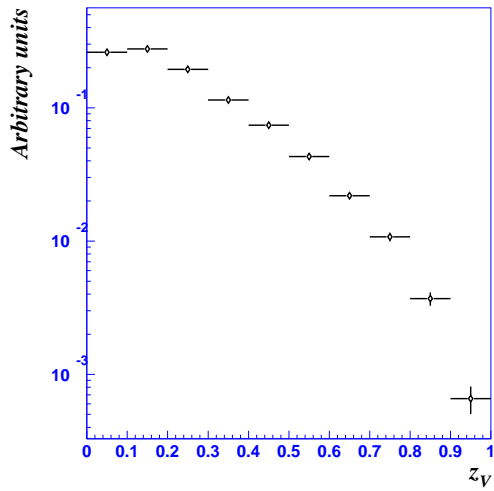


Рис. 6.25: z_V -распределение K_s^0 в ν_μ CC событиях в данных

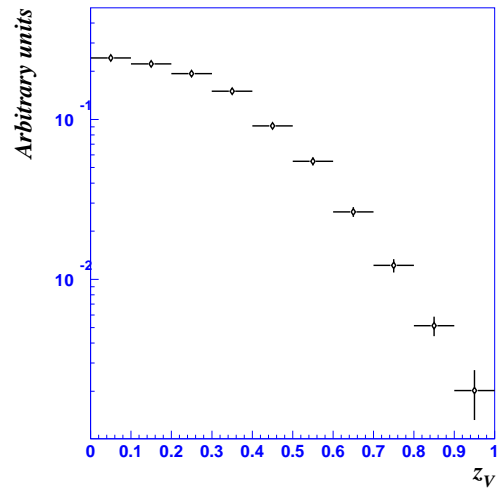


Рис. 6.26: z_V -распределение Λ^0 в ν_μ CC событиях в данных

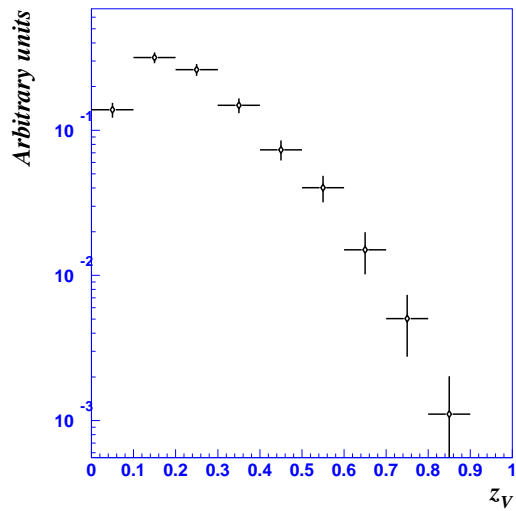


Рис. 6.27: z_V -распределение $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ CC событиях в данных

нематических областях: при любом x_F , $x_F < 0$ и $x_F > 0$ в МС и в данных. Результаты представлены в таб. 6.8.

Скорректированные на акспетанс детектора распределения K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ доли переносимой V^0 энергии адронной струи (z_V) в данных приведены на рис. 6.25, 6.26, 6.27. Наблюдается небольшое уменьшение выхода $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов при малых z_V , что, по видимому, связано с тем, что $\bar{\Lambda}^0$ гипероны рождаются в среднем наиболее энергичными среди прочих V^0 (эффект сохранения барионного числа), и переносят большую долю энергии адронной струи. Обратим внимание, что нескорректированные z_V -распределения ведут себя аналогично для всех V^0 , уменьшаясь при $z_V \rightarrow 0$, что вызвано эффектами реконструкции (см. §§ 6.4, 5.2.5). Мы измерили средние значения доли энергии адронной струи переносимой V^0 отдельно в трех кинематических областях: при любом x_F , $x_F < 0$ и $x_F > 0$ в МС и в данных. Результаты представлены в таб. 6.8.

Таблица 6.8: Средние значения $\langle z_V \rangle$ для K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в МС и данных

V^0	МС			данные		
	любой x_F	$x_F < 0$	$x_F > 0$	любой x_F	$x_F < 0$	$x_F > 0$
K_s^0	0.218 ± 0.001	0.092 ± 0.001	0.312 ± 0.001	0.226 ± 0.001	0.105 ± 0.001	0.299 ± 0.001
Λ^0	0.227 ± 0.001	0.179 ± 0.001	0.462 ± 0.003	0.250 ± 0.002	0.206 ± 0.001	0.434 ± 0.005
$\bar{\Lambda}^0$	0.215 ± 0.003	0.139 ± 0.002	0.296 ± 0.004	0.242 ± 0.005	0.147 ± 0.005	0.308 ± 0.008

6.4.3.1 z_V распределение в области фрагментации мишени

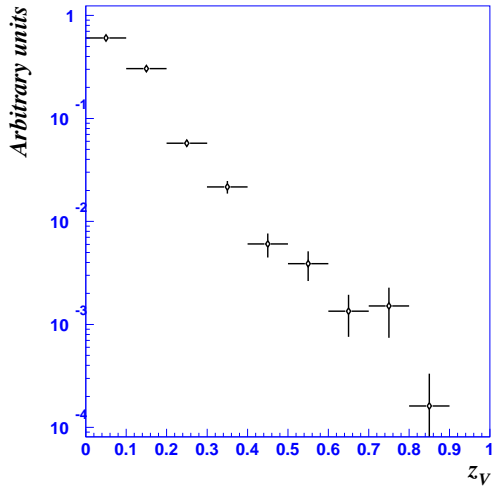


Рис. 6.28: z_V -распределение K_s^0 в ν_μ CC событиях в данных в области фрагментации мишени.

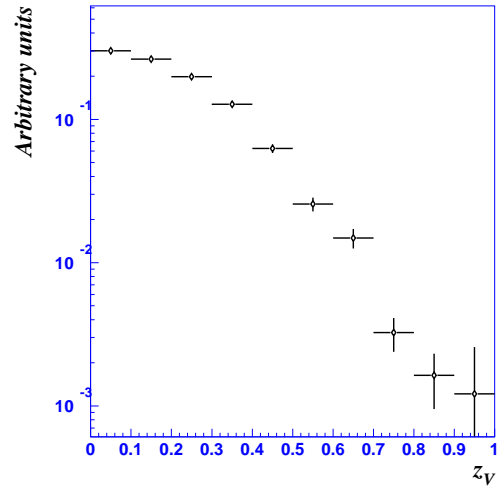


Рис. 6.29: z_V -распределение Λ^0 в ν_μ CC событиях в данных в области фрагментации мишени.

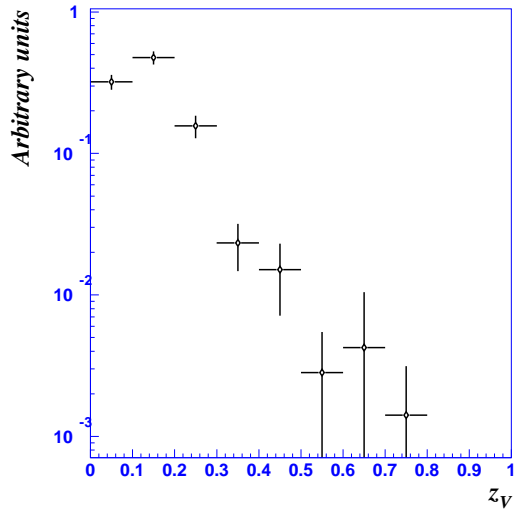


Рис. 6.30: z_V -распределение $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ CC событиях в данных в области фрагментации мишени.

На рис. 6.28, 6.29, 6.30 представлены z распределения K_s^0 , Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$, рожденных в области фрагментации мишени. Можно заметить, что z распределение K_s^0 мезонов не имеет тенденции к уменьшению при $z \rightarrow 0$ и K_s^0 мезоны, рожденные в области фрагментации мишени переносят в среднем малую долю энергии адронной струи. Также, доля энергии адронной струи, переносимая $\bar{\Lambda}^0$ гиперонам заметно меньше в области фрагментации мишени. Уменьшение значения $\langle z \rangle$ для K_s^0 мезонов и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных при $x_F < 0$, говорит в существенной роли фрагментации выбитого (анти) кварка в эти адроны.

6.4.3.2 z_V распределение в области фрагментации тока

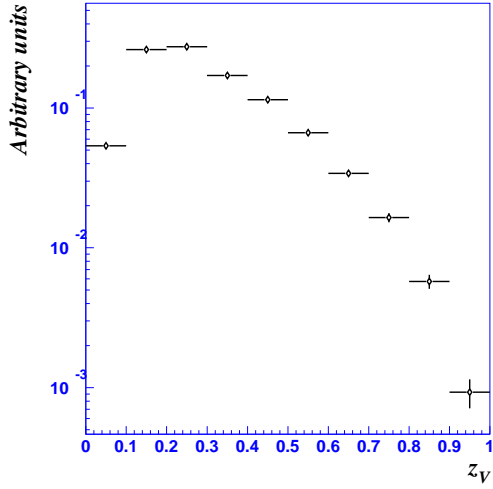


Рис. 6.31: z_V -распределение K_s^0 в ν_μ CC событиях в данных в области фрагментации тока.

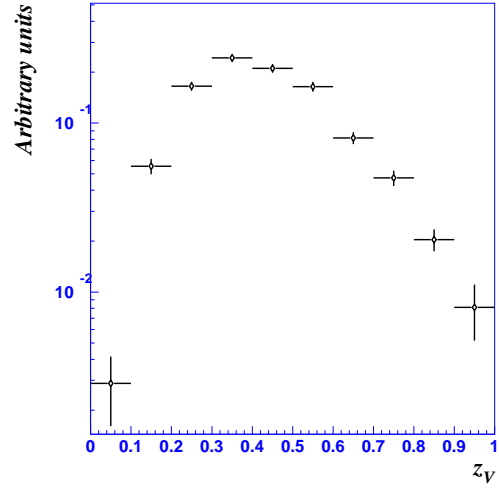


Рис. 6.32: z_V -распределение Λ^0 в ν_μ CC событиях в данных в области фрагментации тока.

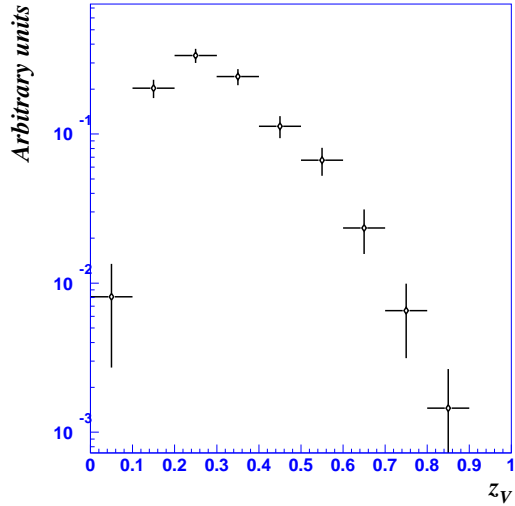


Рис. 6.33: z_V -распределение $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ CC событиях в данных в области фрагментации тока.

функции фрагментации $D_u^\Lambda(z_V)$. z_V распределение $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов чувствительно к функции фрагментации $D_{\bar{d}}^{\bar{\Lambda}}(z_V)$ с возможным вкладом от $D_u^{\bar{\Lambda}}(z_V)$.

На рис. 6.31, 6.32, 6.33 представлены z_V распределения K_s^0 , Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$, рожденных в области фрагментации тока. Эта кинематическая область особенно интересна возможностью фрагментации u или \bar{d} кварка в Λ^0 или $\bar{\Lambda}^0$ гиперон. Таким образом, измеряя z_V распределение этих частиц при $x_F > 0$, можно получить информацию о функциях фрагментации $D_u^\Lambda(z_V)$ и $D_{\bar{d}}^{\bar{\Lambda}}(z_V)$. Как легко видеть из рис. 6.32, z_V распределение Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагментации тока, существенно отличается от распределения в области фрагментации мишени (см. рис. 6.29), что свидетельствует в пользу другого механизма рождения Λ^0 — через фрагментацию кварка. Фактически, z_V распределение Λ^0 при $x_F > 0$ пропорционально

6.5 Странные резонансы и распады тяжелых странных адронов

Изучение выходов странных резонансов и тяжелых странных адронов представляет собой чрезвычайно важную задачу, по крайней мере, по двум причинам:

- настраивание параметров в модели ЛУНД, отвечающих за относительные выходы странных частиц необходимо для корректного МС.
- теоретическая интерпретация результатов поляризационных измерений существенным образом зависит от относительных выходов странных адронов, поскольку, как было показано в § 2.2, поляризация $\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0$ гиперонов, являющихся продуктом распада более тяжелых странных адронов, зависит от возможной поляризации родительской частицы.

Кроме того, измерение выходов резонансов интересно по той причине, что некоторые частицы либо не наблюдались вовсе, либо они были зарегистрированы в небольшом количестве, что не позволяет изучить их свойства. Речь идет, в первую очередь, о барионах из октета и декуплета:

$$\Sigma^0, \Xi \left(\frac{1}{2}^+\right), \Sigma^*, \Xi^* \left(\frac{3}{2}^+\right),$$

(плюс их античастицы), а также о

$$K^*(1^-).$$

Информацию об этих адронах можно извлечь из данных, используя каналы их распада с образованием идентифицированных V^0 вершин ($K_s^0, \Lambda^0, \bar{\Lambda}^0$).

Мы исследуем выходы странных резонансов в зависимости от типа нуклона мишени, и от области фрагментации нейтральной странной частицы.

6.5.1 Процедура измерения выходов странных резонансов

Относительные выходы нейтральных странных частиц, являющихся продуктом распада странных адронов, можно найти используя распределения по инвариантной массе комбинации V^0 и соответствующего трека (M_{res}). Для построения M_{res} мы составляем всевозможные комбинации импульса нейтральной странной частицы с импульсами заряженных треков (подходящего знака), выходящих из первичной вершины, кроме треков мюонов и электронов. Для поиска Σ^0 распада были также составлены $\Lambda^0 \gamma$ комбинации, где фотоны были идентифицированы как γ конверсии в основном объеме детектора. Чистота набора таких фотонов $\sim 97\%$. Полученные таким образом гistogramмы фитируются теоретической функцией, описывающей комбинаторный фон и сигнал. Комбинаторный фон может быть описан любой функцией вида:

$$BG = P_n(M_{res} - M_{min}) \cdot Tail(M_{res}), \quad (6.3)$$

где $P_n(M_{res} - M_{min})$ полином n порядка, обращающийся в ноль при $M_{res} = M_{min}$ (M_{min} - пороговая масса распределения: $M_{min} = M_{V^0} + m_\pi$), и $Tail(M_{res})$ - любая функция, стремящаяся к нулю при $M_{res} \rightarrow \infty$ быстрее соответствующего роста полинома P_n .

Параметризация фона была выбрана в следующей простой форме:

$$BG = a_1 \Delta^{a_2} e^{-(a_3 \Delta + a_4 \Delta^2)}, \quad (6.4)$$

где $\Delta = M_{res} - M_{min}$.

Функция Брейта-Вигнера была использована для описания резонанса:

$$BW(M_{res}) = \frac{\Gamma_0}{(M_{res}^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma_0^2} \frac{M_0}{q_0}, \quad (6.5)$$

где M_0 - масса резонансной частицы, Γ_0 - ее ширина, q_0 - импульс продуктов распада в системе покоя резонанса.

Наконец, полученные распределения были отфитированы функцией:

$$\frac{dN}{dm} = (1 + a_5 BW(M_{res})) BG(\Delta), \quad (6.6)$$

для всех комбинаций, за исключением ($\Lambda \pi^-$), где ожидается два пика в спектре инвариантной массы из-за $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda \pi^-$ и $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ распадов. В этом случае гистограмма фитировалась функцией:

$$\frac{dN}{dm} = (1 + a_5 BW_{\Sigma^{*-}}(M_{res}) + a_6 BW_{\Xi^-}(M_{res})) BG(\Delta), \quad (6.7)$$

где в качестве ширины Γ_0 в функции Брейта-Вигнера, соответствующей Ξ^- распаду, использовалось реконструированное разрешение по инвариантной массе. $a_1 \dots a_6$ - фитируемые параметры.

6.5.2 Вычисление числа событий и соответствующих ошибок

Первый метод

После фита гистограммы, можно оценить число событий, соответствующее изучаемому резонансу, согласно:

$$N_s = 1/h \cdot \int_{m_1}^{m_2} a_5 BW(m) BG(m - M_{min}) dm, \quad (6.8)$$

где h - шаг фитируемой гистограммы, а m_1, m_2 - ее (левая, правая) границы. Аналогично, число фоновых событий можно вычислить согласно:

$$N_b = 1/h \cdot \int_{m_1}^{m_2} BG(m - M_{min}) dm. \quad (6.9)$$

Наконец, полное число событий дается как:

$$N_0 = 1/h \cdot \int_{m_1}^{m_2} (1 + a_5 BW(m)) BG(m - M_{min}) dm, \quad (6.10)$$

Полезной проверкой на самосогласованность являются очевидные равенства¹:

$$N_0 = \text{число событий в гистограмме} = N_s + N_b.$$

Поскольку описанная выше процедура не является прямым измерением числа событий, то ошибки Δa_i приводят к следующей оценке ошибки на число событий ΔN_s (пренебрегая возможными корреляциями параметров фита):

$$\sigma^2 = \sum_i \left(\frac{\partial}{\partial a_i} \int_a^b dm \frac{dN(m|\mathbf{a})}{dm} \right)^2 (\Delta a_i)^2, \quad (6.11)$$

¹типичным примером является то, что эти равенства все-таки не удовлетворяются, невязка, тем не менее, не превышает 1-2 события. Это - следствие того обстоятельства, что стандартная χ^2 -минимизация не сохраняет инвариантной площадь под фитируемой функцией.

где $\frac{dN}{dm}$ - фитирующая функция в ур. (6.6), или в ур. (6.7), которая зависит от вектора параметров $\mathbf{a} = (a_1, \dots, a_6)$.

Второй метод

Нами был использован еще один метод вычисления числа событий сигнала с ошибкой, который автоматически учитывает корреляции искомых параметров. Распределения инвариантных масс фитировалось функцией вида:

$$\frac{dN}{dm} = BG(\Delta) + a'_5 BW'(M_{res}), \quad (6.12)$$

где функция Брейта-Вигнера была нормирована на единичную площадь. Аналогично,

$$\frac{dN}{dm} = BG + a'_5 BW'_{\Sigma^*-}(M_{res}) + a'_6 BW'_{\Xi^-}(M_{res}) \quad (6.13)$$

Фит функциями (6.12), (6.13), выполненный процедурами HESSE и MINOS пакета MINUIT [91], дает число событий сигнала с ошибкой на параметр $a'_5(a'_6)$. При этом в ошибке учитываются возможные корреляции фитируемых параметров.

Результаты, полученные обоими методами, оказываются очень близкими друг к другу. Ниже мы приводим результаты, полученные вторым методом.

Зависимость от типа нуклона мишени

В эксперименте NOMAD можно изучать взаимодействие нейтрино на протонах и на нейтронах, накладывая условия на сумму электрических зарядов (Q_{tot}) всех треков, выходящих из первичной вершины. Мы выбираем νp события, требуя, чтобы $Q_{tot} \geq 1$. Согласно нашему МС, доля настоящих νp взаимодействий равна 76%. νn события выбираются требуя $Q_{tot} \leq 0$. При этом, согласно нашему МС, доля настоящих νn взаимодействий равна 85%.

Область фрагментации

Поскольку различные механизмы ответственны за рождение адронов в областях фрагментации мишени и тока, важно изучить выходы резонансов отдельно в каждой из этих областей. Также, такой анализ очень важен для правильной теоретической интерпретации измерений поляризации $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ гиперонов (см. § 2.2).

В последующих параграфах мы будем сравнивать измеренные числа резонансов в данных с предсказаниями МС, обозначаемыми “МС(pred.)”, а также с измеренными числами событий в МС, используя нашу процедуру, обозначаемыми “МС(meas.)”. Для удобства сравнения количество резонансов в МС перенормировано на числа ν_μ СС событий в данных.

6.5.3 $K^{*\pm}$ резонансы

Отфитированные распределения инвариантной массы для ($K_s^0 \pi^\pm$) комбинаций приведены на рис. 6.34 для МС и данных. Для массы и ширины $K^{*\pm}$ мы использовали значения 891.66 МэВ и 50.8 МэВ соответственно. Параметр q_0 равен 291 МэВ [3]. Детальная информация о выходах $K^{*\pm}$ и об отношении $K^{*\pm}/K_s^0$ приведена в таб. 6.9, 6.10. Видно, что K^{*+} ($u\bar{s}$) рождается чаще в области фрагментации тока, что связано с тем, что процесс $W^+d \rightarrow u \rightarrow K^{*+}$ более вероятен в нейтринном рассеянии на нуклоне. Также понятно, почему K^{*+} рождается в среднем чаще, чем K^{*-} ($\bar{u}s$), для рождения которого нужно, чтобы образовалась дополнительная пара $\bar{u}u$. Из таб. 6.10 можно заключить, что выходы K^{*-} почти не зависят от x_F .

Кроме этого, очевидно существенное разногласие в относительных выходах $K^{*\pm}$ в МС и данных:

- МС/данные ~ 2 для отношения K^{*+}/K_s^0 ,
- МС/данные ~ 1.5 для отношения K^{*-}/K_s^0 .

Таблица 6.9: $K^{*+} \rightarrow K_s^0 \pi^+$.

$N(K^{*+})$	полный набор	область фрагментации K_s^0		тип нуклона	
		$x_F < 0$	$x_F > 0$	νp	νn
данные	2036 ± 121	315 ± 56	1731 ± 108	1006 ± 87	1032 ± 84
МС(meas.)	5407 ± 105	731 ± 47	4778 ± 93	1978 ± 67	3542 ± 80
МС(pred.)	5997	893	5104	2222	3775
K^{*+}/K_s^0					
данные	$(13.5 \pm 0.8)\%$	$(9.7 \pm 1.7)\%$	$(14.6 \pm 0.9)\%$	$(15.7 \pm 1.4)\%$	$(11.9 \pm 1.0)\%$
МС	$(27.3 \pm 0.5)\%$	$(14.5 \pm 0.9)\%$	$(31.6 \pm 0.6)\%$	$(29.0 \pm 1.0)\%$	$(26.5 \pm 0.6)\%$

Таблица 6.10: $K^{*-} \rightarrow K_s^0 \pi^-$.

$N(K^{*-})$	полный набор	область фрагментации K_s^0		тип нуклона	
		$x_F < 0$	$x_F > 0$	νp	νn
данные	1146 ± 89	288 ± 44	865 ± 78	377 ± 52	775 ± 73
МС(meas.)	2321 ± 74	644 ± 38	1676 ± 64	734 ± 39	1587 ± 63
МС(pred.)	2484	729	1756	739	1745
K^{*-}/K_s^0					
данные	$(7.6 \pm 0.6)\%$	$(8.9 \pm 1.3)\%$	$(7.3 \pm 0.7)\%$	$(5.9 \pm 0.8)\%$	$(8.9 \pm 0.8)\%$
МС	$(11.5 \pm 0.4)\%$	$(12.7 \pm 0.8)\%$	$(11.1 \pm 0.4)\%$	$(10.8 \pm 0.6)\%$	$(11.9 \pm 0.5)\%$

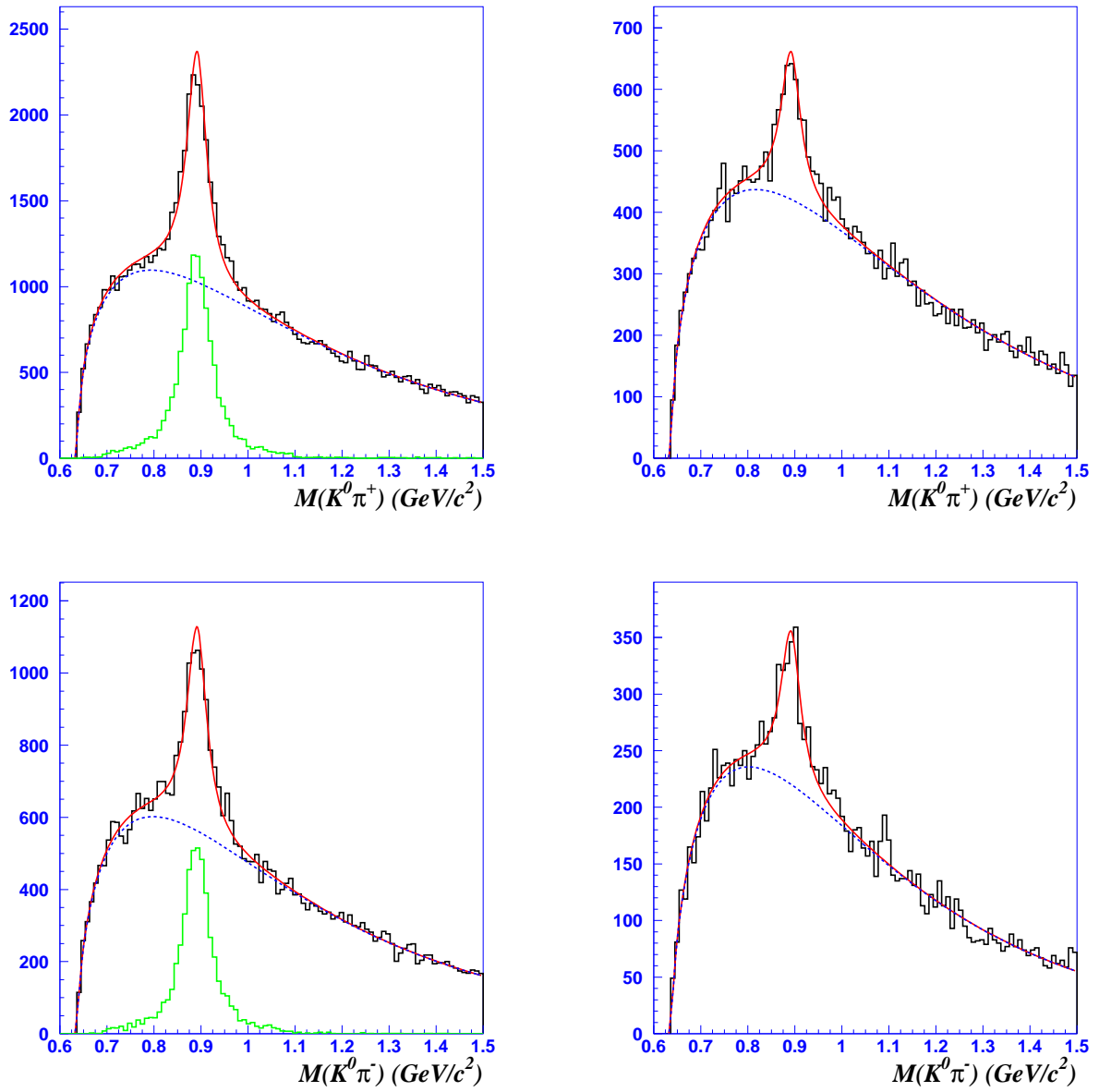


Рис. 6.34: Распределения по инвариантной массе для $K_s^0 \pi^+$ (верхние рис.) и $K_s^0 \pi^-$ (нижние рис.) для ν_μ СС МС (левые рис.) и в данных (правые рис.)

6.5.4 $\Sigma^{*\pm}$ резонансы

На рис. 6.35 приведены отфитированные распределения инвариантной массы ($\Lambda \pi^\pm$) комбинаций в МС и данных. Для массы и ширины $\Sigma^{*\pm}$ мы использовали значения из [3]: $m(\Sigma^{*+})=1382.8$ МэВ, $\Gamma(\Sigma^{*+})=35.8$ МэВ, $m(\Sigma^{*-})=1387.2$ МэВ, $\Gamma(\Sigma^{*-})=39.4$ МэВ. Значение параметра q_0 равно 208 МэВ.

Детальная информация о выходах $\Sigma^{*\pm}$ и об отношениях $\Sigma^{*\pm}/\Lambda$ приведена в таб. 6.11 и 6.12. Знание выходов $\Sigma^{*\pm}$ гиперонов (особенно Σ^{*+}) чрезвычайно важно для корректного теоретического предсказания поляризации Λ^0 гиперона (см. §2.2). Таб. 6.11 и 6.12 демонстрируют очевидное разногласие между предсказываемыми ЛУНД моделью и наблюдаемыми в данных выходами $\Sigma^{*\pm}$ резонансов. Например, отношение Σ^{*-}/Λ завышено в ~ 1.7 раза, Σ^{*+}/Λ завышено в МС более чем в 3 раза! Этот эффект обязательно должен быть принят во внимание в любом теоретическом описании поляризации Λ^0 гиперонов.

Таблица 6.11: $\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda\pi^+$.

$N(\Sigma^{*+})$	полный набор	область фрагментации Λ		тип нуклона	
		$x_F < 0$	$x_F > 0$	νp	νn
данные	416 ± 80	358 ± 65	63 ± 47	297 ± 61	120 ± 51
МС(meas.)	2085 ± 68	1438 ± 57	654 ± 37	1330 ± 49	759 ± 47
МС(pred.)	1796	1263	533	1158	638
Σ^{*+}/Λ					
данные	$(5.2 \pm 1.0)\%$	$(6.4 \pm 1.2)\%$	$(2.5 \pm 1.9)\%$	$(8.6 \pm 1.8)\%$	$(2.6 \pm 1.1)\%$
МС	$(17.0 \pm 0.6)\%$	$(15.9 \pm 0.6)\%$	$(20.6 \pm 1.2)\%$	$(32.6 \pm 1.2)\%$	$(9.3 \pm 0.6)\%$

Таблица 6.12: $\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda\pi^-$.

$N(\Sigma^{*-})$	полный набор	область фрагментации Λ		тип нуклона	
		$x_F < 0$	$x_F > 0$	νp	νn
данные	206 ± 63	121 ± 51	93 ± 37	100 ± 35	111 ± 52
МС(meas.)	555 ± 49	413 ± 42	146 ± 25	18 ± 22	532 ± 43
МС(pred.)	492	365	127	33	459
Σ^{*-}/Λ					
данные	$(2.6 \pm 0.8)\%$	$(2.2 \pm 0.9)\%$	$(3.7 \pm 1.5)\%$	$(2.9 \pm 1.0)\%$	$(2.4 \pm 1.1)\%$
МС	$(4.5 \pm 0.4)\%$	$(4.6 \pm 0.5)\%$	$(4.6 \pm 0.8)\%$	$(0.4 \pm 0.5)\%$	$(6.5 \pm 0.5)\%$

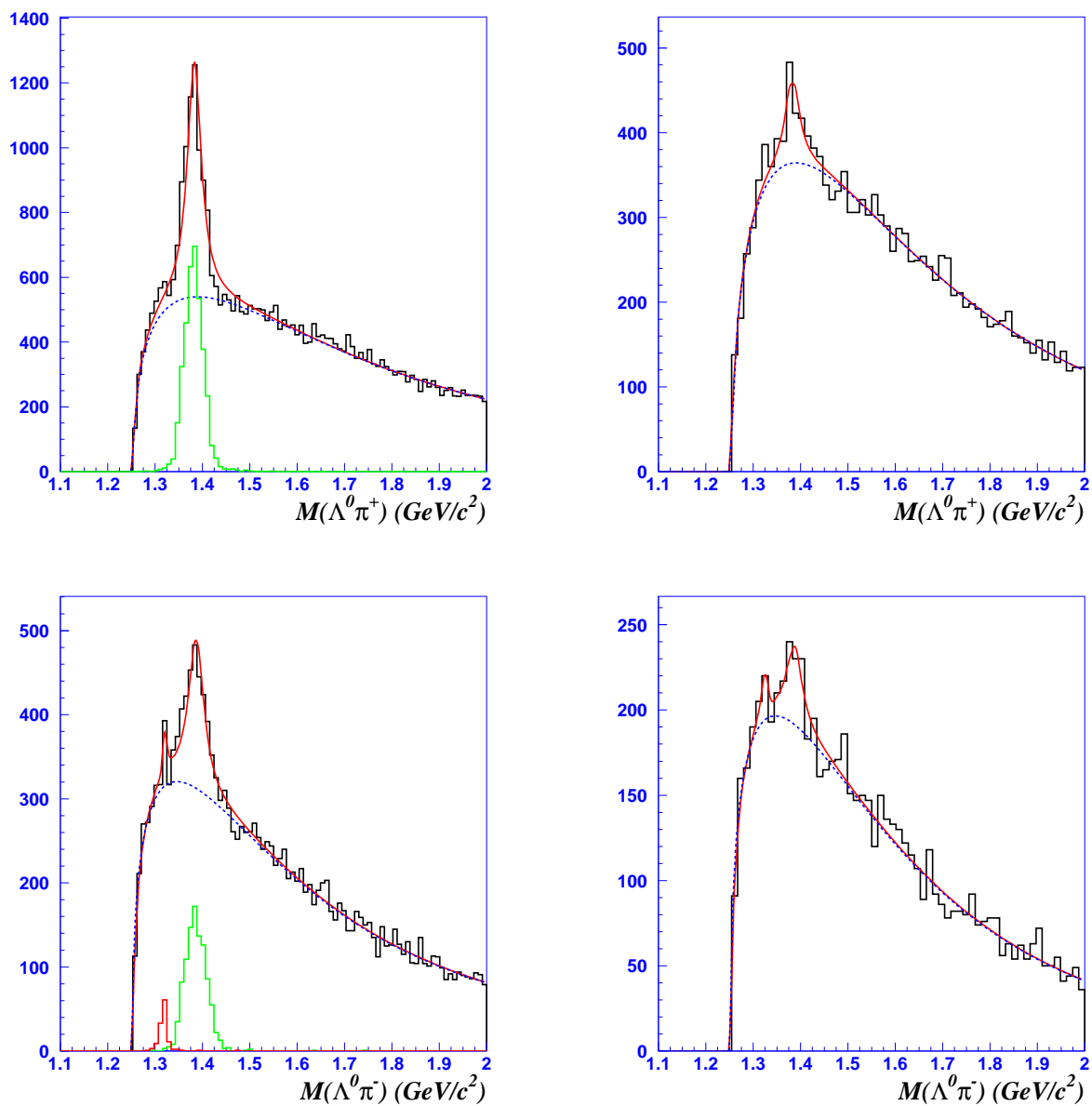


Рис. 6.35: Распределения по инвариантной массе для $\Lambda^0\pi^+$ (верхние рис.) и $\Lambda^0\pi^-$ (нижние рис.) в МС (левые рис.) и в данных (правые рис.)

6.5.5 Ξ^- распад

На рис. 6.35 (нижние рис.) хорошо виден сигнал от $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ распада. Для массы Ξ^- мы использовали значение 1321.32 МэВ [3], для ширины было использовано значение 10 МэВ, соответствующее экспериментальному разрешению для массы Ξ^- . Значение параметра q_0 равно 139 МэВ.

Ξ^- содержит два s кварка, поэтому неудивительно, что их выходы крайне малы. Насколько известно автору настоящей работы, до сих пор в нейтринных взаимодействиях было зарегистрировано только 4 Ξ^- события [75]. Наше измерение предлагает статистику Ξ^- более чем на порядок превышающую предыдущие результаты. Детальная информация о выходах Ξ^- и об отношении Ξ^-/Λ содержится в таб. 6.13. Из таб. 6.13 можно сделать вывод о разумном согласии выходов Ξ^- в МС и данных при большой статистической неопределенности.

Таблица 6.13: $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$.

$N(\Xi^-)$	полный набор	область фрагментации Λ		тип нуклона	
		$x_F < 0$	$x_F > 0$	νp	νn
данные	42 ± 30	21 ± 24	18 ± 17	54 ± 18	-11 ± 24
МС(meas.)	44 ± 18	33 ± 16	13 ± 9	9 ± 8	36 ± 16
МС(pred.)	61	48	16	14	47
Ξ^-/Λ					
данные	$(0.5 \pm 0.4)\%$	$(0.4 \pm 0.4)\%$	$(0.7 \pm 0.7)\%$	$(1.6 \pm 0.5)\%$	$(-0.2 \pm 0.5)\%$
МС	$(0.4 \pm 0.2)\%$	$(0.4 \pm 0.2)\%$	$(0.4 \pm 0.3)\%$	$(0.2 \pm 0.2)\%$	$(0.4 \pm 0.2)\%$

6.5.6 $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ распад

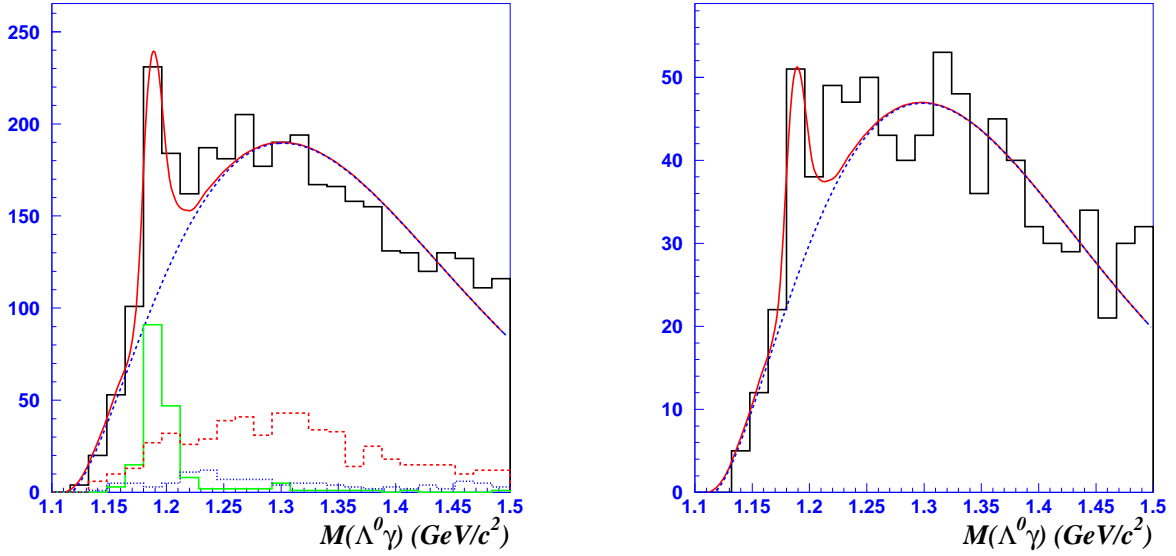


Рис. 6.36: Распределения по инвариантной массе для $\Lambda\gamma$ в МС (левые рис.) и в данных (правые рис.). На МС рисунке показан ожидаемый пик от сигнала, а также распределения по инвариантной массе $\Lambda\gamma$ для частиц, происходящих из распадов $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ и $\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda\pi^0$.

На рис. 6.36 приведены распределения по инвариантной массе для комбинаций $\Lambda\gamma$ в МС и в данных. Соответствующие фотоны были реконструированы как конверсии $\gamma \rightarrow e^+e^-$ в дрейфовых камерах и идентифицированы нашей процедурой V^0 идентификации. Чтобы проиллюстрировать качество идентификации фотонов мы приводим инвариантную массу ($\gamma\gamma$) в МС и в данных на рис. 6.37. Ясно виден пик от распада π^0 .

Подробная информация об измеренном числе событий Σ^0 и об отношении Σ^0/Λ приведена в таб. 6.14. Для массы Σ^0 мы взяли значение из [3]: $m(\Sigma^0)=1192.6$ МэВ, для ширины использовалось значение экспериментального разрешения для массы Σ^0 (9 МэВ). Значение параметра q_0 равно 74 МэВ. Пик от Σ^0 фитировался функцией Гаусса.

Таблица 6.14: $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$.

$N(\Sigma^0)$	полный набор	область фрагментации Λ		тип нуклона	
		$x_F < 0$	$x_F > 0$	νp	νn
данные	29 ± 10	17 ± 9	16 ± 7	16 ± 7	13 ± 7
МС(meas.)	82 ± 12	51 ± 9	37 ± 8	19 ± 7	62 ± 10
МС(pred.)	80	58	22	22	58
Σ^0/Λ					
DATA	$(0.4 \pm 0.1)\%$	$(0.3 \pm 0.2)\%$	$(0.7 \pm 0.3)\%$	$(0.5 \pm 0.2)\%$	$(0.3 \pm 0.2)\%$
МС	$(0.7 \pm 0.1)\%$	$(0.6 \pm 0.1)\%$	$(1.2 \pm 0.3)\%$	$(0.5 \pm 0.2)\%$	$(0.8 \pm 0.1)\%$

Изучение распадов с π^0 в конечном состоянии (таких как K^{*0} , Ξ^0 и Σ^{*0}), где фотоны реконструированы как γ конверсии в дрейфовых камерах, не может быть выполнено из-за малой статистики γ конверсий. Для полноты картины на рис. 6.38 показаны офитированные распределения по инвариантной массе для комбинаций ($\bar{\Lambda}\gamma$) в МС и в данных. Малая статистика не позволяет сделать никакого вывода о выходах $\bar{\Sigma}^0$.

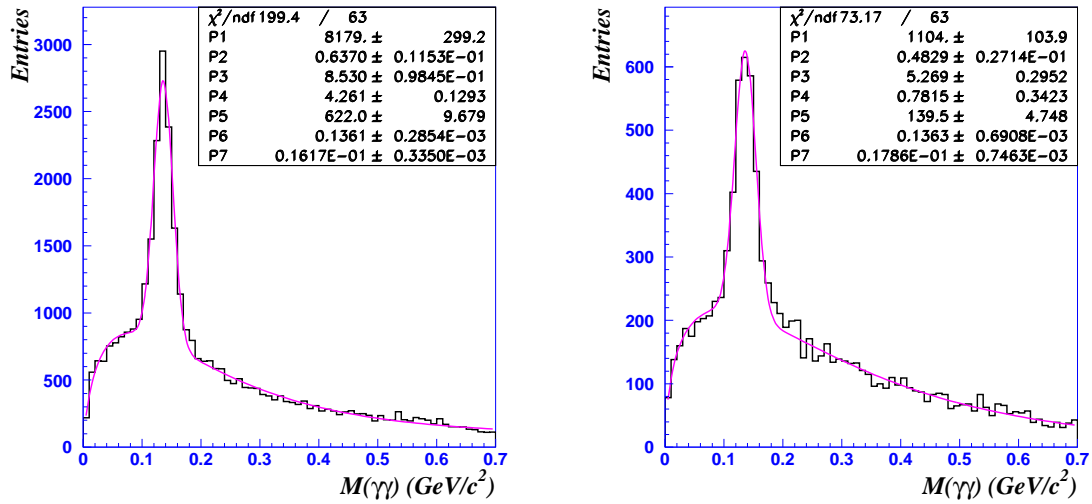


Рис. 6.37: Инвариантная масса $\gamma\gamma$ для MC (левые рис.) и данных (правые рис.). Параметры P_6 и P_7 соответствуют отфитированной массе и ширине π^0 .

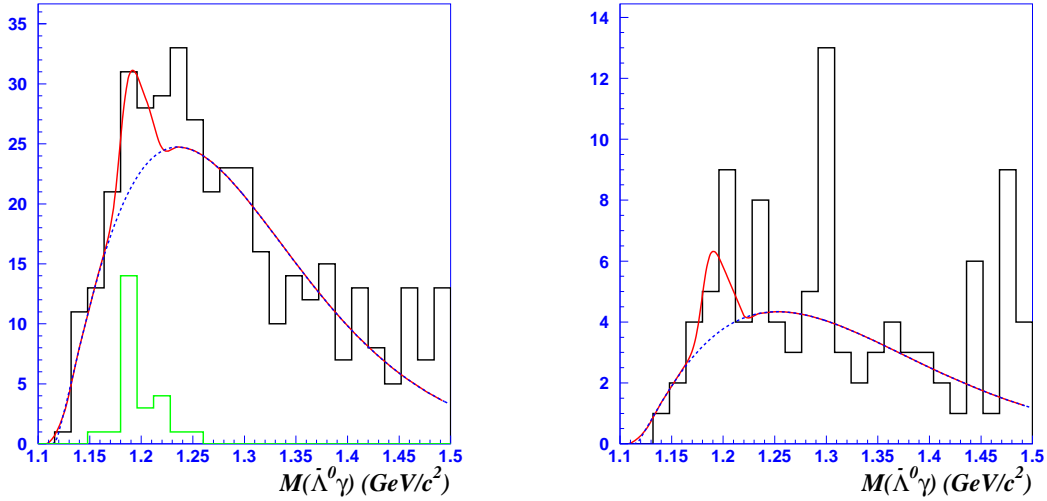


Рис. 6.38: Инвариантная масса $\bar{\Lambda}^0\gamma$ в MC (левые рис.) и в данных (правые рис.). На MC рисунке изображен также ожидаемый пик от сигнала.

6.5.7 $\overline{\Sigma}^{\star\pm}$ резонансы

Распределения по инвариантной массе для ($\overline{\Sigma}^{\star\pm}$) комбинаций приведены на рис.6.39. Недостаточная статистика в данных не позволяет видеть заметного пика от $\overline{\Sigma}^{\star\pm}$ резонансов, хотя, мы видим пик в нашем МС. Детали фита могут быть найдены в таб. 6.15,6.16. Полное число $\overline{\Xi}^+ \rightarrow \overline{\Lambda} \pi^+$ распадов в нашем МС очень мало (12 штук).

Таблица 6.15: $\overline{\Sigma}^{\star+} \rightarrow \overline{\Lambda} \pi^+$.

$N(\overline{\Sigma}^{\star+})$	полный набор	область фрагментации $\overline{\Lambda}$		тип нуклона	
		$x_F < 0$	$x_F > 0$	νp	νn
данные	16 ± 20	10 ± 14	8 ± 15	23 ± 16	-12 ± 13
МС(meas.)	54 ± 16	22 ± 11	33 ± 11	11 ± 10	43 ± 12
МС(pred.)	39	17	21	13	25
$\overline{\Sigma}^{\star+} / \overline{\Lambda}$					
данные	$(2.5 \pm 3.1)\%$	$(4.0 \pm 5.3)\%$	$(2.0 \pm 3.7)\%$	$(7.8 \pm 5.4)\%$	$(-3.3 \pm 3.5)\%$
МС	$(5.7 \pm 1.6)\%$	$(4.8 \pm 2.3)\%$	$(6.5 \pm 2.3)\%$	$(3.4 \pm 3.1)\%$	$(6.7 \pm 1.9)\%$

Таблица 6.16: $\overline{\Sigma}^{\star-} \rightarrow \overline{\Lambda} \pi^-$.

$N(\overline{\Sigma}^{\star-})$	полный набор	область фрагментации $\overline{\Lambda}$		тип нуклона	
		$x_F < 0$	$x_F > 0$	νp	νn
данные	9 ± 15	9 ± 11	-2 ± 11	20 ± 11	-9 ± 12
МС(meas.)	41 ± 13	12 ± 8	29 ± 10	10 ± 6	31 ± 11
МС(pred.)	39	14	25	11	28
$\overline{\Sigma}^{\star-} / \overline{\Lambda}$					
данные	$(1.4 \pm 2.3)\%$	$(3.4 \pm 4.0)\%$	$(-0.4 \pm 2.8)\%$	$(6.7 \pm 3.6)\%$	$(-2.4 \pm 3.1)\%$
МС	$(4.3 \pm 1.3)\%$	$(2.5 \pm 1.8)\%$	$(5.7 \pm 1.9)\%$	$(3.2 \pm 2.0)\%$	$(4.8 \pm 1.7)\%$

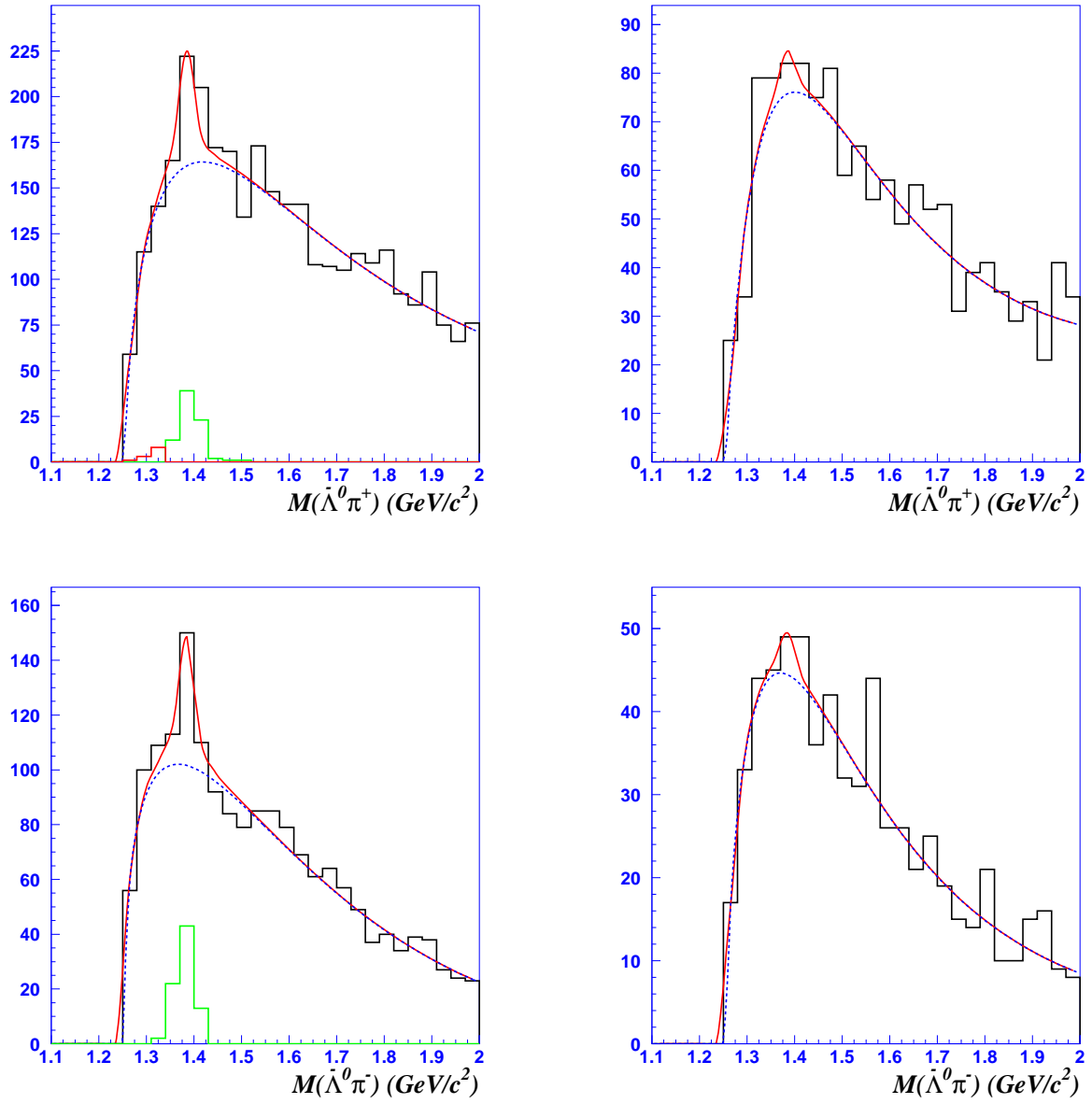


Рис. 6.39: Распределения инвариантной массы для $\bar{\Lambda}\pi^+$ (верхние рис.) и $\bar{\Lambda}\pi^-$ (нижние рис.) комбинаций в МС и в данных. На МС рисунках показан ожидаемый пик от сигнала.

6.5.8 Механизмы рождения нейтральных странных частиц в ν_μ CC DIS

Механизмы рождения нейтральных странных частиц, заложенные в используемое нами MC эксперимента NOMAD, соответствуют модели ЛУНД. В таб. 6.17, 6.18, 6.19 приведена подробная информация о происхождении нейтральных странных частиц, рожденных в первичной вершине ν_μ CC DIS процесса.

Таблица 6.17: Происхождение K_s^0 (%).

родитель	νN			νn			νp		
	все	$x_F < 0$	$x_F > 0$	все	$x_F < 0$	$x_F > 0$	все	$x_F < 0$	$x_F > 0$
прямые	26.9	33.5	22.0	28.7	36.6	22.6	23.5	27.3	20.9
K^{*0}	6.6	8.6	5.2	7.3	9.8	5.5	5.3	6.3	4.7
\overline{K}^{*0}	6.5	6.6	6.4	6.6	7.0	6.4	6.1	5.7	6.4
K^{*+}	31.4	24.3	36.5	29.1	19.1	36.7	35.6	34.8	36.2
K^{*-}	13.1	13.9	12.5	12.8	13.9	12.0	13.6	14.0	13.3
D^+	3.1	1.2	4.4	2.7	1.0	4.1	3.7	1.6	5.1
D^0	4.1	1.3	6.1	3.8	1.3	5.8	4.5	1.5	6.6
D_s^+	0.5	0.2	0.8	0.5	0.2	0.7	0.6	0.2	0.9
ϕ	3.2	2.8	3.4	3.3	3.0	3.4	3.0	2.5	3.4

Таблица 6.18: Происхождение Λ^0 (%).

родитель	νN			νn			νp		
	все	$x_F < 0$	$x_F > 0$	все	$x_F < 0$	$x_F > 0$	все	$x_F < 0$	$x_F > 0$
прямые	51.2	54.8	33.9	62.2	66.9	38.3	28.0	28.4	26.5
Σ^0	12.7	10.8	21.3	11.4	9.3	22.6	15.2	14.3	19.1
Ξ^-	1.5	1.3	2.2	1.5	1.4	2.4	1.4	1.3	1.9
Ξ^0	2.2	2.0	3.0	1.5	1.3	2.3	3.7	3.6	4.2
Σ^{*+}	16.6	16.2	18.5	6.1	5.2	10.8	38.5	40.2	31.5
Σ^{*0}	9.9	9.7	10.7	9.6	9.3	11.1	10.3	10.4	10.0
Σ^{*-}	3.9	3.7	4.4	5.6	5.4	6.7	0.2	0.1	0.6

Сравнение с этими данными и с измеренными отношениями резонанс/ V^0 в предыдущих параграфах позволяет еще раз убедиться в том, что применяемая в данной работе процедура извлечения числа резонансов правильно воспроизводит действительную ситуацию.

6.5.9 Выходы странных резонансов

Интегральные выходы странных резонансов в ν_μ CC взаимодействиях можно вычислить, используя информацию о резонанс/ V^0 отношении. Чтобы учесть акцептанс де-

Таблица 6.19: Происхождение $\bar{\Lambda}^0$ (%).

родитель	νN			νp			νp		
	все	$x_F < 0$	$x_F > 0$	все	$x_F < 0$	$x_F > 0$	все	$x_F < 0$	$x_F > 0$
прямые	46.6	46.4	46.8	46.2	45.8	46.6	47.4	47.7	47.1
$\bar{\Sigma}^0$	23.0	23.1	22.8	23.0	23.9	22.0	22.9	21.3	24.3
Ξ^+	4.9	4.9	4.9	4.8	4.6	5.0	5.1	5.7	4.6
Ξ^0	5.2	5.6	4.9	5.4	5.4	5.4	4.9	6.0	3.9
Σ^{*+}	5.7	5.9	5.5	5.9	6.2	5.6	5.2	5.1	5.3
Σ^{*0}	5.6	5.8	5.5	5.8	6.1	5.5	5.2	5.1	5.3
Σ^{*-}	6.4	6.5	6.2	6.4	6.4	6.3	6.4	6.8	6.0

тектора и эффективность реконструкции и идентификации странных резонансов при вычислении отношения резонанс/ V^0 , мы использовали двойное отношение выходов:

$$\left(\frac{N_{res}^{true}}{N_{V^0}^{true}}\right)_{data} = \left(\frac{N_{res}^{rec}}{N_{V^0}^{rec}}\right)_{data} \left(\frac{N_{res}^{true}}{N_{V^0}^{true}}\right)_{MC} / \left(\frac{N_{res}^{rec}}{N_{V^0}^{rec}}\right)_{MC} \quad (6.14)$$

В таб. 6.20 приведена информация об отношении резонанс/ V^0 $K^{*\pm}$, $\Sigma^{*\pm}$, Σ^0 , Ξ^- .

Таблица 6.20: Измеренные выходы странных резонансов в данных.

выходы	K^{*+}	K^{*-}	Σ^{*+}	Σ^{*-}	Σ^0	Ξ^-
N_{res}/N_{V^0}	15.5 ± 0.9	8.7 ± 0.7	5.8 ± 1.1	2.6 ± 0.8	7.3 ± 2.4	1.9 ± 1.7

6.6 Выводы

В этой главе были подробно изучены свойства нейтральных странных частиц и странных резонансов (и более тяжелых странных адронов), распадающихся по каналу с V^0 в качестве одного из продуктов распада. Измерены интегральные и дифференциальные выходы Λ^0 , K_s^0 , $\bar{\Lambda}^0$, при этом, дифференциальные выходы $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов измерены впервые в нейтринных взаимодействиях. Изучены x_F , p_T^2 , z_V распределения V^0 частиц, проведено сравнение с предыдущими экспериментами. Измерены отношения резонанс/ V^0 для $K^{*\pm}$, $\Sigma^{*\pm}$, Σ^0 , Ξ^- . Обнаружено существенное отличие в выходах странных адронов с предсказаниями модели ЛУНД. Обнаруженное важное отличие в выходе Σ^{*+} (и некоторых других адронов), принципиально важно для корректной теоретической интерпретации поляризационных измерений.

В следующей главе мы рассмотрим методы измерения поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов.

Глава 7

Измерение поляризации

*ученость сама по себе дает указания чересур общие, если их не дополнить опытом...
Фрэнсис Бэкон (1561-1626)*

7.1 Определение системы координат

Поляризация Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперонов может быть измерена в P-нечетных распадах $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$), изучая угловую асимметрию распадных протонов (π^+ мезонов). Для этой цели нужно определить систему координат для каждого Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперона ($\mathbf{n} = (\mathbf{n}_x, \mathbf{n}_y, \mathbf{n}_z)$) в которой измеряется вектор поляризации $\mathbf{P} = (\mathbf{P}_z, \mathbf{P}_y, \mathbf{P}_x)$. Тогда угловое распределение распадных протонов (π^+ мезонов) в системе покоя Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперонов дается формулой:

$$\frac{dN}{Nd \cos \theta_i} = \frac{1}{2} (1 + \alpha P_i \cos \theta_i), \quad (7.1)$$

где $i = x, y, z$; $\cos \theta_i = \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{k}$, \mathbf{k} — единичный вектор вдоль направления вылета положительно-заряженной частицы (p — для $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, π^+ — для $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$). Система координат может быть построена с использованием следующих единичных векторов, соответствующих направлениям: нейтрино (\mathbf{e}_ν), W -бозона (\mathbf{e}_W), нуклона мишени (\mathbf{e}_T). Используя этот набор векторов, мы построили три системы координат, в которых можно измерить вектор поляризации Λ^0 гиперона (все вектора берутся в системе покоя соответствующего V^0):

<u>“J”-система</u>	<u>“T”-система</u>	<u>“ν”-система</u>
$\mathbf{n}_x = \mathbf{e}_W$	$\mathbf{n}_x = -\mathbf{e}_T$	$\mathbf{n}_x = \mathbf{e}_\nu$
$\mathbf{n}_y = \mathbf{e}_W \times \mathbf{e}_T / \mathbf{e}_W \times \mathbf{e}_T $	$\mathbf{n}_y = \mathbf{e}_W \times \mathbf{e}_T / \mathbf{e}_W \times \mathbf{e}_T $	$\mathbf{n}_y = \mathbf{e}_\nu \times \mathbf{e}_T / \mathbf{e}_\nu \times \mathbf{e}_T $
$\mathbf{n}_z = \mathbf{n}_x \times \mathbf{n}_y$	$\mathbf{n}_z = \mathbf{n}_x \times \mathbf{n}_y$	$\mathbf{n}_z = \mathbf{n}_x \times \mathbf{n}_y$

Вообще говоря, не в любой системе координат справедливо измерять поляризацию, а только в тех, где координатные оси строго скоррелированы с физическими векторами, вдоль которых направлен вектор поляризации. Исходя из механизмов поляризации Λ^0 гиперонов, обсуждаемых в §2.2, можно ожидать ненулевую поляризацию Λ^0 вдоль оси \mathbf{e}_W . Для измерения поляризации Λ^0 вдоль этой оси наиболее адекватной является “J” — система. Эта система координат также хорошо подходит для измерения поперечной компоненты вектора поляризации. Модуль вектора поляризации не может зависеть от системы координат, в которой проводится измерение этого вектора. Таким образом,

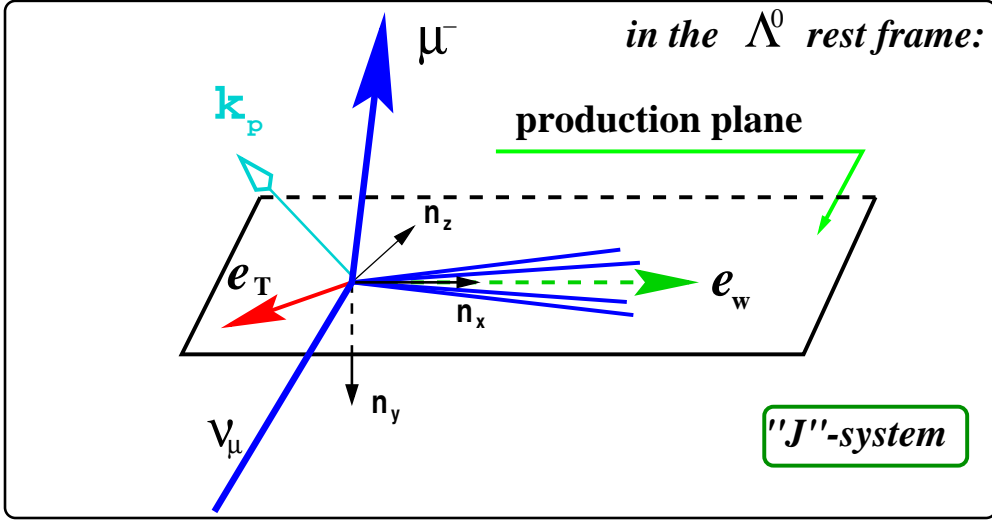


Рис. 7.1: Определение “J”-системы координат. Система покоя Λ^0 гиперона.

измерение вектора поляризации в двух других системах координат является хорошей проверкой качества поляризационной процедуры. Мы обнаружили, что все три системы координат имеют среднюю общую \mathbf{n}_y ось¹. Поэтому измерение поперечной компоненты вектора поляризации можно провести во всех трех системах координат, что может служить дополнительным способом проверки результатов. Для “J” и “T” систем важно правильное вычисление 4-импульса W -бозона, который вычисляется согласно:

$$\begin{pmatrix} E^W \\ P_x^W \\ P_y^W \\ P_z^W \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E^{Jet} - M_N \\ P_x^{Jet} \\ P_y^{Jet} \\ P_z^{Jet} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_c E_c + \sum_n E_n - M_N \\ -P_x^\mu \\ -P_y^\mu \\ \sum_c E_c + \sum_n E_n - M_N + E^\mu - P_z^\mu \end{pmatrix},$$

где $\sum_c E_c$ и $\sum_n E_n$ означает суммирование энергий заряженных и нейтральных треков соответственно. Важно заметить, что реконструкция и идентификация V^0 вершины приводит к искажению угловых распределений, описываемых ур. (7.1). Поэтому, для измерения вектора поляризации необходимо вводить поправки на искажения, определяемые обычно при помощи моделирования (МС) нейтринных взаимодействий в детекторе. Отметим, что Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гипероны не поляризованы в МС NOMAD.

7.2 Эффекты реконструкции и идентификации

7.2.1 Разрешение угловых переменных

На верхних рис. 7.2 приведены относительные распределения симулированных и реконструированных переменных $\cos \theta_i$. Можно заметить очевидную корреляцию между ними. Разрешение по угловым переменным вычислим после фита распределений $\cos \theta_i^{sim} - \cos \theta_i^{rec}$ функцией Гаусса $A \exp[-(x - x_0)^2/2\sigma^2]$. Среднее значение и ширина приведены на нижних рис. 7.2. Видно, что с точностью лучше, чем 10^{-2} среднее значение распределений $\cos \theta_i^{sim} - \cos \theta_i^{rec}$ равно нулю, а ширина порядка 0.06.

¹“J” и “T” по определению имеют общую \mathbf{n}_y ось

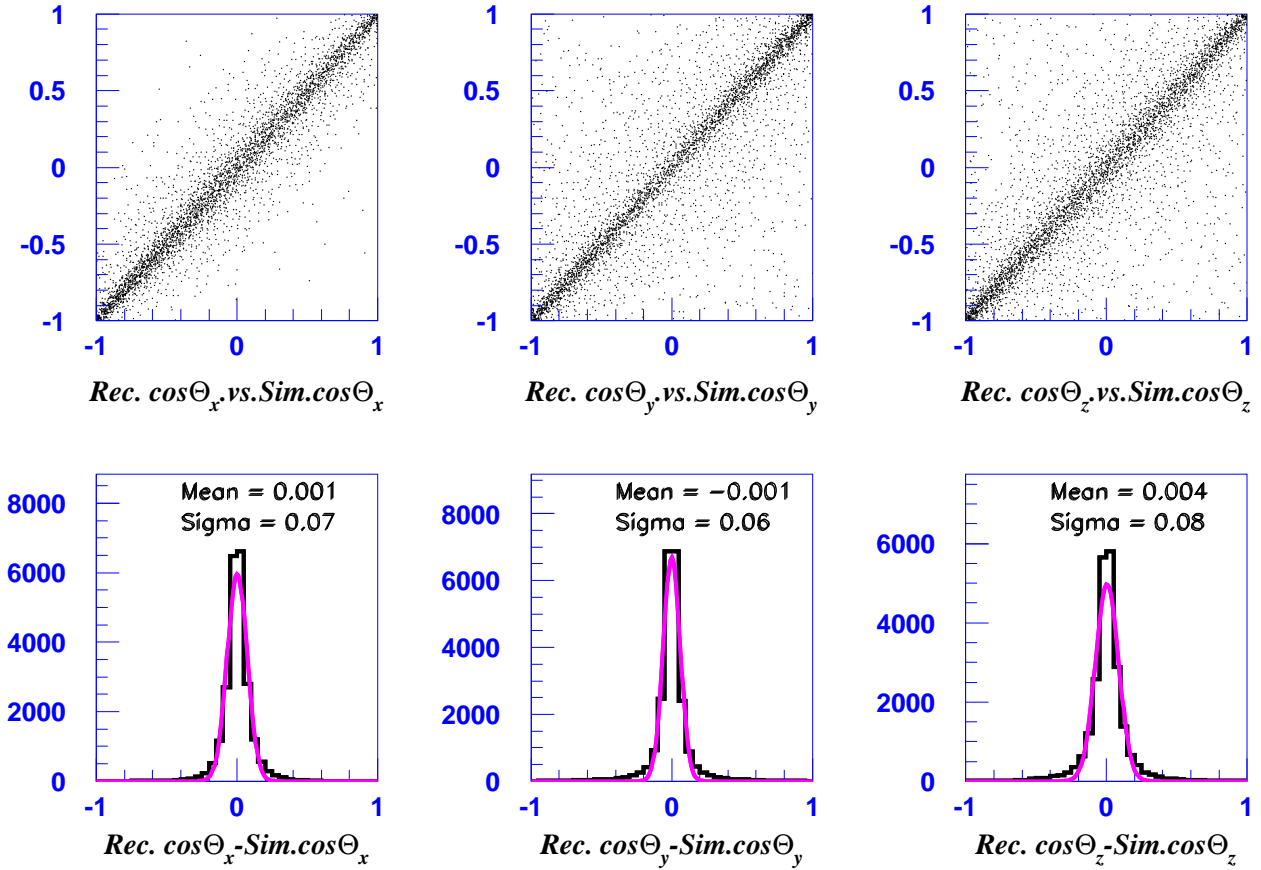


Рис. 7.2: Корреляция угловых переменных $\cos\theta_i$ (сум.) и $\cos\theta_i$ (рек.). $i=x,y,z$

7.2.2 Эффект реконструкции

В результате потерь низкоэнергетичных треков при реконструкции V^0 вершин распределения угловых переменных (см. рис. 7.3) оказываются искаженными (напомним, что симулированные угловые распределения V^0 вершин в MC NOMAD изотропны). Этот эффект приводит к ложной асимметрии в реконструированных данных, и, если он не принят во внимание, к ложной поляризации, существенно большей по абсолютному значению, чем истинная поляризация. Качественно, механизм искажения (в связи с потерей низкоэнергетичных треков) можно себе представить следующим образом. Рассмотрим распад Λ^0 гиперона в его системе покоя. Пусть распадный протон вылетает в направлении “вперед” (примерно совпадающем с \mathbf{n}_x), соответственно, π^- вылетает “назад”. Сделав преобразование Лоренца в лаб. систему, получим, что импульс пиона заметно уменьшился, и может даже выйти за порог регистрации (см. рис 7.2). Тогда такое событие не будет восстановлено как V^0 вершина, и в распределении реконструированных Λ^0 гиперонов по $\cos\theta_x$ появится “завал” при $\cos\theta_x \rightarrow 1$. В случае обратной ситуации, когда распадный протон вылетел в направлении “назад”, часть таких событий также потеряется по той же причине, но в меньшей пропорции. Причина этого заключается в асимметрии преобразования Лоренца по отношению к частицам с разными массами: более тяжелой частице соответствует больший импульс. Таким образом, для протонов шанс быть нереконструированным треком меньше, чем для пионов. Также легко понять почему в распределении по $\cos\theta_y$ завал расположен при $\cos\theta_y \approx 0$, поскольку,

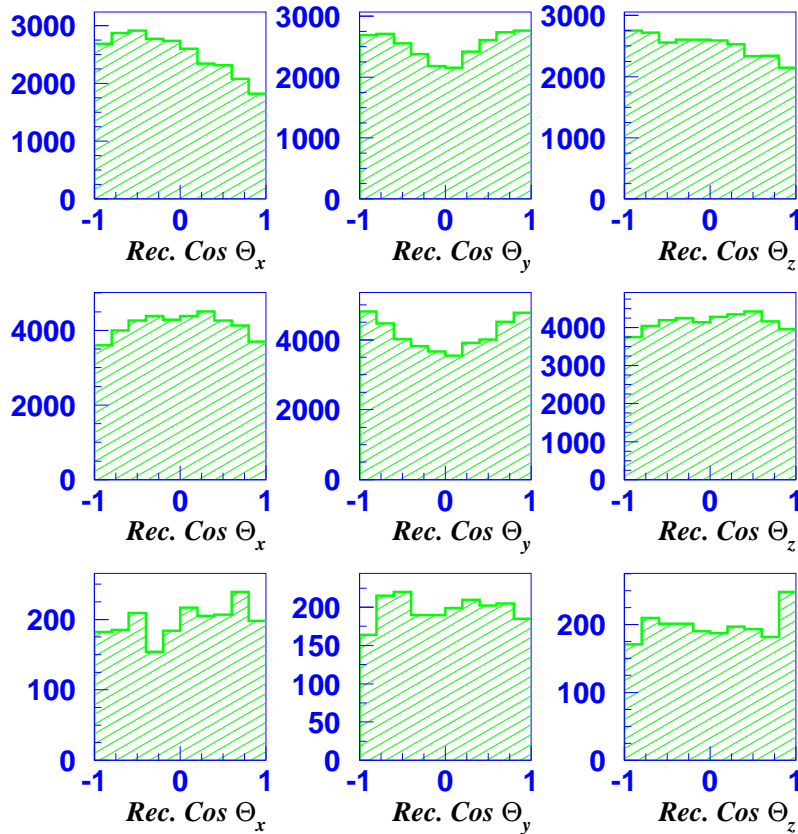


Рис. 7.3: Реконструированные распределения $\cos \theta_i$ для идентифицированных Λ^0 (верхние рис.), K_s^0 (середина), $\bar{\Lambda}^0$ (нижние рис.) в МС.

геометрически, $\cos \theta_x \approx 1$ соответствует $\cos \theta_y \approx 0$. В случае реконструкции K_s^0 мезонов, потери пионов приводит к симметричным “завалам” при $\cos \theta_x \approx \pm 1$, поскольку распад в данном случае симметричен. Амплитуда “завала” в распределениях K_s^0 мезонов несколько меньше, чем для Λ^0 гиперонов, что связано с большей средней энергией K_s^0 . Наконец, легко увидеть, что угловые распределения $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов искажены менее всего. Для них, разумеется, справедливы все те же аргументы, приведенные выше для Λ^0 гиперонов, однако, нужно учесть то обстоятельство, что $\bar{\Lambda}^0$ гипероны рождаются гораздо более энергичными, чем Λ^0 частицы, и поэтому они менее подвержены эффекту потери низкоэнергетичного трека. Из рис. 7.4 можно заключить, что эффективность восстановления импульса пиона не зависит от типа V^0 , что и должно быть, а весь эффект амплитуды “завала” в угловых распределениях Λ^0 , K_s^0 , $\bar{\Lambda}^0$ определяется средней энергией симулированных распределений.

7.2.3 Эффект идентификации

Другим важным эффектом является эффект идентификации V^0 частиц. Дело в том, что угловое распределение фоновых событий в наборе идентифицированных V^0 несим-

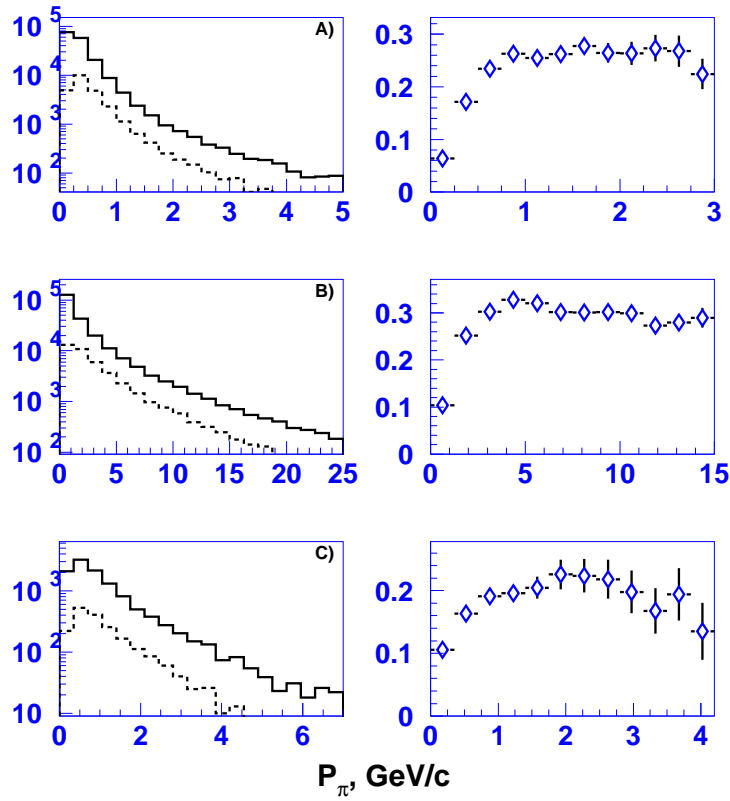


Рис. 7.4: Распределения импульса пиона из распадов Λ^0 (A), K_s^0 (B), $\bar{\Lambda}^0$ (C) частиц в симулированных (сплошная гистограмма) и реконструированных (пунктир) событиях ν_μ СС МС. По оси ординат отложены числа соответствующих V^0 . Справа приведены эффективности (ось ординат) восстановления импульса пиона (ось абсцисс).

метрично, что есть проявление существования областей в фазовом пространстве кинематических переменных, соответствующих неоднозначно идентифицированным событиям. В случае отклонения фона, предсказанного МС, от присутствующего в данных, несимметричность в распределении фона может привести к ложной поляризации. Это особенно опасный источник ошибок, поскольку получить информацию о том, на сколько отличается фон в данных от предсказания, не простая задача. Поэтому, любой поляризационный анализ всегда должен суметь продемонстрировать степень своей применимости и стабильность к различного рода эффектам, приводящим к ложной асимметрии.

Λ^0 гипероны

Распределения по $\cos\theta_i$ для однозначно и неоднозначно идентифицированных Λ^0 гиперонов, а также фоновых событий: γ , K_s^0 и комбинаторного фона (fake) в ν_μ СС МС приведены на рис. 7.5. Фотонные конверсии сосредоточены на краях распределения по $\cos\theta_x$, тогда как фон от K_s^0 смещен вправо, имея максимум при $\cos\theta_x \approx 0.3$. Такое поведение фона от K_s^0 тесно связано с распределением по $\cos\theta_x$ для неоднозначно идентифицированных Λ^0 гиперонов (см. левый верхний рис. 7.5), поскольку кинематическое поведение Λ^0 и K_s^0 в области “перепутанных” событий идентично. Распределение

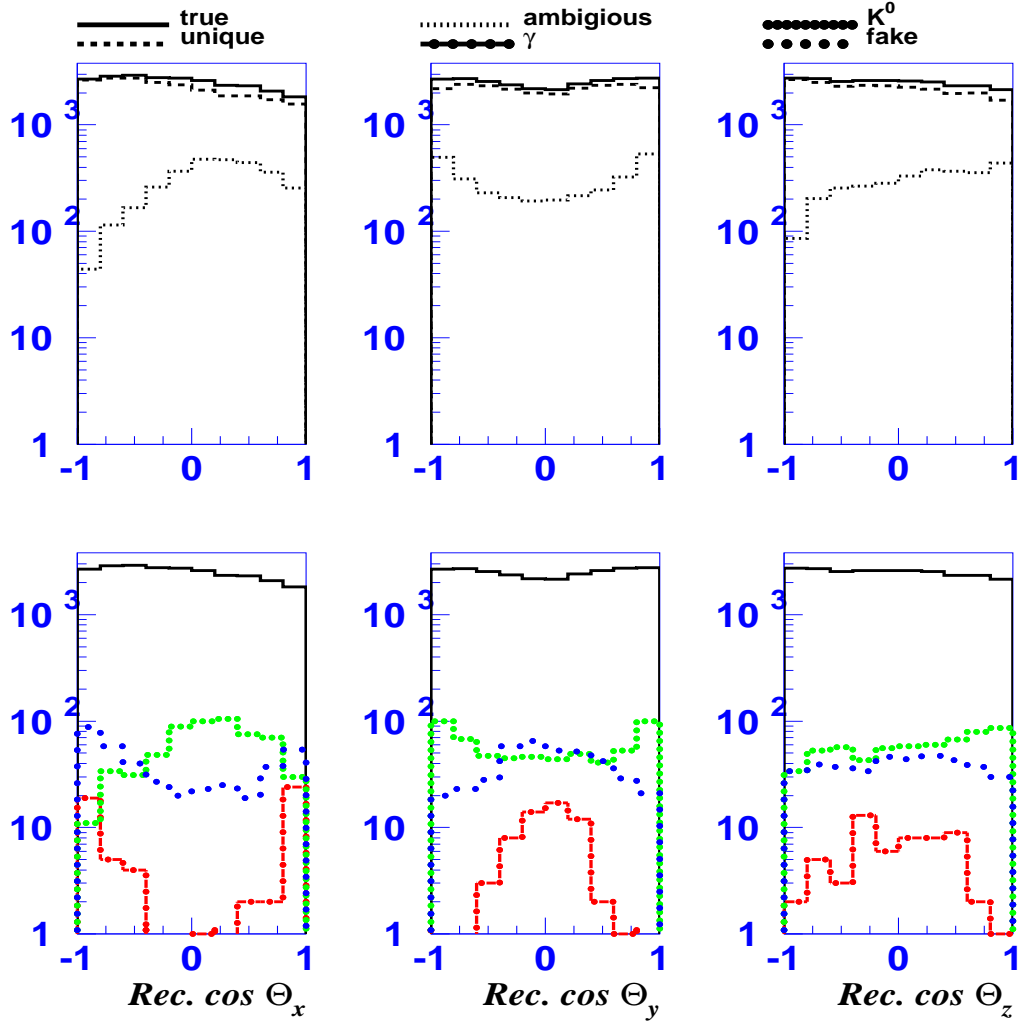


Рис. 7.5: Распределения по $\cos \theta_i$ для однозначно и неоднозначно идентифицированных Λ^0 гиперонов, а также фоновых событий: γ , K_s^0 и комбинаторного фона (fake) в ν_μ СС МС.

по $\cos \theta_x$ комбинаторного фона почти изотропно, центр тяжести его смещен немного к левому краю распределения. Эта информация очень полезна с точки зрения изучения влияния фона на измеряемую поляризацию. Распределение фона для $\cos \theta_y$ выглядит весьма симметричным, поэтому можно ожидать, что измерение поляризации вдоль оси \mathbf{n}_y будет наиболее стабильным по отношению к возможному изменению фона в данных по сравнению с МС предсказанием.

K_s^0 мезоны

Распределения по $\cos \theta_i$ для однозначно и неоднозначно идентифицированных K_s^0 мезонов, а также фоновых событий: γ , Λ^0 и комбинаторного фона (fake) в ν_μ СС МС приведены на рис. 7.6. Также как и в предыдущем параграфе, легко заметить определенную закономерность: угловые распределения неоднозначно идентифицированных

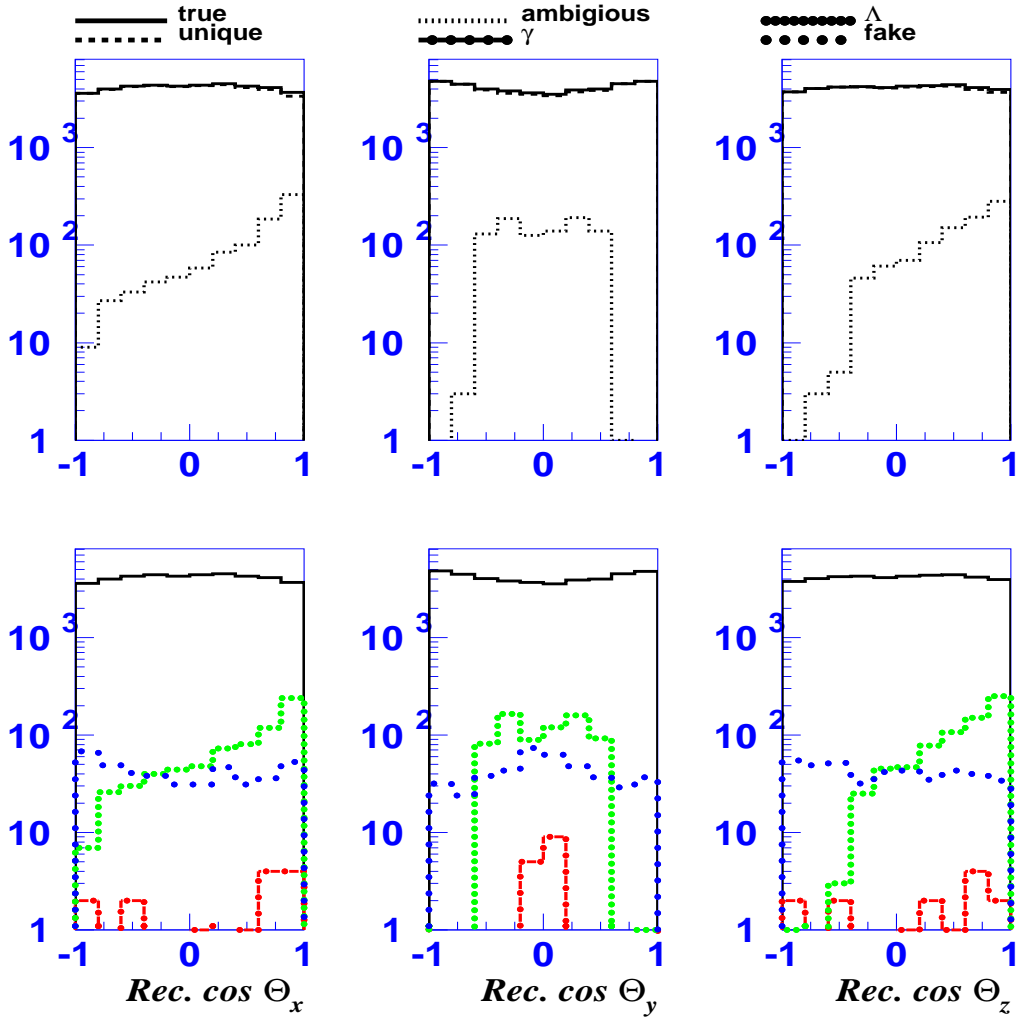


Рис. 7.6: Распределения по $\cos \theta_i$ для однозначно и неоднозначно идентифицированных K_s^0 гиперонов, а также фоновых событий: γ , Λ^0 и комбинаторного фона (fake) в ν_μ СС МС.

K_s^0 мезонов идентичны распределениям фона от Λ^0 гиперонов. Эти распределения, в свою очередь, смещены в область $\cos \theta_x \approx 1$ и $\cos \theta_z \approx 1$. Распределение фона вдоль оси \mathbf{n}_y симметрично.

$\bar{\Lambda}^0$ гипероны

Распределения по $\cos \theta_i$ для однозначно и неоднозначно идентифицированных $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, а также фоновых событий: γ , K_s^0 и комбинаторного фона (fake) в ν_μ СС МС приведены на рис. 7.7. Фон от γ конверсий также расположен на краях распределения по $\cos \theta_x$, однако, он смещен в область $\cos \theta_x \approx 1$. Интересно заметить, что фон от K_s^0 мезонов смещен влево, в область $\cos \theta_x \approx -1$, в противоположность поведению этого фона в наборе идентифицированных Λ^0 гиперонов. Это связано с областями перекрытия в распределении Подольянского-Арментероса (см. рис 4.16). Комбинаторный фон, так-

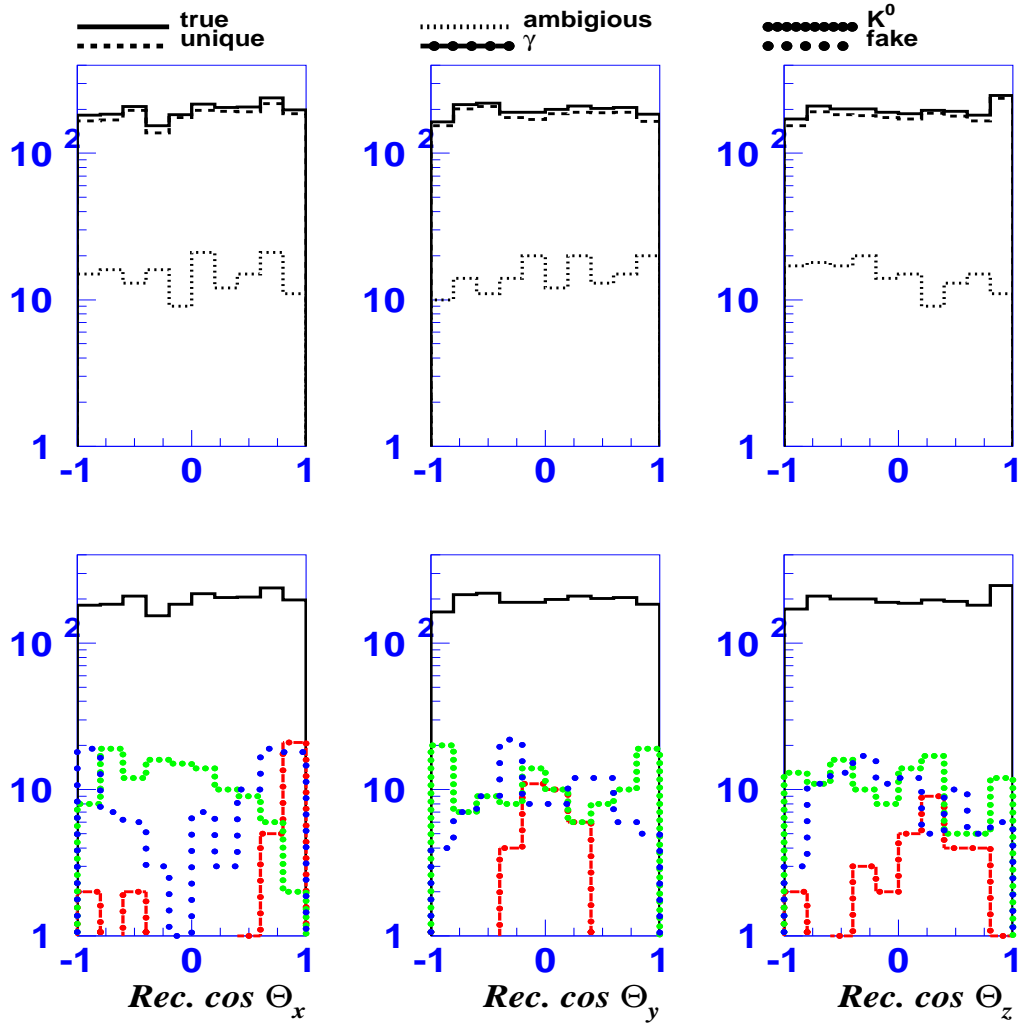


Рис. 7.7: Распределения по $\cos \theta_i$ для однозначно и неоднозначно идентифицированных $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, а также фоновых событий: γ , K_s^0 и комбинаторного фона (fake) в ν_μ ССМС.

же как и фон от γ конверсий, смещен к краям распределения по $\cos \theta_x$, будучи, однако, более симметричным. Распределение фона вдоль оси \mathbf{n}_y , как и в предыдущих случаях, симметрично.

7.3 Извлечение вектора поляризации

Итак, эффекты реконструкции и идентификации приводят к искаженным распределениям угловых переменных для изотропно смоделированных V^0 -вершин и угловое распределение положительно заряженного трека в распаде Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) становится:

$$\frac{dN(\cos \theta_i)}{d \cos \theta_i} = A(\cos \theta_i)(1 + \alpha P_i \cos \theta_i), \quad (7.2)$$

где $A(\cos \theta_i)$ - функция разрешения детектора. Поэтому при измерении поляризации в данных необходимо учитывать эти эффекты, чтобы избавиться от ложной “поляризации”. В этом разделе мы рассмотрим три метода, учитывающих аксептанс детектора по $\cos \theta_i$: стандартный метод, новый метод, развитый в настоящей работе [96], а также МС независимый метод для измерения поперечной компоненты поляризации.

7.3.1 Стандартный метод

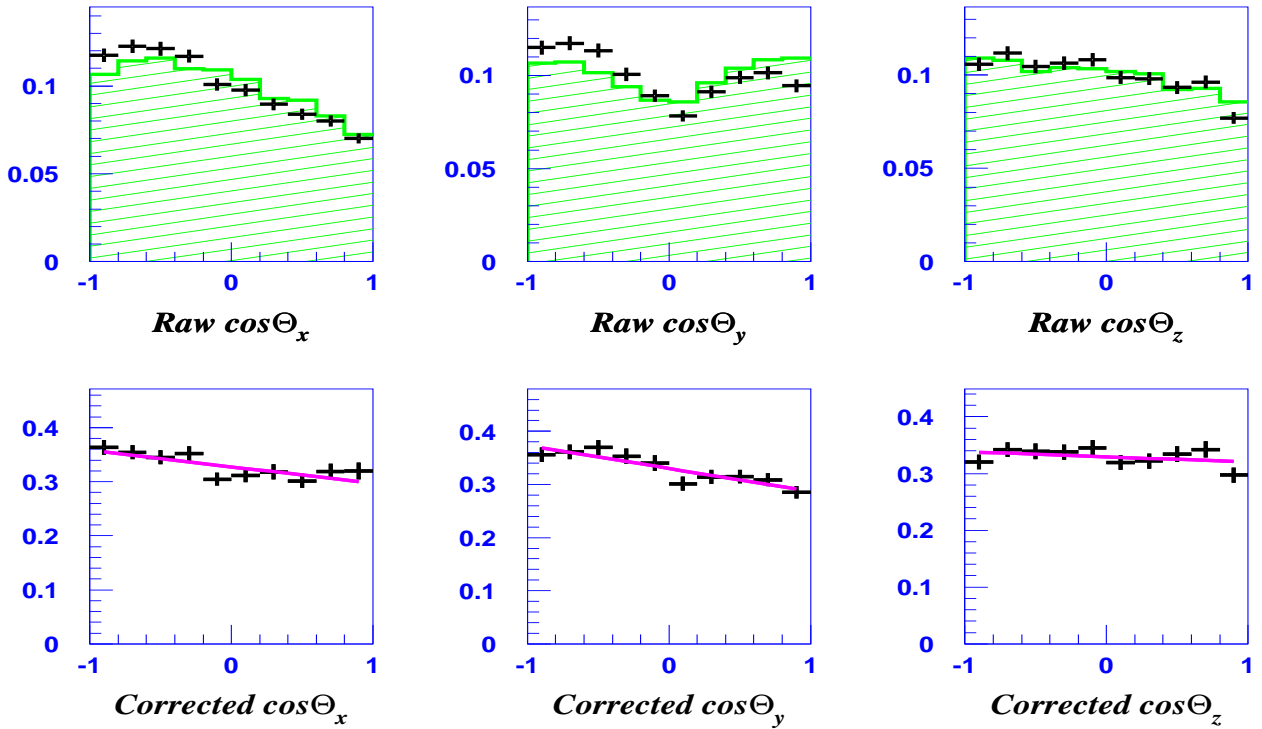


Рис. 7.8: Реконструированные распределения Λ^0 гиперонов в МС (гистограмма) и данных (точки с ошибками) (верхние рис.) и отношение данные/МС (нижние рис.)

Широко распространенный метод учета аксептанса детектора состоит в гистограммировании одномерных распределений $\cos \theta_i$ для идентифицированных V^0 в МС и данных, с последующим фитом отношения данные/МС прямой линией:

$$A_i \cdot (1 + \alpha P_i \cos \theta_i),$$

где A_i, P_i - фитируемые параметры. Результатом такой процедуры является набор компонент вектора поляризации P_i . Этот метод сочетает в себе простоту и наглядность (рис. 7.8). Тем не менее, стандартный метод обладает рядом недостатков:

- каждая проекция вектора поляризации извлекается независимо друг от друга - несмотря на то, что математически эти проекции независимы, практически может оказаться, что поляризация по одной оси “наводит” ложную поляризацию по другой из-за каких-нибудь аппаратных проблем... Желательно, чтобы эта потенциальная проблема была под контролем.
- не принимается во внимание разница между симулированными и реконструированными угловыми переменными — из-за того, что реконструированные переменные несколько отличаются от истинных, происходит “перетекание” событий из одного интервала в другой. Эти эффекты приводят к уменьшению извлекаемого значения модуля поляризации.
- метод справедлив только для таких идентифицированных наборов, в которых МС и данные обладают той же самой чистотой набора в каждом i -бине по $\cos \theta_i$:

$$\frac{N_{\Lambda,i}^{data}}{N_{\Lambda,i}^{MC}} = \frac{p_i^{data} N_i^{data}}{p_i^{MC} N_i^{MC}}$$

где $N_{\Lambda,i}$ - число настоящих Λ гиперонов в i -бине, в то время как N_i — это полное число событий в том же самом бине. - вполне может оказаться, что чистота идентифицированного набора событий зависит от бина по $\cos \theta_i$, при этом МС и данные могут несколько отличаться в содержании фона, тогда, строго говоря, стандартный метод неприменим для измерения поляризации частиц.

7.3.2 Новый метод

В настоящей работе развит новый метод измерения поляризации, который свободен от недостатков стандартного метода, и очень удобен для изучения влияния различных эффектов на величину измеряемой поляризации. Идею метода можно описать следующим образом. V^0 -вершины в МС NOMAD неполяризованы, тогда как в реальных данных Λ^0 могут быть поляризованными. Поэтому нужно попытаться найти такой вектор поляризации симулированных Λ^0 гиперонов, чтобы реконструированные угловые распределения МС и данных совпадали друг с другом. Тем самым мы полностью учтем все стадии реконструкции и идентификации событий, воспроизводя реальную ситуацию. Итак, пусть реконструированный единичный вектор направления вылета распадающихся протонов \mathbf{k}^{rec} определяется двумя углами в сферической системе координат (θ, ϕ) . Разделим сферу в пространстве векторов \mathbf{k}^{rec} на mn одинаковых областей (бинов): $\Delta \cos \theta_m \Delta \phi_n$. Каждая такая область содержит N_{mn}^{rec} событий, состоящих из N_{mn}^{Λ} распадов Λ^0 -гиперонов и N_{mn}^{bg} фоновых событий (распады K_S^0 , конверсия фотонов $\gamma \rightarrow e^+e^-$ и т. п.): $N_{mn}^{rec} = N_{mn}^{\Lambda} + N_{mn}^{bg}$. Припишем всем Λ^0 вес, равный

$$W = \lambda (1 + \alpha \mathbf{P} \cdot \mathbf{k}^{sim}) \quad (7.3)$$

где нормировочный множитель λ определяется из условия сохранения полного числа Λ^0 -гиперонов. Таким образом, для N_{mn}^{Λ} имеем:

$$W_{mn}(\mathbf{P}) = \frac{N_{mn}^{\Lambda} (1 + \alpha \mathbf{P} \cdot \langle \mathbf{k}^{sim} \rangle_{mn})}{1 + \alpha \mathbf{P} \cdot \langle \mathbf{k}^{sim} \rangle} \quad (7.4)$$

где $\langle \mathbf{k}^{sim} \rangle_{mn}$ и $\langle \mathbf{k}^{sim} \rangle$ являются усреднением вектора \mathbf{k}^{sim} в mn бине и на всей сфере соответственно². Три компоненты вектора \mathbf{P} подбираются одновременно путем минимизации функции χ^2 :

$$\chi^2(\mathbf{P}) = 2 \sum_{mn} [(N_{mn}^{MC} - N_{mn}^{data}) + N_{mn}^{data} \ln (N_{mn}^{data} / N_{mn}^{MC})], \quad (7.5)$$

где $N_{mn}^{MC} = K f_{mn}(\mathbf{P})$ количество событий в mn области из набора МС, нормированное на полное число реальных данных, $K = N^{data} / N^{MC}$ нормировочный фактор, а $f_{mn}(\mathbf{P}) = W_{mn}(\mathbf{P}) + N_{mn}^{bg}$. Функционал (7.5), предложенный в [97], при бесконечной статистике обладает теми же свойствами, что и классический χ^2 . При этом он применим для событий с малой статистикой. Наконец, фит с функционалом (7.5) сохраняет площадь под фитируемой кривой равной числу событий, что не справедливо для классического χ^2 . Минимизация функционала (7.5) эквивалентна максимизации функции правдоподобия. Для контроля вычислений были так же использованы два других функционала:

традиционный χ^2 :

$$\chi^2(\mathbf{P}) = \sum_{mn} \frac{[N_{mn}^{data} - N_{mn}^{MC}(\mathbf{P})]^2}{\sigma_{mn}^2}, \quad (7.6)$$

где возможны два значения σ_{mn}^2 : $\sigma_{mn}^2 = N_{mn}^{data}$ и $\sigma_{mn}^2 = N_{mn}^{MC}$,

и логарифм функции правдоподобия $\ln L$:

$$\ln L(\mathbf{P}) = - \sum_{mn} N_{mn}^{data} \ln N_{mn}^{MC}(\mathbf{P}) \quad (7.7)$$

Все три функции минимизации дают практически одинаковые результаты, однако, учитывая их особенности при малой статистике, для дальнейших вычислений будем использовать выражение (7.5). Описанный выше алгоритм, который позволяет извлекать компоненты вектора поляризации как одновременно (трехмерный случай), так и независимо друг от друга (одномерный случай), был реализован на языке FORTRAN, используя для минимизации функции (7.5) стандартный пакет MINUIT, позволяющий вычислять корреляцию между компонентами вектора \mathbf{P} в трехмерном случае. Она была найдена пренебрежимо малой (самая большая из них между P_x и P_z не превышала 8%), поэтому мы предоставим результаты для одномерного случая, так как он наиболее подходит для набора данных с малой статистикой, что важно при изучении зависимости поляризации от различных кинематических переменных.

Тестирование кода

Корректность работы нового метода может быть проверена с помощью “поляризованного” МС: (каждой Λ^0 припишем вес (7.3) с определенным значением поляризации, а фон оставим неполяризованным), которое мы подставим в формулу (7.5) вместо реальных данных и “измерим” значение вектора поляризации. Разница, между заложенной

²особенностью этого метода является то, что вектор \mathbf{k}^{sim} , в отличие от \mathbf{k}^{rec} может и не принадлежать mn бину.

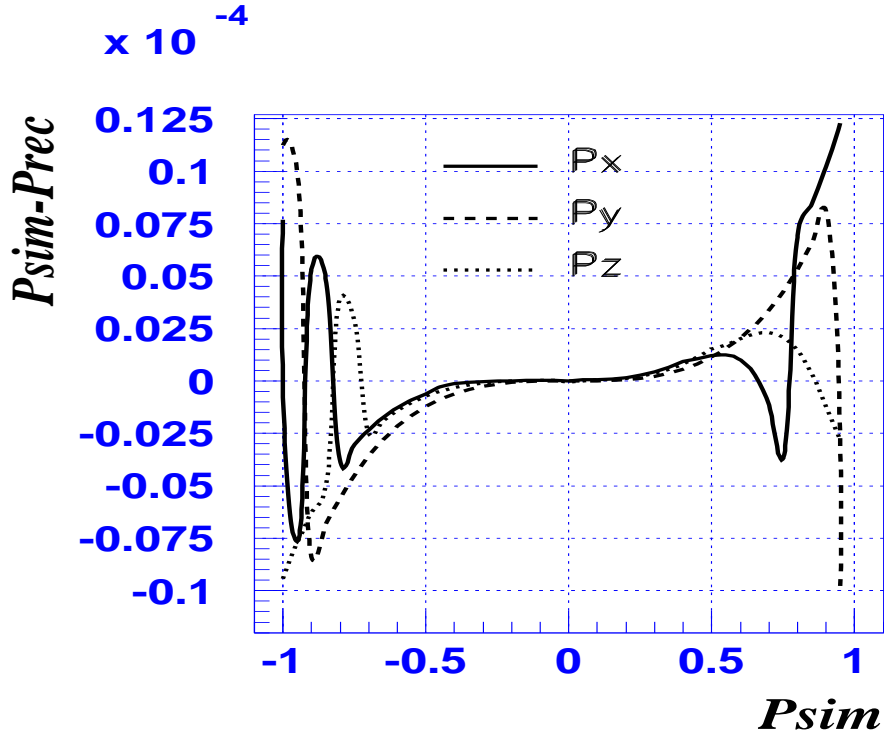


Рис. 7.9: Зависимость $P_{sim} - P_{rec}$ от P_{sim} для “поляризованных” Λ^0 в ν_μ СС МС.

поляризацией и восстановленной, приведена на рис. 7.9, где по оси Ox отложена симулированная величина соответствующей проекции \mathbf{P} , а по оси Oy отложена вычислительная ошибка. Легко видеть, что максимальная ошибка не превышает по абсолютному значению 10^{-5} , тогда как в широком интервале $-0.5, 0.5$ по абсолютному значению поляризации, ошибка существенно меньше 10^{-5} .

7.3.3 Влияние фоновых событий на определение поляризации

Полученная в предыдущем пункте ошибка восстановления поляризации характеризует точность вычисления нашей программы при идеальных условиях: то есть при правильном количестве фоновых событий в данных, предсказанном МС, чего невозможно добиться в реальной жизни. Поэтому, необходимо оценить влияние на результаты измерений неправильного предсказания фона программой моделирования процессов. Для этого, поступая так же как и при тестировании кода, мы “поляризуем” Λ^0 в событиях МС со значениями компонент вектора поляризации, близкими к реальным данным $\mathbf{P} = (-0, 2; -0, 2; 0, 0)$ (для $\bar{\Lambda}^0$ $\mathbf{P} = (-0, 07; 0, 08; 0, 11)$) и, изменяя относительное содержание фона, восстанавливаем симулированную поляризацию. Алгоритм этой процедуры выглядит следующим образом: пусть полный набор Λ^0 состоит из N_Λ чистых Λ^0 и N^{bg} фоновых событий:

$$N = N_\Lambda + \sum_{\beta} N_{\beta}^{bg} \quad (7.8)$$

При изменении процентного отношения Λ^0 за счет определенного типа фона (чтобы полное число событий оставалось неизменным), необходимо сделать следующие замены:

$$N_\Lambda \Rightarrow \frac{p}{p_0} N_\Lambda, \quad N_\alpha^{bg} \Rightarrow N_\alpha^{bg} + N_\alpha^{bg} \cdot \xi \left(1 - \frac{p}{p_0}\right) \quad (7.9)$$

где α - тип фона, вклад в поляризацию которого изучается, $p_0 = N_\Lambda/N$ начальная чистота набора, p новая чистота, а $\xi = N_\Lambda/N_\alpha^{bg}$ отношение полного числа Λ^0 к полному числу варьируемого фона. Тогда, соотношение различных типов событий в mn бине выглядит следующим образом:

$$N_{mn} = \frac{p}{p_0} N_{\Lambda, mn} + \xi \left(1 - \frac{p}{p_0}\right) N_{\alpha, mn}^{bg} + \sum_{\beta \neq \alpha} N_{\beta, mn}^{bg} \quad (7.10)$$

Подставляя это выражение в (7.5) вместо реальных данных, строим зависимость реконструированного вектора поляризации от вариации фона в единицах изменения чистоты $p_0 - p$ (рис. 7.10). На этих рисунках $\Delta P = 2\%$ соответствует увеличению событий, связанных с распадом K_S^0 , в 1.9 раза, γ -конверсии в 9.6 раза и в 2.3 раза для остальных событий в наборе Λ^0 (верхние рисунки), для набора $\bar{\Lambda}^0$ (нижние рисунки), процентное содержание K_S^0 следует увеличить в 1.4 раза, γ -конверсии в 3.0 раза и остальных событий в 1.5 раза. Из чего можно сделать следующие выводы:

- поляризация Λ^0 стабильна к изменениям фона в достаточно большой области (особенно по оси Oy , так как распределение фоновых событий вдоль нее симметрично);
- поляризация $\bar{\Lambda}^0$, из-за низкой чистоты набора, более чувствительна к процентному изменению фона.

7.3.4 МС — независимый метод для поперечной поляризации

В качестве независимой проверки нашей процедуры измерения поляризации мы использовали модифицированную версию МС — независимого метода для измерения поперечной поляризации, используемого в адронных экспериментах, измеряющих поляризацию Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) гиперонов [98]. Мы использовали лево-правую симметрию нашего детектора относительно оси пучка нейтрино и отдельно измерили распределение (7.2) для событий, в которых координата первичной вершины находится слева (L) или справа (R) относительно оси нейтрино, заменяя в распределении (7.2) $\cos \theta_y$ на $-\cos \theta_y$ в правой половине детектора:

$$L = \frac{dN_L}{d \cos \theta_y} = A_L(\cos \theta_y)(1 + \alpha P_y \cos \theta_y) \quad (7.11)$$

$$R = \frac{dN_R}{d \cos \theta_y} = A_R(-\cos \theta_y)(1 - \alpha P_y \cos \theta_y) \quad (7.12)$$

Используя симметрию функции разрешения детектора для $\cos \theta_y$: $A_L(\cos \theta_y) = A_R(-\cos \theta_y)$, мы определяем асимметрию

$$\epsilon = \frac{L - R}{L + R} = \alpha P_y \cos \theta_y,$$

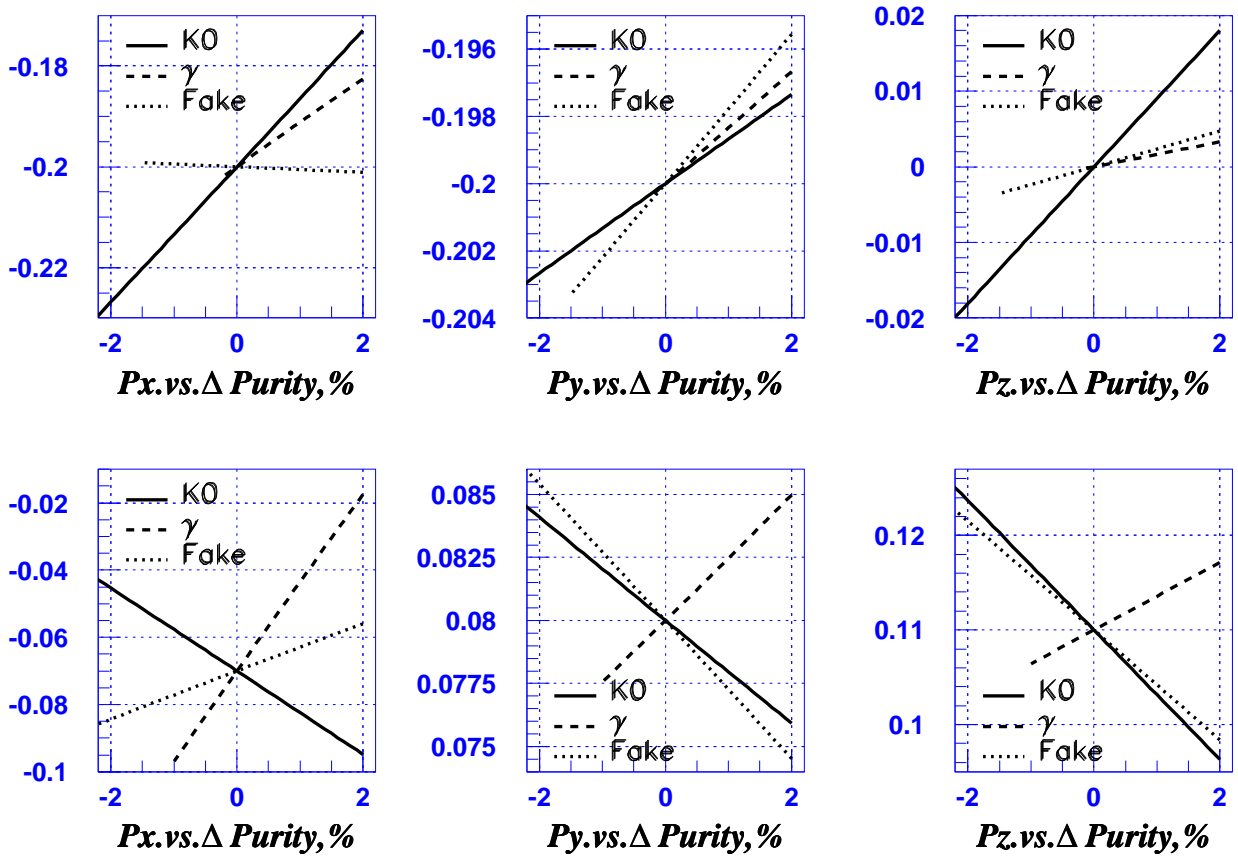


Рис. 7.10: Изучение влияния различных вкладов фоновых событий на извлекаемое значение поляризации Λ^0 (верхние рисунки) и $\bar{\Lambda}^0$ (нижние рисунки). Набор Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) в событиях МС был “поляризован” со значениями $P_x = -0.2$, $P_y = -0.2$, $P_z = 0.0$ ($P_x = -0.07$, $P_y = 0.08$, $P_z = 0.11$). Вариация фона дается в единицах изменения чистоты ($p_0 - p$).

которая не зависит от функции разрешения детектора. Фитируя ϵ прямой линией по переменной $\cos \theta_y$, мы извлекаем значение поперечной поляризации P_y . Этот метод позволяет проверить качество поляризационного анализа без использования моделированных событий.

7.4 Систематические ошибки

7.4.1 Источники систематических ошибок

Неопределенность в восстановлении энергии нейтрино

Неопределенность в восстановлении энергии нейтрино ведет к неопределенности в определении 4-импульса W бозона, и как следствие, к неточному определению системы координат. Вычисление поляризации в такой системе координат приводит к ошибке в определении физического вектора поляризации. Для изучения влияния этого эффекта были использованы в дополнение к основному методу восстановления энергии нейтрино,

два других: метод, основанный на недостающем поперечном импульсе и метод двойного угла, описанные в § 4.2.3.1. Систематическая неопределенность, связанная с выбором метода вычисления энергии нейтрино, может быть найдена в таблицах 7.1, 7.2 для Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС взаимодействиях.

Прецессия спина

Спин частицы, движущейся в магнитном поле прецессирует вокруг оси магнитного поля, поворачиваясь на некоторый угол за время жизни частицы. Тем самым, вектор поляризации частицы, при ее рождении направленный вдоль некоторой физически выделенной оси, после движения частицы в магнитном поле изменит свою ориентацию, и измерение поляризации приведет к ошибке. Очевидно, что этот эффект более всего заметен в случае когда импульс частицы ортогонален направлению магнитного поля. Наша оценка для этого случая в условиях эксперимента NOMAD (см. детали в § B.2.2) дает средний угол поворота спина Λ^0 гиперона в его системе покоя равным $\theta_\perp = 1.7^\circ$. Важным следствием релятивистских эффектов является то, что даже в случае коллинеарности векторов импульса частицы и напряженности магнитного поля, существует эффект прецессии спина. Сам по себе этот эффект, однако, становится меньше: $\theta_\parallel = 0.5^\circ$. Мы изучили важность эффекта прецессии спина, учтя прецессию спина при вычислении поляризации. Систематическая ошибка, связанная с отсутствием учета прецессии спина Λ^0 гиперона, приведена в таблицах 7.1, 7.2 для Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС взаимодействиях соответственно.

Неопределенность фона

В методе измерения поляризации, разработанным в настоящей работе (§7.3.4), фоновые события вычитаются и, поэтому, не могут влиять на точность измерения. Может, однако, оказаться, что в данных фон несколько отличается от предсказаний МС. В таком случае фоновые события могут оказать некоторое влияние на величину измеряемой поляризации. Влияние неправильно предсказанного фона на поляризацию подробно изучено в §7.3.4, в предположении, что отклонение фона может варьироваться в очень широких пределах. Систематическая ошибка, связанная с неправильно предсказанным фоном вычислялась как модуль разности результатов, полученных до и после коррекции фона и может быть найдена в таблицах 7.1, 7.2 для Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС взаимодействиях.

Зависимость от критериев отбора

При отборе V^0 кандидатов были применены определенные *критерии отбора*, выбранные оптимальными образом, исходя из противоречивых требований: отбросить как можно больше фона и оставить как можно больше полезных событий. Очевидно, однако, что, несмотря на прозрачность этих требований, любые другие критерии отбора, чуть отличные от выбранных в нашей работе, должны приводить к тем же измеряемым величинам. На деле это может оказаться не так, если остались какие-то неучтенные эффекты, или же влияние какого-то эффекта было ошибочно принято ничтожным. Другими словами, изучение зависимости поляризации от критериев отбора позволяет убедиться в том, насколько стабильны результаты измерений по отношению к изменению этих критериев. Чтобы продемонстрировать стабильность результатов при изменении этих

условий, мы варьировали критерии отбора в следующих пределах³: p_T^{int} от 0.01 до 0.03 ГэВ, p_T^{div} от 0.09 до 0.115 ГэВ, ct от 40 до 64 см (соответственно 5 и 8 табличных значений ct), отклонение от табличного значения инвариантной массы⁴ m_{inv} от 0.020 до 0.040 ГэВ. Максимальное отклонение поляризации внутри этих интервалов приписывалось систематической неопределенности, связанной с отбором событий. Влиянием же изменения эффективного объема детектора на результаты измерений (при этом применялось следующее условие на нахождения первичной вершины: $|X, Y| < 110$ см и $50 < Z < 395$ см) можно пренебречь.

“Размывание” x_F

Хорошо известным следствием реконструкции кинематических переменных является перетекание событий из одной *физической* области распределения в другую *реконструированную* область. Перетекание событий вследствие реконструкции переменной x_F из области $x_F < 0$ в $x_F > 0$ (и обратно) приводит к примеси событий в рассматриваемой области с физически другой природой поляризации, а значит, и с возможно другим ее значением. Исследованное нами распределение событий по x_F показало, что количество мигрировавших Λ^0 из $x_F < 0$ ($x_F > 0$) составило 12% (3%), от их общего числа в $x_F > 0$ ($x_F < 0$). Этот эффект особенно важно учитывать при $x_F > 0$, так как из-за малой статистики, его влияние в этой области наиболее заметно. Соответствующая систематическая ошибка вычислялась по формуле:

$$\frac{\text{Количество } \Lambda^0 \text{ перетекших из } x_F < 0 \text{ в } x_F > 0}{\text{Количество } \Lambda^0 \text{ в } x_F > 0} \times \text{Поляризация } \Lambda^0 \text{ в } x_F < 0$$

и составила $2.2 \cdot 10^{-2}$ для P_x, P_y в области $x_F > 0$. Влияние этого эффекта на усредненную по x_F поляризацию отсутствует.

Калибровка детектора

Основным инструментом при измерении импульса частиц являются дрейфовые камеры, помещенные в магнитное поле.

В течение многолетнего набора статистики положение сигнальных проволочек дрейфовых камер могло изменяться из-за действий, необходимых для обслуживания камер: замена отдельных камер, открывание или закрывание магнита. Для определения истинного положения этих проволочек используется специальная процедура юстировки (alignment). Можно убедиться в правильности ее работы, измерив поляризацию Λ^0 в зависимости от периода набора данных. Мы провели такое исследование и убедились, что в пределах статистических ошибок результаты измерения поляризации стабильны по отношению к периоду набора данных.

7.4.2 Оценка систематических ошибок

Таб. 7.1, 7.2 демонстрируют вклады в полную систематическую ошибку от различных источников систематических ошибок для ν_μ СС событий с реконструированными и идентифицированными Λ^0 ($\bar{\Lambda}$) гиперонами. Систематические ошибки в различных ки-

³Внутри этих интервалов статистика меняется на 2-6%.

⁴Этот критерий применялся только для $\bar{\Lambda}^0$.

нематических областях, используемых в нашем анализе поляризации Λ^0 ($\bar{\Lambda}$) гиперонов приведены в таб. 7.3.

Таблица 7.1: Суммарные систематические ошибки для трех компонент вектора поляризации Λ^0 в ν_μ СС событиях.

Источники систематических ошибок		Λ^0			
		P_x	P_y	P_z	$ \mathbf{P} $
Реконструкция энергии ν		$9.9 \cdot 10^{-4}$	$8.3 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$7.0 \cdot 10^{-3}$
Коррекция фоновых событий		$3.2 \cdot 10^{-3}$	$4.9 \cdot 10^{-3}$	$7.9 \cdot 10^{-3}$	$4.5 \cdot 10^{-3}$
Вариация критериев отбора	p_T^{dirv}	$5.2 \cdot 10^{-3}$	$1.9 \cdot 10^{-2}$	$7.4 \cdot 10^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$
	p_T^{int}	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$4.9 \cdot 10^{-2}$	$6.9 \cdot 10^{-3}$	$8.1 \cdot 10^{-3}$
	$c\tau$	$8.0 \cdot 10^{-4}$	$4.7 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$3.8 \cdot 10^{-3}$
	m_{inv}	—	—	—	—
Прецессия спина		$1.4 \cdot 10^{-3}$	$5.9 \cdot 10^{-4}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$
Суммарная ошибка		$1.6 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$

Таблица 7.2: Суммарные систематические ошибки для трех компонент вектора поляризации $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях.

Источники систематических ошибок		$\bar{\Lambda}^0$			
		P_x	P_y	P_z	$ \mathbf{P} $
Реконструкция энергии ν		$2.9 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$	$7.4 \cdot 10^{-3}$	$6.2 \cdot 10^{-2}$
Коррекция фоновых событий		$5.1 \cdot 10^{-2}$	$9.9 \cdot 10^{-3}$	$3.7 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$
Вариация критериев отбора	p_T^{dirv}	$3.5 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$4.8 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$
	p_T^{int}	$3.7 \cdot 10^{-2}$	$5.2 \cdot 10^{-3}$	$5.7 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$
	$c\tau$	$7.2 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$
	m_{inv}	$4.5 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$2.2 \cdot 10^{-2}$
Прецессия спина		$9.1 \cdot 10^{-3}$	$4.9 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{-3}$	$5.5 \cdot 10^{-3}$
Суммарная ошибка		$9.1 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$	$6.5 \cdot 10^{-2}$	$8.6 \cdot 10^{-2}$

Таблица 7.3: Суммарные систематические ошибки в различных кинематических областях для трех компонент вектора поляризации Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях.

Кинематическая		Λ^0				
область	P_x	P_y	P_z	$ \mathbf{P} $	$\Delta Purity$	
$x_F < 0$	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$5.1 \cdot 10^{-3}$	
$x_F > 0$	$3.2 \cdot 10^{-2}$	$4.8 \cdot 10^{-2}$	$6.7 \cdot 10^{-2}$	$4.2 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$	
$p_T^2 < 0.06$	$5.8 \cdot 10^{-2}$	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$4.1 \cdot 10^{-2}$	$5.7 \cdot 10^{-2}$	$3.1 \cdot 10^{-2}$	
$0.06 < p_T^2 < 0.144$	$5.4 \cdot 10^{-2}$	$3.1 \cdot 10^{-2}$	$6.5 \cdot 10^{-2}$	$4.9 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	
$0.144 < p_T^2 < 0.264$	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$6.5 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$6.1 \cdot 10^{-3}$	
$0.264 < p_T^2 < 0.486$	$5.1 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$5.8 \cdot 10^{-2}$	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	
$p_T^2 > 0.486$	$3.2 \cdot 10^{-2}$	$3.3 \cdot 10^{-2}$	$6.8 \cdot 10^{-2}$	$3.6 \cdot 10^{-2}$	$1.7 \cdot 10^{-2}$	
$z < 0.42 (x_F > 0)$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	$6.5 \cdot 10^{-2}$	$8.8 \cdot 10^{-2}$	$4.6 \cdot 10^{-2}$	$2.4 \cdot 10^{-2}$	
$z > 0.42 (x_F > 0)$	$2.3 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-1}$	$4.6 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$4.0 \cdot 10^{-3}$	
$y_B < 0.47 (x_F > 0)$	$1.9 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-1}$	$8.3 \cdot 10^{-2}$	$9.7 \cdot 10^{-2}$	$6.9 \cdot 10^{-4}$	
$y_B > 0.47 (x_F > 0)$	$4.2 \cdot 10^{-2}$	$4.6 \cdot 10^{-2}$	$5.0 \cdot 10^{-2}$	$4.6 \cdot 10^{-2}$	$2.8 \cdot 10^{-2}$	
Кинематическая		$\bar{\Lambda}^0$				
область	P_x	P_y	P_z	$ \mathbf{P} $	$\Delta Purity$	
$x_F < 0$	$1.4 \cdot 10^{-1}$	$1.9 \cdot 10^{-1}$	$1.2 \cdot 10^{-1}$	$1.4 \cdot 10^{-1}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$	
$x_F > 0$	$7.5 \cdot 10^{-2}$	$5.2 \cdot 10^{-2}$	$6.2 \cdot 10^{-2}$	$6.3 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	
$p_T^2 < 0.10$	$2.1 \cdot 10^{-1}$	$2.6 \cdot 10^{-1}$	$1.9 \cdot 10^{-1}$	$2.1 \cdot 10^{-1}$	$7.5 \cdot 10^{-2}$	
$0.10 < p_T^2 < 0.31$	$1.4 \cdot 10^{-1}$	$5.4 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-1}$	$1.3 \cdot 10^{-1}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	
$p_T^2 > 0.31$	$5.7 \cdot 10^{-2}$	$8.4 \cdot 10^{-2}$	$1.9 \cdot 10^{-1}$	$1.2 \cdot 10^{-1}$	$5.3 \cdot 10^{-2}$	

7.4.3 Независимое подтверждение: “поляризация” K_S^0 мезонов

Одним из независимых подтверждений правильности измерения поляризации Λ^0 гиперонов является измерение “поляризации” K_S^0 мезонов. Эти частицы обладают схожей V^0 -сигнатурой, но обладая нулевым спином, не должны приводить к асимметрии вылета одного из пионов. Таб. 7.4 демонстрирует наше измерение “поляризации” K_S^0 мезонов⁵. На рис. 7.11 приведены угловые распределения π^+ из распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ как “сырые” так и после поправки на аксептанс детектора. Хорошо видно согласие данных и МС для этих угловых переменных, что и выражается в отсутствии статистически значимого значения “поляризации” K_S^0 мезонов.

⁵параметр асимметрии вылета положительно-заряженного трека был принят равным $\alpha = 1$

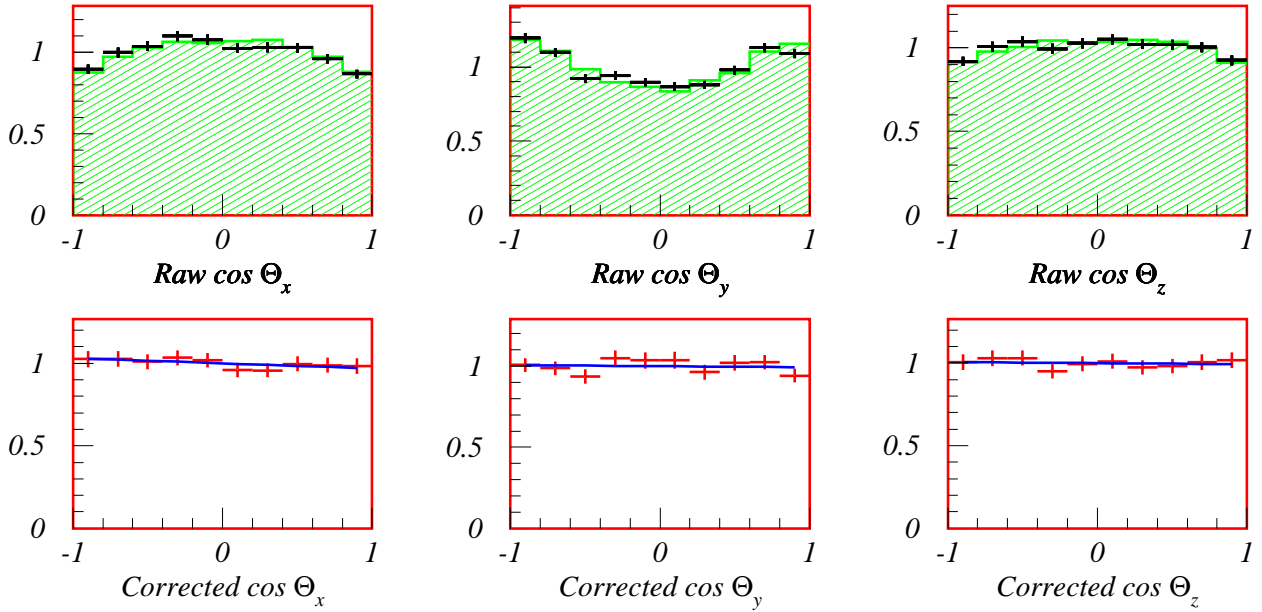


Рис. 7.11: “Сырые” (верхние рисунки) и скорректированные (нижние рисунки) угловые распределения π^+ мезона из распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ в данных (точки с ошибками) и МС (гистограмма)

7.5 ВЫВОДЫ

В этой главе определена система координат, в которой проводится измерение поляризации $\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0$ гиперонов и асимметрии в распределении K_S^0 мезонов. Обсуждены две другие системы координат, в которых также можно провести измерение вектора поляризации. Подробно изучены эффекты, к которым приводит реконструкция треков, а также изучено влияние различных типов фона на угловые распределения V^0 и последствия этого в случае отклонения предсказанного фона от фона в реальных данных. Обсужден стандартный метод измерения поляризации и границы его применимости. Предложен новый метод измерения сразу трех компонент вектора поляризации, свободный от недостатков стандартного метода, и обладающий рядом практически удобств. Продемонстрирована работоспособность программы, реализующей этот метод. Количественно изучено влияние фона в случае его отклонения от предсказаний МС. Продемонстрирована стабильность программы идентификации V^0 частиц по отношению к измерению поляризации V^0 частиц при изменении фона в широком интервале.

В этой главе мы также рассмотрели различные источники систематических ошибок при измерении поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов в ν_μ СС взаимодействиях. Можно утверждать, что основной систематической ошибкой является ошибка, связанная с неправильно предсказанным фоном. Тем не менее, полная систематическая ошибка оказывается меньше статистической.

В следующей главе мы приведем результаты измерения поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в ν_μ СС событиях.

Таблица 7.4: “Поляризация” K_S^0 в различных кинематических областях (стат. ошибки)

Выборка	$N_{K_S^0}$	“Поляризация” K_S^0		
		P_x	P_y	P_z
полный набор	15074	-0.04 ± 0.02	-0.02 ± 0.02	-0.02 ± 0.02
$x_F < 0$	3252	-0.04 ± 0.03	-0.01 ± 0.03	0.03 ± 0.04
$x_F > 0$	11822	-0.04 ± 0.02	-0.02 ± 0.02	-0.02 ± 0.02
$x_B < 0.2$	7575	-0.05 ± 0.02	-0.02 ± 0.02	0.00 ± 0.02
$x_B > 0.2$	7499	-0.04 ± 0.02	-0.01 ± 0.02	-0.04 ± 0.02
$W^2(\text{GeV}^2) < 15$	2787	-0.05 ± 0.04	0.01 ± 0.04	0.02 ± 0.04
$W^2(\text{GeV}^2) > 15$	12287	-0.04 ± 0.02	-0.02 ± 0.02	-0.03 ± 0.02
$Q^2(\text{GeV}^2) < 5$	5350	-0.05 ± 0.03	-0.05 ± 0.03	0.00 ± 0.03
$Q^2(\text{GeV}^2) > 5$	9724	-0.04 ± 0.02	-0.00 ± 0.02	-0.03 ± 0.02

Глава 8

Результаты измерения поляризации

о вещах серьезных следует говорить просто: напыщенность тут не уместна; говоря о вещах незначительных, надо помнить, что только благородство тона, манеры и выражений могут придать им смысл... Жан де Лабрюйер (1645-1696)

8.1 Поляризация Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов

8.1.1 Общие результаты

Результаты измерения вектора поляризации полных наборов Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в эксперименте NOMAD, в ν_μ СС событиях представлены в таб. 8.1. В таб. 8.1 приведены также значения χ^2/NDF , свидетельствующие о качестве процедуры фита, описанной в § 7.3.2. Для краткости, значения χ^2/NDF более не приводятся, однако, для каждого измерения вектора поляризации мы убедились в разумной близости этих значений к единице.

Результаты, представленные в таб. 8.1, свидетельствуют о наличии *отрицательной продольной* и *отрицательной поперечной* поляризаций Λ^0 гиперонов. Вектор поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов совместим с нулем. Физическая природа продольной и поперечной поляризации Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$), скорее всего, различна, также как, и происхождение обеих компонент вектора поляризации существенно разное в разных областях фрагментации, что подробно обсуждается в главе 2. Поэтому, нам представляется логичным разделить более детальное изучение и обсуждение продольной и поперечной поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в зависимости от области фрагментации адрона и других кинематических переменных.

8.1.2 Вычисление поляризации в других системах координат

Физически выделенной системой координат для измерения поляризации Λ^0 гиперонов, является “J”-система, введенная в § 7.1. Однако, возможно измерить вектор поляризации в других системах координат, хорошо скоррелированных с “J”-системой. Мы убедились в существовании сильной корреляции между векторами \mathbf{e}_W , \mathbf{e}_T и \mathbf{e}_ν . С помощью двух последних были определены “T” и “ ν ” системы (§ 7.3.4), в которых был измерен вектор поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов. В таб. 8.2, 8.3 приведены векторы поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, измеренные в разных системах координат. Сравнивая различные

Таблица 8.1: Вектор поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в ν_μ СС событиях. Ошибки приведены, по порядку, статистические и систематические.

	$\langle x_F \rangle$	компоненты вектора поляризации		
		P_x	P_y	P_z
8087 Λ^0	-0.18	$-0.15 \pm 0.03 \pm 0.02$	$-0.22 \pm 0.03 \pm 0.01$	$-0.04 \pm 0.03 \pm 0.02$
χ^2/NDF		1.49	1.1	1.3
649 $\bar{\Lambda}^0$	0.04	$-0.07 \pm 0.12 \pm 0.09$	$0.09 \pm 0.13 \pm 0.10$	$0.10 \pm 0.13 \pm 0.07$
χ^2/NDF		1.24	1.43	0.83

компоненты вектора поляризации, приведенные в этих таблицах, в трех системах координат, необходимо иметь в виду, что, в общем случае, оси определены по разному в этих системах, за исключением оси y в “J” и “T” системах, которые совпадают по определению. Более того, было обнаружено, что в среднем, ось y , определенная в “ ν ” системе, совпадает с осью y “J” и “T” систем. Измерение P_y в трех системах подтверждает этот эффект. Также, из таблиц 8.2 и 8.3 можно сделать вывод, что модуль вектора поляризации, измеренный в “J”, “T” и “ ν ” системах, совпадает друг с другом в пределах статистических ошибок. Самосогласованные измерения в других системах координат добавляют уверенности в правильности полученных результатов и могут рассматриваться как независимая проверка процедуры измерения поляризации.

Таблица 8.2: Вектор поляризации Λ^0 гиперонов, измеренный в разных система координат (приведены статистические ошибки).

Система координат	Поляризация Λ^0 гиперонов			
	P_x	P_y	P_z	$ P_{\text{tot}} $
“J”	-0.15 ± 0.03	-0.22 ± 0.03	-0.04 ± 0.03	0.27 ± 0.03
“T”	-0.17 ± 0.03	-0.22 ± 0.03	0.08 ± 0.03	0.29 ± 0.03
“ ν ”	-0.10 ± 0.03	-0.19 ± 0.03	-0.14 ± 0.03	0.26 ± 0.03

8.1.3 Эффекты нуклона мишени

Исследование зависимости поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов от типа нуклона мишени на котором происходит рассеяние нейтрино, может дать ключ к пониманию физической природы поляризации и роли промежуточных состояний в передаче спина в процессе фрагментации. В эксперименте NOMAD можно разделить взаимодействия на нейтронах и протонах, используя сумму электрических зарядов (Q_{tot}) всех треков, исходящих из первичной вершины взаимодействия. Мы выделяем νp реакцию, требуя $Q_{\text{tot}} \geq 1$. MC анализ показал, что с помощью этого критерия в 76% случаев мы правильно идентифицируем νp реакцию. Потребовав $Q_{\text{tot}} \leq 0$, мы в 85% случаев правильно идентифицируем

Таблица 8.3: Вектор поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, измеренный в разных система координат (приведены статистические ошибки).

Система координат	Поляризация $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов			
	P_x	P_y	P_z	$ P_{\text{tot}} $
“J”	-0.07 ± 0.12	0.09 ± 0.13	0.10 ± 0.13	0.15 ± 0.13
“T”	0.02 ± 0.12	0.09 ± 0.13	0.19 ± 0.13	0.21 ± 0.13
“ ν ”	0.15 ± 0.12	0.07 ± 0.12	-0.12 ± 0.12	0.21 ± 0.12

νn реакцию. В таб. 8.4 и в таб. 8.5 приведены результаты измерения вектора поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов соответственно. С очевидностью можно утверждать, что продольная и поперечная компоненты вектора поляризации Λ^0 гиперонов существенно зависят от типа нуклона мишени: большая продольная отрицательная поляризация наблюдается в νp DIS, и большая поперечная поляризация наблюдается в νn DIS. Большие статистические ошибки не позволяют сделать твердого заключения о зависимости вектора поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов от типа нуклона мишени. Подробнее эффекты зависимости поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов будут изучены в §§ 8.2,8.3.

Таблица 8.4: Зависимость поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени.

Реакция	N_Λ	Поляризация Λ^0		
		P_x	P_y	P_z
νp	3472	-0.26 ± 0.05	-0.09 ± 0.05	-0.07 ± 0.05
νn	4615	-0.09 ± 0.04	-0.30 ± 0.04	-0.03 ± 0.05

Таблица 8.5: Зависимость поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов от типа нуклона мишени.

Реакция	$N_{\bar{\Lambda}}$	Поляризация $\bar{\Lambda}^0$		
		P_x	P_y	P_z
νp	288	0.09 ± 0.18	0.11 ± 0.19	0.37 ± 0.20
νn	361	-0.21 ± 0.16	0.10 ± 0.17	-0.04 ± 0.17

8.1.4 Сравнение с существующими данными

Качественное сравнение полученных результатов с существующими данными, обсуждаемыми в § 2.3, приведено на рис. 8.1. Автору данное сравнение представляется достаточно впечатляющим и не требующим подробного обсуждения. Однако, необходимо

заметить, что в данном анализе впервые в нейтринных и антинейтринных экспериментах обнаружена поперечная поляризация Λ^0 гиперонов, не исключаемая все же, предыдущими измерениями [43, 44, 45] из-за их огромных статистических ошибок.

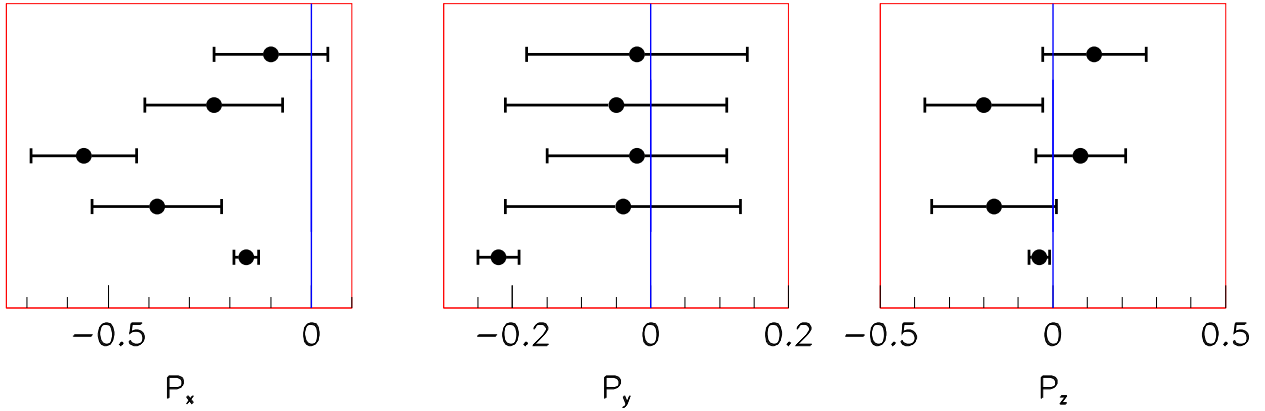


Рис. 8.1: Сравнение результатов измерения поляризации Λ^0 гиперонов с существующими данными. Сверху-вниз: $(\nu_\mu - p)$ [43], $(\bar{\nu}_\mu - p)$ [43], $(\bar{\nu}_\mu - Ne)$ [44], $(\nu_\mu - Ne)$ [45], данный анализ

8.2 Поляризация Λ^0 гиперонов

Природа поляризации Λ^0 гиперонов может быть выяснена, изучая зависимость поляризации от различных кинематических переменных, область изменения которых отвечала бы каким-то специфическим условиям рождения Λ^0 гиперона. Очевидным примером такой переменной является x_F , разный знак которой отвечает разным механизмам фрагментации: при $x_F > 0$ выбитый кварк фрагментирует в Λ^0 , тогда как при $x_F < 0$ основным становится механизм фрагментации ди-кваркового остатка. Разумеется, нельзя провести четкой границы между этими двумя механизмами при помощи одной переменной x_F , и нужно ясное понимание, что такое разбиение весьма условно, лишь качественно отражающее суть дела. Ниже мы исследуем поляризацию Λ^0 гиперонов в зависимости от многих кинематических переменных и попытаемся сделать выводы о физической природе обнаруженной поляризации.

8.2.1 Зависимость поляризации от x_{Bj} , W^2 , Q^2 и x_F

Зависимость от x_{Bj} , W^2 , Q^2

Зависимость поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в ν_μ СС событиях, от x_{Bj} , W^2 , Q^2 представлена в таб. 8.6. Разбиение по x_{Bj} позволяет изучить возможную зависимость поляризации от типа кварка (валентного или морского), на котором происходит рассеяние нейтрино. Указание на подобную зависимость было получено в работе [43]. Наши данные не подтверждают этого эффекта (см. таб. 8.6). Модель поляризованной странности в нуклоне [28] также не предсказывает существования такой зависимости.

Мы наблюдаем заметную зависимость продольной компоненты вектора поляризации от W^2 и Q^2 , и не наблюдаем практически никакой зависимости поперечной поляризации от этих переменных. Этот эффект можно было бы объяснить в рамках модели поляризованной странности в нуклоне, хотя подобные аргументы не рассматривались в [28]. При малых значениях W^2 (Q^2) характерна малая множественность частиц и, поэтому, существует высокая вероятность того, что морской s кварк из нуклона станет валентным кварком Λ^0 гиперона, тогда как при больших значениях W^2 (Q^2) рождается большее количество $q\bar{q}$ пар, предположительно неполяризованных, и увеличивается шанс того, что s кварк из Λ^0 родился в процессе струнной фрагментации. Мы изучим подробнее правдоподобность этой интерпретации в § 8.2.2

Таблица 8.6: Зависимость поляризации Λ^0 гиперонов от x_{Bj} , W^2 , Q^2 в ν_μ СС событиях.

	N_Λ	поляризация Λ^0 гиперонов		
		P_x	P_y	P_z
$x_{Bj} < 0.2$	3508	-0.15 ± 0.05	-0.17 ± 0.05	-0.11 ± 0.05
$x_{Bj} > 0.2$	4579	-0.15 ± 0.04	-0.26 ± 0.04	0.00 ± 0.05
$W^2(\text{GeV}^2) < 15$	2755	-0.34 ± 0.06	-0.25 ± 0.06	-0.08 ± 0.06
$W^2(\text{GeV}^2) > 15$	5332	-0.06 ± 0.04	-0.21 ± 0.04	-0.03 ± 0.04
$Q^2(\text{GeV}^2) < 5$	3429	-0.21 ± 0.05	-0.20 ± 0.05	-0.08 ± 0.05
$Q^2(\text{GeV}^2) > 5$	4658	-0.11 ± 0.04	-0.24 ± 0.04	-0.02 ± 0.04

Зависимость от области фрагментации

Результаты измерения поляризации Λ^0 гиперонов, представленные в таб. 8.1 соответствуют, в основном, области $x_F < 0$, что связано с асимметрией рождения Λ^0 гиперонов по этой переменной (см. таб. 6.6). Вектор поляризации Λ^0 гиперонов, измеренный отдельно при $x_F < 0$ и $x_F > 0$, приведен в таб. 8.7. Приведенные результаты свидетельствуют о том, что большая отрицательная продольная и поперечная поляризация происходит из области фрагментации мишени, тогда как области фрагментации тока соответствует отрицательная, но более чем в два раза меньшая по модулю продольная и поперечная поляризация.

Таблица 8.7: Зависимость поляризации Λ^0 гиперонов от x_F

	N_Λ	$\langle x_F \rangle$	поляризация Λ^0 гиперонов		
			P_x	P_y	P_z
полный набор	8087	-0.18	-0.15 ± 0.03	-0.22 ± 0.03	-0.04 ± 0.03
$x_F < 0$	5608	-0.36	-0.21 ± 0.04	-0.26 ± 0.04	-0.08 ± 0.04
$x_F > 0$	2479	0.21	-0.09 ± 0.06	-0.10 ± 0.06	0.02 ± 0.06

Более детальная зависимость продольной и поперечной поляризации от x_F представлена в таб. 8.8 и на рис. 8.2 и рис. 8.3 соответственно. P_x и P_y компоненты вектора поляризации Λ^0 гиперонов демонстрируют тенденцию к убыванию по модулю при росте x_F . Таким образом, наши экспериментальные данные говорят, по видимому, о разной физической природе продольной и поперечной компонент поляризации Λ^0 гиперонов в разных областях фрагментации. Поэтому, в последующих параграфах мы изучим обнаруженную поляризацию Λ^0 гиперонов в областях фрагментации мишени и тока.

Таблица 8.8: Зависимость продольной и поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от x_F

область изменения x_F	N_Λ	$\langle x_F \rangle$	поляризация Λ^0 гиперонов	
			P_x	P_y
$[-\infty, -0.42]$	1996	-0.66	-0.26 ± 0.07	-0.33 ± 0.06
$[-0.42, -0.18]$	2075	-0.30	-0.16 ± 0.07	-0.29 ± 0.06
$[-0.18, 0.06]$	2018	-0.06	-0.16 ± 0.06	-0.09 ± 0.06
$[0.06, \infty]$	1998	0.25	-0.08 ± 0.07	-0.14 ± 0.07

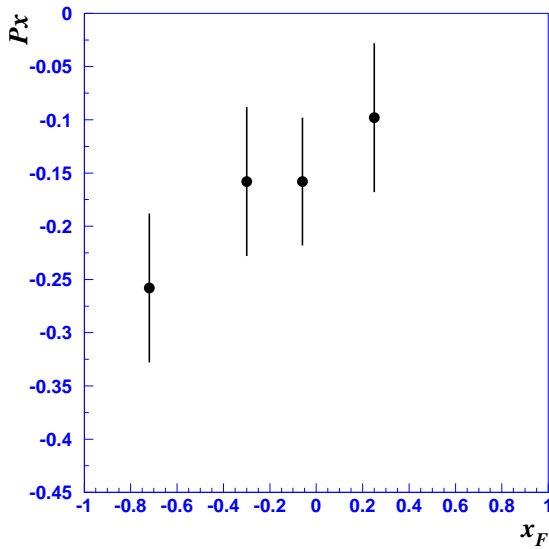


Рис. 8.2: Зависимость продольной поляризации Λ^0 гиперонов от x_F .

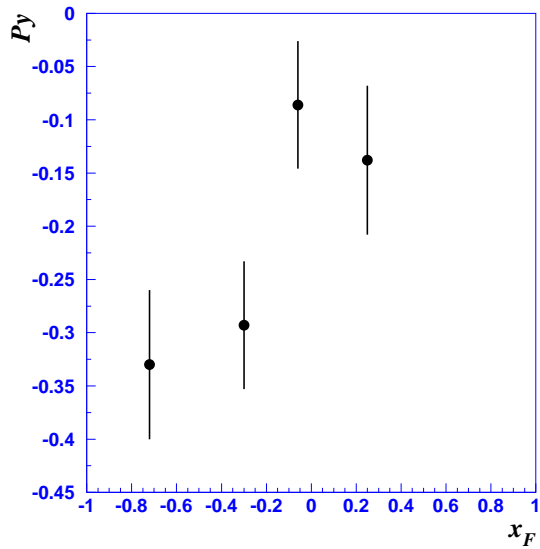


Рис. 8.3: Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от x_F .

8.2.2 Область фрагментации мишени

8.2.2.1 Продольная поляризация

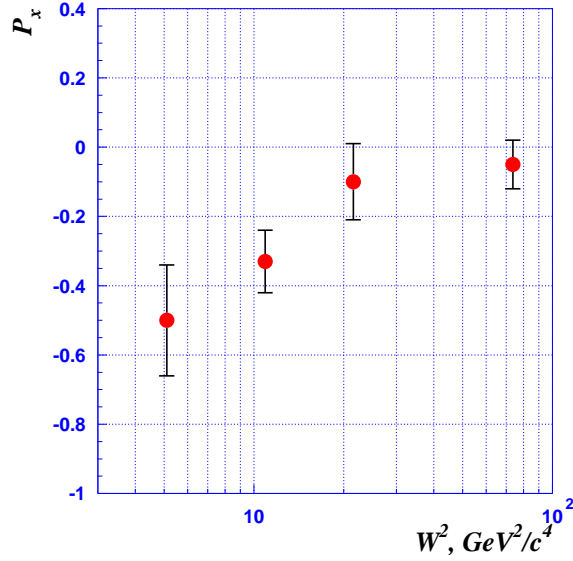


Рис. 8.4: Зависимость продольной поляризации Λ^0 гиперонов от W^2 в области фрагментации мишени.

Зависимость продольной поляризации Λ^0 гиперонов от W^2 в области фрагментации мишени представлена на рис. 8.4. Наблюдается сильная зависимость P_x от W^2 . Значение продольной поляризации достигает -50% при $\langle W^2 \rangle = 5.1 \text{ GeV}^2$: $P_x = -0.50 \pm 0.16$, при увеличении $\langle W^2 \rangle$ модуль $|P_x|$ уменьшается: $P_x = -0.33 \pm 0.09$ при $\langle W^2 \rangle = 10.9 \text{ GeV}^2$, $P_x = -0.10 \pm 0.11$ при $\langle W^2 \rangle = 21.5 \text{ GeV}^2$, и наконец, значение продольной компоненты поляризации становится сравнимым с нулем при больших средних значениях W^2 $P_x = -0.05 \pm 0.07$ при $\langle W^2 \rangle = 73.6 \text{ GeV}^2$. Такое поведение P_x как функции W^2 согласуется с предположением о поляризованной странности в нуклоне (см. обсуждение в § 8.2.1). Аналогичным образом ведет себя P_x как функции Q^2 . К сожалению, не существует никаких количественных предсказаний для зависимости $P_x(W^2, Q^2)$ в области фрагментации мишени.

Эффект нуклона мишени

Зависимость продольной поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени в области $x_F < 0$ представлена в таб. 8.9. Видно, что Λ^0 гипероны, рожденные в νp DIS, обладают почти в двое большей по модулю продольной поляризацией, по сравнению с Λ^0 , рожденными в νn DIS. Возможная интерпретация этих результатов заключается в разнице между механизмами рождения Λ^0 гиперонов в νp и νn DIS. Действительно, согласно модели LUND [63] прямые Λ^0 гипероны, рождаются в области фрагментации мишени в νp DIS менее чем в 30% случаев, при этом основными родителями Λ^0 являются барионы ($\Sigma^*(\sim 48\%)$, $\Sigma^0(\sim 14\%)$, $\Xi(\sim 5\%)$) (см. таб. 6.18). Вклад прямых Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагментации мишени в νn DIS в той же модели составляет $\sim 60\%$. Есть все основания считать, что промежуточные барионы (Σ^* , Σ^0 , Ξ)

рождаются поляризованными в νp DIS за счет фрагментации в эти состояния поляризованного дикваркового остатка ui , оставшегося после выбивания валентного левого d кварка. Таким образом, можно ожидать, что поляризация Λ^0 гиперонов, рожденных в νp DIS содержит заметный вклад от поляризации промежуточных более тяжелых барионов, передавших часть своей поляризации Λ^0 в процессе распада. Также, можно утверждать, что поляризация Λ^0 гиперонов, рожденных в νn DIS более чувствительна к возможной поляризации морских странных кварков в нуклоне в виду того, что спиновая конфигурация дикварка ud , оставшегося после выбивания левого d кварка из нейтрона, дает малый вклад в поляризацию (Σ^* , Σ^0 , Ξ) барионов в процессе фрагментации данного дикварка в эти барионы. По видимому, отрицательную продольную поляризацию Λ^0 гиперонов, рожденных в νn DIS в области фрагментации мишени, можно считать указанием на поляризацию странного кварка в нуклоне мишени.

В § 2.2.1 обсуждался вопрос о неоднозначности в предсказании продольной поляризации Λ^0 гиперонов в модели поляризованной странности в нуклоне [28], и возможное разрешение этой неоднозначности измерением продольной поляризации Λ^0 , рожденных в νp и νn DIS в области $x_F < 0$. Отрицательное измеренное значение продольной поляризации Λ^0 , рожденных в νp и νn DIS (см. таб. 8.9) находится в согласии с предположением об антикорреляции спинов выбитого кварка и фрагментирующего в Λ^0 s кварка, и противоречит предположению о антикорреляции спинов нуклона и s кварка.

Таблица 8.9: Зависимость продольной поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени в области $x_F < 0$.

Реакция	N_Λ	P_x
νp	2407	-0.29 ± 0.06
νn	3201	-0.16 ± 0.04

8.2.2.2 Поперечная поляризация

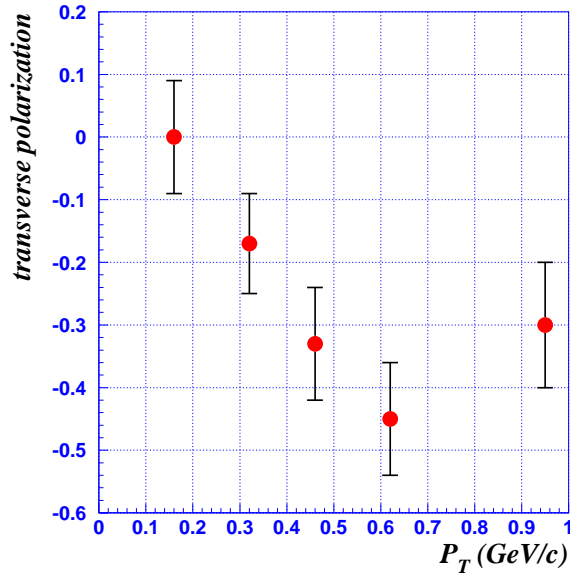


Рис. 8.5: Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от p_T в области фрагментации мишени.

Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от p_T в области фрагментации мишени приведена на рис. 8.5. Наблюдается линейный рост модуля P_y с увеличением p_T вплоть до $p_T \sim 0.7$ GeV, который сменяется меньшим по модулю значением при больших поперечных импульсах. Подобная зависимость хорошо известна в адронных экспериментах (см. § 2.3.2.1), однако, никогда не наблюдалась ранее в нейтринных и антинейтринных экспериментах (см. § 2.3.2.4). Аналогичная зависимость P_y от p_T и x_F (см. таб. 8.8), обнаруженная в νN DIS и в адронных экспериментах говорит, по видимому, о том, что природа поперечной поляризации Λ^0 гиперонов определяется механизмами образования Λ^0 гиперонов в процессе фрагментации кварков. Поэтому, можно утверждать, что величина поперечной поляризации Λ^0 гиперонов не зависит от типа рассеиваемой частицы.

Другим хорошо установленным свойством измеренной в адронных экспериментах поперечной поляризации Λ^0 гиперонов является независимость поляризации от энергии пучка, меняющейся в широких пределах (см. § 2.3.2.1). Установление этого свойства потребовало проведения разных экспериментов с разными энергиями пучка. NOMAD позволяет исследовать зависимость P_y от E_ν за счет нейтринного пучка с широким спектром по энергии. Результаты такого анализа приведены на рис. 8.6. Можно утверждать, что поперечная поляризация Λ^0 гиперонов в νN DIS также не зависит от энергии пучка.

Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от W^2 приведена на рис. 8.7. Отсутствие заметной зависимости P_y от W^2 (в отличие от найденной сильной зависимости P_x от W^2 (предмет § 8.2.2.1)) может свидетельствовать в пользу того что, природа поперечной поляризации Λ^0 гиперонов заключается в процессе фрагментации и, поэтому, не зависит от количества рожденных частиц, или от W^2 .

Заметим, что формально, поперечная поляризация Λ^0 гиперонов, измеренная в NOMAD противоположна измеренной в адронных экспериментах в виду разного определения

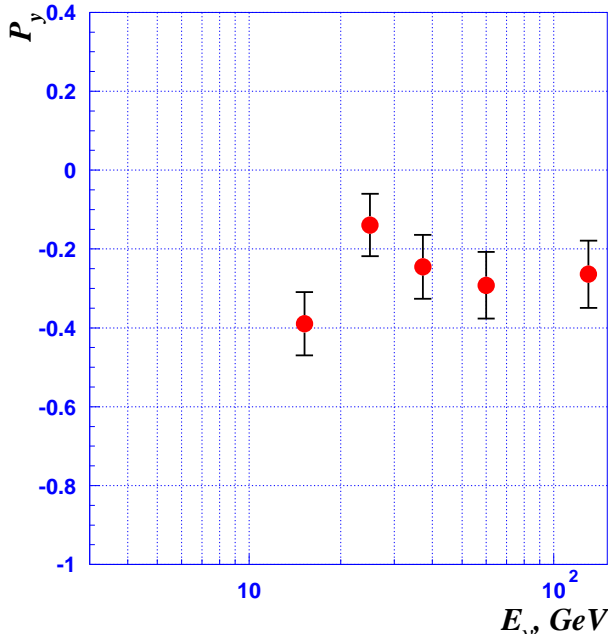


Рис. 8.6: Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от E_ν в области фрагментации мишени.

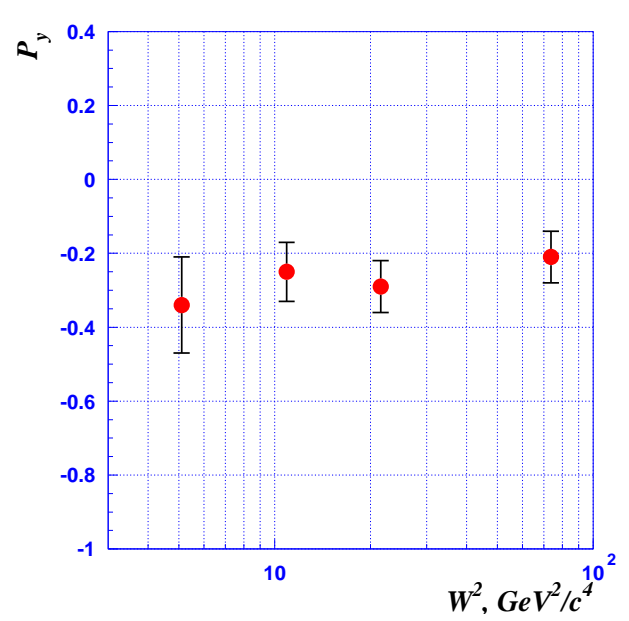


Рис. 8.7: Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от W^2 в области фрагментации мишени.

оси \mathbf{n}_y . Тем не менее, можно показать, что, мы имеем дело с тем же явлением и никакого противоречия с измерениями в адронных экспериментах нет. Данные NOMAD, рассматриваемые в этом параграфе, соответствуют области $x_F < 0$, в то время как результаты измерения поперечной поляризации Λ^0 гиперонов в адронных экспериментах приведены в § 2.3.2.1 для области $x_F > 0$. Однако, хорошо известно, что поперечная поляризация, измеренная в адронных экспериментах, меняет знак при переходе от области $x_F > 0$ к области $x_F < 0$ [99]. Таким образом, в области $x_F < 0$, измеренная в NOMAD поперечная поляризация Λ^0 гиперонов согласуется с измерениями поперечной поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в области $x_F < 0$ в адронных экспериментах, по знаку и функциональным зависимостям, что позволяет нам утверждать о наблюдении аналогичных физических явлений.

Эффект нуклона мишени

Мы наблюдаем сильную зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени в области $x_F < 0$, а именно, поперечная поляризация Λ^0 гиперонов, рожденных в νn DIS, почти в четыре раза превышает по модулю значение P_y для Λ^0 гиперонов, рожденных в νp DIS. Этот интересный эффект противоположен зависимости продольной поляризации от типа нуклона, и никогда ранее не наблюдался, по видимому, являясь специфическим для νN DIS. Качественное объяснение этого явления опять может заключаться в разнице механизмов рождения Λ^0 гиперонов в νp и νn DIS. Хотя до сих пор неизвестен механизм поперечной поляризации Λ^0 гиперонов, естественным было бы считать, что этот механизм связан с фрагментацией s кварка в Λ^0 гиперон. Если это так, то этот эффект более важен для прямых Λ^0 , чем для Λ^0 , являющихся

продуктом распада более тяжелых гиперонов, потому что только малая часть первоначальной поляризации s кварка передается Λ^0 гиперону в процессе $s \rightarrow$ гиперон $\rightarrow \Lambda^0$.

Таблица 8.10: Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени в области $x_F < 0$.

Реакция	N_Λ	P_y
νp	2407	-0.10 ± 0.06
νn	3201	-0.37 ± 0.05

8.2.2.3 Сравнение с существующими данными

Сравнение результатов измерения поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагментации мишени в NOMAD с существующими данными [43, 44, 45] приведено на рис. 8.8. Из этого рисунка можно сделать вывод, что указания на эффект продольной поляризации Λ^0 гиперонов существовали во всех предыдущих экспериментах, хотя сами значения по модулю много превосходят обнаруженный нами эффект. Автору настоящей работы объяснение большей по модулю продольной поляризации, обнаруженной в предыдущих экспериментах, выполненных на пузырьковых камерах, видится в неправильном учете эффективности реконструкции пиона в распаде $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, что приводит к существенному искажению угловых распределений (см. § 7.2.2). Этот эффект особенно существен в области $x_F < 0$. Авторы работ [43, 44, 45] утверждают, что их учет эффективности реконструкции пиона в распаде $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ сделан правильно, поскольку не обнаружено заметной асимметрии в распаде K_s^0 . Подобные аргументы, однако, не выдерживают критики, по крайней мере, по двум причинам:

- распад $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ симметричен для двух пионов, и реконструкция одинаково часто теряет как те, так и другие, что не приводит к асимметрии в угловом распределении;
- импульс K_s^0 больше импульса Λ^0 , следовательно и импульсы продуктов распада K_s^0 также сравнительно велики, что уменьшает относительную долю частиц, не реконструированных из-за их малого импульса, что также приводит к меньшим потерям, и как следствие, к меньшей асимметрии.

Другой интересной особенностью предыдущих экспериментов является отсутствие указания на существование поперечной поляризации Λ^0 гиперонов, а также в некоторых экспериментах, обнаружение заметной поляризации вдоль оси z . Наши данные очевидным образом противоречат обоим этим утверждениям.

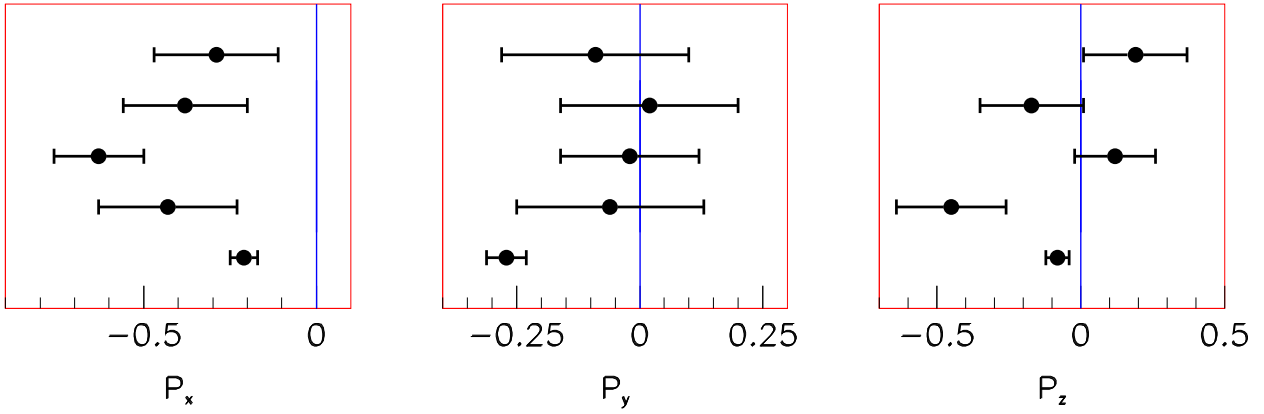


Рис. 8.8: Сравнение результатов измерения поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагментации мишени с существующими данными. Сверху-вниз: $(\nu_\mu - p)$ [43], $(\bar{\nu}_\mu - p)$ [43], $(\bar{\nu}_\mu - Ne)$ [44], $(\nu_\mu - Ne)$ [45], данный анализ

8.2.3 Область фрагментации тока

Область фрагментации тока, соответствующая области фрагментации кварка в данный адрон, интересна принципиально другими физическими механизмами, которые могли бы приводить к продольной (см. § 2.2.2) и к поперечной [100] поляризациям. В таб. 8.11 представлена зависимость поляризации Λ^0 гиперонов от доли энергии конечной адронной струи, переносимой Λ^0 гипероном (z) и от y_{Bj} в области фрагментации тока. Наблюдается заметная зависимость продольной и поперечной компонент поляризации от z , и не наблюдается статистически значимой зависимости этих компонент от y_{Bj} . Поскольку природа продольной и поперечной поляризации ожидается различной, мы изучим эти явления по отдельности.

Таблица 8.11: Зависимость поляризации Λ^0 гиперонов от z и y_{Bj} в области фрагментации тока

Условия	N_Λ	$\langle z \rangle$	поляризация Λ^0 гиперонов		
			P_x	P_y	P_z
$z < 0.42$	1221	0.30	-0.16 ± 0.08	-0.04 ± 0.09	0.06 ± 0.09
$z > 0.42$	1258	0.57	-0.01 ± 0.08	-0.17 ± 0.09	-0.03 ± 0.09
$y_{Bj} < 0.47$	1228	0.49	-0.07 ± 0.08	-0.13 ± 0.09	-0.13 ± 0.09
$y_{Bj} > 0.47$	1251	0.39	-0.10 ± 0.08	-0.07 ± 0.09	0.15 ± 0.09

8.2.3.1 Продольная поляризация

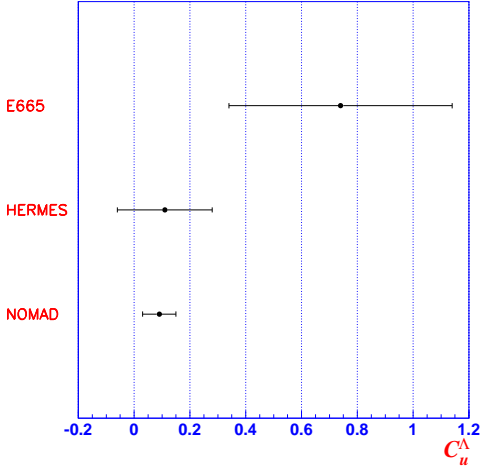


Рис. 8.9: Сравнение результатов измерения коэффициента передачи спина C_u^Λ с существующими данными: E665 [40] и HERMES [41].

Все результаты в пределах статистических ошибок согласуются между собой, хотя нужно заметить, что результат коллаборации E665, полученный с большой статистической ошибкой, существенно отличается от результатов измерения HERMES и NOMAD. Результаты, представленные в данном анализе являются рекордными по точности: статистическая ошибка в 3 раза меньше, чем в HERMES и в 7 раз меньше, чем в E665.

Сравнение результатов измерения поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагментации тока с предсказаниями z зависимости, выполненными в работах [33, 42] приведено на рис. 8.10.

В работе [33] (см. обсуждение в § 2.2.2) проведены вычисления для случая трех моделей VJ-I, VJ-II и $SU(6)$ модели с учетом промежуточных тяжелых гиперонов. Учет промежуточных тяжелых гиперонов сделан на основе JETSET с параметрами по умолчанию. Как обсуждается в § 6.5, реальные выходы странных адронов заметно отличаются от предсказаний JETSET с параметрами по умолчанию, поэтому предсказания [33] носят, во многом, качественный характер. Имея в виду все неопределенности в теоретических предсказаниях, можно утверждать, что результаты наших измерений находятся в лучшем согласии с предсказаниями, сделанными в рамках $SU(6)$ модели с учетом промежуточных тяжелых гиперонов.

Как было показано в § 2.2.2, измерение продольной поляризации Λ^0 гиперонов в области фрагментации тока позволяет измерить коэффициент передачи спина $C_u^\Lambda = \Delta D_u^\Lambda / D_u^\Lambda$ от u кварка к Λ^0 гиперонам (как прямым так и продуктам распада более тяжелых гиперонов). Слабая зависимость P_x от y_{Bj} (см. таб. 8.11) подтверждает подавление вклада от рассеяния на \bar{u} кварке (см. ур. (2.4)). Таким образом, можно интерпретировать наше измерение продольной поляризации Λ^0 гиперонов в области фрагментации тока как оценку коэффициента передачи спина $C_u^\Lambda = -P_x = 0.09 \pm 0.06$ при $\langle z \rangle = 0.27$. На рис. 8.9 представлено сравнение результатов измерения коэффициента передачи спина C_u^Λ с существующими данными, полученными в экспериментах с заряженными лептонами: E665 [40] и HERMES [41].

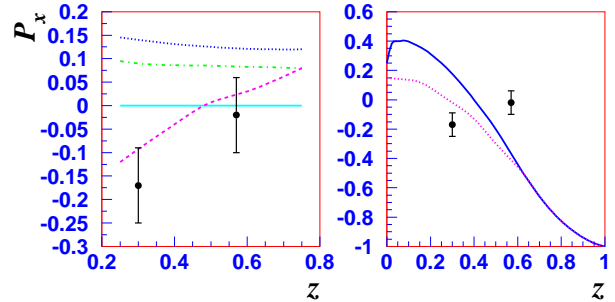


Рис. 8.10: Сравнение результатов измерения поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагментации тока с предсказаниями z зависимости [33] (левый рис.: точки VJ-I, пунктир-точки VJ-II, пунктир $SU(6)$ модель), [42] (правый рис.: сплошная линия сценарий I, пунктир сценарий II).

Предсказания [42] основываются на использовании спиновой кварковой структуры Λ^0 гиперонов. Параметризация спинозависимых кварковых распределений в Λ^0 является модельно-зависимой и соответствующие параметры настраивались, чтобы воспроизводить данные в $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \Lambda X$ экспериментах. Две разные кривые на правом рис. 8.10 соответствуют двум различным сценариям относительно симметрии кварк-антикваркового моря в Λ^0 гипероне: симметричное и асимметричное море. Очевидно противоречие между функциональными зависимостями поляризации Λ^0 гиперонов в предсказаниях [33] и [42]. Эта разница, возможно объясняется тем, что в работе [42] вклад промежуточных тяжелых гиперонов не учитывался вовсе, хотя, маловероятно, что этим можно все объяснить. Автору настоящей работы представляется сомнительным сравнение предсказаний [42] с экспериментальными данными, по крайней мере, по двум причинам:

1. Использование параметризации спинозависимых кварковых распределений в Λ^0 гипероне, настраиваемых из $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \Lambda X$ данных LEP, и последующее применение этих параметризаций к случаю νN DIS для изучения спиновой структуры Λ^0 , представляется необоснованным поскольку, сами по себе данные LEP статистически не чувствительны к разнице между предсказаниями различных моделей спиновой структуры Λ^0 .
2. Отсутствие учета вклада промежуточных тяжелых гиперонов в процесс передачи поляризации кварка в Λ^0 гиперон является серьезным недостатком предсказания [42].

Зависимость продольной поляризации Λ^0 гиперонов от W^2 в области фрагментации тока представлена на рис. 8.11. Эта зависимость является достаточно интересной: P_x меняет знак (с большой стат. ошибкой) при увеличении $\langle W^2 \rangle$ и становится сравнимой с нулем при больших средних значениях $\langle W^2 \rangle$. Исчезновение поляризации при больших $\langle W^2 \rangle$ может быть объяснено уменьшением относительной доли Λ^0 гиперонов, рожденных от фрагментации выбитого поляризованного кварка.

Эффект нуклона мишени

Мы наблюдаем заметную зависимость продольной поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени в области $x_F > 0$ (см. таб. 8.12). Большая отрицательная поляризация наблюдается в νp событиях. Напомним, что вклад промежуточных тяжелых гиперонов в этом наборе событий максимален (см. таб. 6.18), следовательно, существен их вклад в поляризацию реконструированных Λ^0 гиперонов. Наиболее важным, с

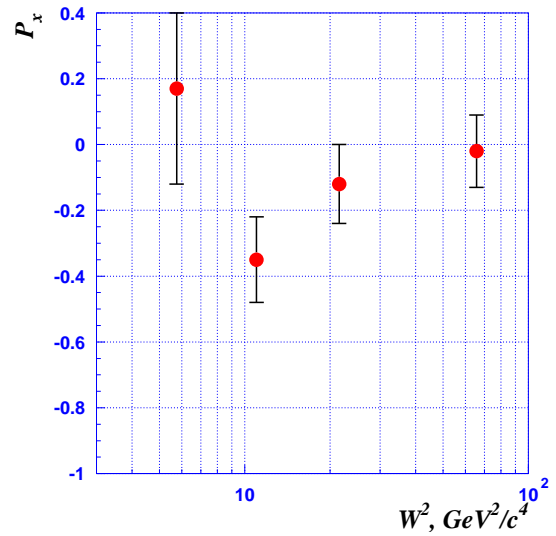


Рис. 8.11: Зависимость продольной поляризации Λ^0 гиперонов от W^2 в области фрагментации тока.

этой точки зрения, является канал фрагментации левополяризованного u кварка в Σ^{*+} с последующим распадом на Λ^0 в конечном состоянии: $\overleftarrow{u} \Rightarrow \overleftarrow{\Sigma^{*+}} \Rightarrow \overleftarrow{\Lambda}$. Этот канал должен приводить к заметной отрицательной поляризации Λ^0 гиперонов, что и наблюдается в таб. 8.12. Напротив, Λ^0 гипероны, рожденные в νn DIS, являются, в основном, прямыми, и изучение этого набора событий может дать наибольшую чувствительность к различным механизмам передачи спина в процессе фрагментации и к спиновой структуре Λ^0 . В настоящее время не существует теоретических предсказаний для продольной поляризации Λ^0 гиперонов в зависимости от типа нуклона мишени в области $x_F > 0$.

Таблица 8.12: Зависимость продольной поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени в области $x_F > 0$.

Реакция	N_Λ	P_x
νp	1065	-0.23 ± 0.09
νn	1414	0.01 ± 0.08

8.2.3.2 Поперечная поляризация

Значение поперечной поляризации Λ^0 гиперонов по модулю заметно меньше в области фрагментации тока, чем в области фрагментации мишени.

В области фрагментации мишени обнаружен эффект линейной зависимости поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от p_T , аналогичный хорошо известной закономерности, установленной в адронных экспериментах. Зависимость P_y от p_T в области фрагментации тока представлена на рис. 8.12. Можно заметить некую аналогию в поведении P_y как функции p_T с наблюдаемой зависимостью в области фрагментации мишени (см. рис. 8.5), однако, в пределах статистических ошибок также справедливо было бы утверждать об отсутствии зависимости P_y от p_T в области фрагментации тока. Физическая природа поперечной поляризации Λ^0 гиперонов в области фрагментации тока в настоящее время неизвестна. В работах [100] исследуется возможность возникновения поперечной поляризации адрона в процессе фрагментации неполяризованного кварка, рассеивающегося на некоторый угол к налетающей частице пучка. Авторы [100] рассчитывают описать совокупность данных по поляризации Λ^0 гиперонов, рождаемых в области фрагментации тока введением T-odd (Т-нечетной) функции фрагментации кварка.

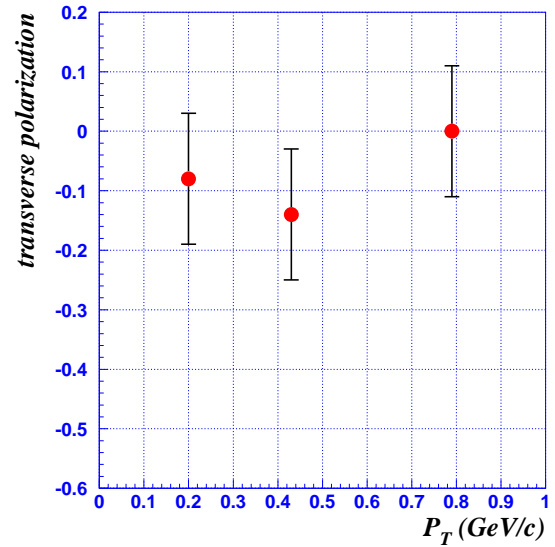


Рис. 8.12: Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от p_T в области фрагментации тока.

Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от E_ν и от W^2 в области фрагментации тока представлена на рис. 8.13 и рис. 8.14 соответственно. Можно утверждать об отсутствии зависимости поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от этих кинематических переменных.

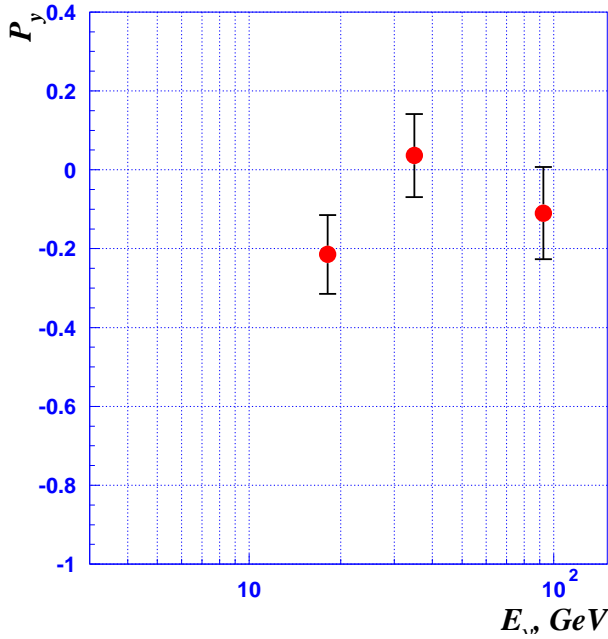


Рис. 8.13: Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от E_ν в области фрагментации тока.

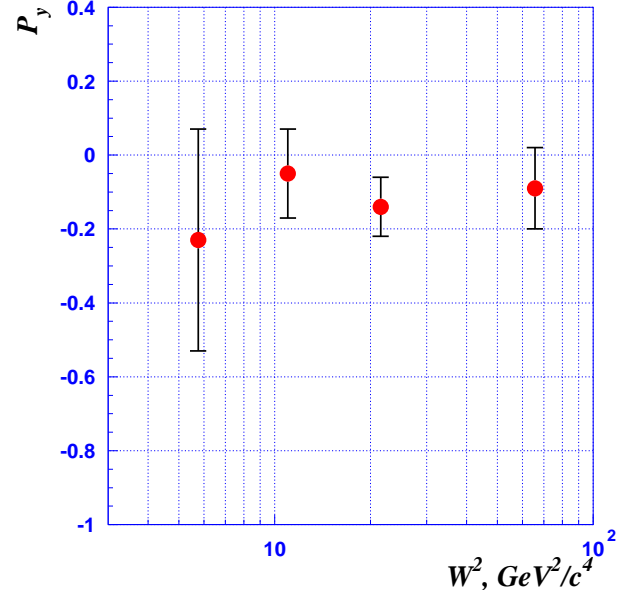


Рис. 8.14: Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от W^2 в области фрагментации тока.

Эффект нуклона мишени

Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени в области $x_F > 0$ представлена в таб. 8.13. В пределах статистических ошибок можно утверждать, что P_y не зависит от типа нуклона мишени в области фрагментации тока, в отличие от обнаруженной существенной зависимости в области фрагментации мишени (см. таб. 8.10). Этот факт, видимо, означает различную природу поперечной поляризации Λ^0 гиперонов в разных областях по переменной x_F .

Таблица 8.13: Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени в области $x_F > 0$.

Реакция	N_Λ	P_y
νp	1065	-0.06 ± 0.09
νn	1414	-0.11 ± 0.08

8.2.3.3 Сравнение с существующими данными

Сравнение результатов измерения поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагментации тока в NOMAD с существующими данными [43, 44, 45] приведено на рис. 8.15.

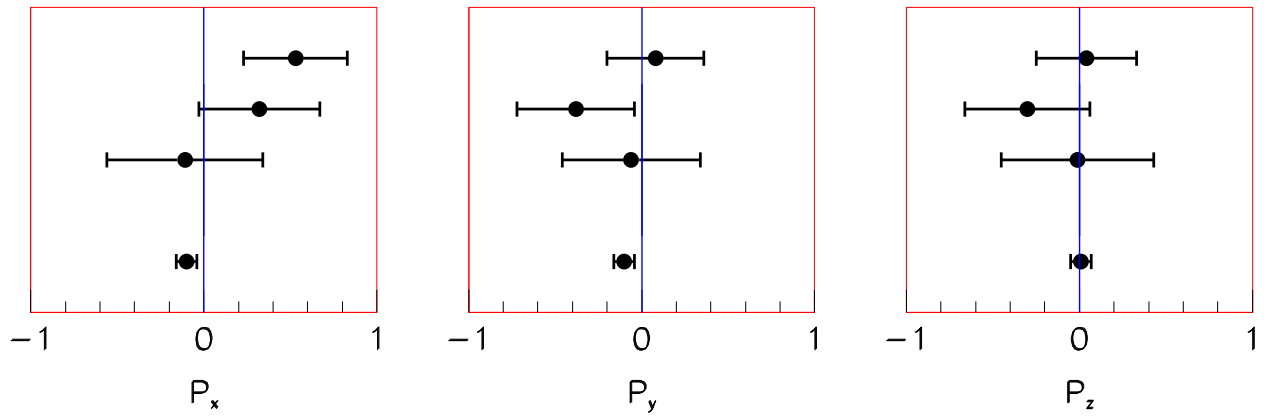


Рис. 8.15: Сравнение результатов измерения поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагментации тока с существующими данными. Сверху-вниз: $(\nu_\mu - p)$ [43], $(\bar{\nu}_\mu - p)$ [43], $(\bar{\nu}_\mu - Ne)$ [44], $(\nu_\mu - Ne)$ [45], данный анализ

8.3 Поляризация $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов

Вектор поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в ν_μ CC DIS события сравним с нулевым в пределах статистических ошибок. Мы провели аналогичное § 8.2 исследование поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов как функции различных кинематических переменных с целью выяснить существование кинематической области, в которой есть указание на ненулевую поляризацию. Как и в случае Λ^0 , подобная кинематическая область может соответствовать определенному механизму рождения $\bar{\Lambda}^0$ гиперона. Однако, сам по себе механизм рождения адрона, состоящего из антикварков, является гораздо менее определенным, чем в случае Λ^0 гиперона.

В таб. 8.14 приведены значения вектора поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов как функция x_{Bj} . Из-за больших статистических ошибок нельзя сделать вывода о какой-либо зависимости.

Таблица 8.14: Поляризация $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в ν_μ CC DIS событиях как функция x_{Bj} . Ошибки приведены, по порядку, статистические и систематические.

Условие	$N_{\bar{\Lambda}^0}$	Поляризация $\bar{\Lambda}^0$		
		P_x	P_y	P_z
$x_{Bj} < 0.2$	331	$-0.12 \pm 0.17 \pm 0.08$	$0.08 \pm 0.18 \pm 0.11$	$0.01 \pm 0.17 \pm 0.07$
$x_{Bj} > 0.2$	318	$-0.03 \pm 0.17 \pm 0.14$	$0.10 \pm 0.18 \pm 0.10$	$0.20 \pm 0.19 \pm 0.07$

8.3.1 Область фрагментации мишени

Вектор поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в области фрагментации мишени в ν_μ CC DIS событиях представлен в таб. 8.15. Большие статистические ошибки позволяют сказать, что поляризация $\bar{\Lambda}^0$ сопоставима с нулем. Однако, есть указание на уровне 1σ на положительное значение продольной поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в области фрагментации мишени. Интересно, что положительное значение противоречило бы предсказаниям в рамках модели поляризованной странности в нуклоне [28].

Таблица 8.15: Поляризация $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в области фрагментации мишени в ν_μ CC DIS событиях. Ошибки приведены, по порядку, статистические и систематические.

Условие	$N_{\bar{\Lambda}^0}$	Поляризация $\bar{\Lambda}^0$		
		P_x	P_y	P_z
$x_F < 0$	248	$0.23 \pm 0.20 \pm 0.15$	$0.04 \pm 0.20 \pm 0.19$	$-0.08 \pm 0.21 \pm 0.12$

8.3.2 Область фрагментации тока

Область фрагментации тока интересна, в первую очередь, тем, что измерение продольной поляризации могло бы дать информацию о механизме передачи спина и спиновой структуре анти-гиперонов. Эта тема в настоящее время практически не исследована (см. § 2.3) и любая информация могла бы пролить дополнительный свет на этот вопрос. Результаты измерения вектора поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в области фрагментации тока представлены в таб. 8.16. Интересно заметить, что измеренное значение продольной поляризации противоречит предсказаниям всех моделей, рассмотренных в работе [33].

Таблица 8.16: Поляризация $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в области фрагментации тока в ν_μ CC DIS событиях. Ошибки приведены, по порядку, статистические и систематические.

Условие	$N_{\bar{\Lambda}^0}$	Поляризация $\bar{\Lambda}^0$		
		P_x	P_y	P_z
$x_F > 0$	401	$-0.23 \pm 0.15 \pm 0.08$	$0.10 \pm 0.17 \pm 0.05$	$0.25 \pm 0.16 \pm 0.06$

8.4 Выводы

В этой главе были представлены результаты измерения векторов поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в ν_μ CC DIS событиях в эксперименте NOMAD. Обнаружена отрицательная продольная и отрицательная поперечная компоненты вектора поляризации Λ^0 гиперонов.

Модуль продольной поляризации Λ^0 увеличивается в области фрагментации мишени. Это находится в качественном согласии с предсказаниями модели поляризованной странности в нуклоне [28]. Значение продольной поляризации Λ^0 в области фрагментации тока позволяет оценить коэффициент передачи спина от u кварка к Λ^0 гиперону (C_u^Λ), связанный с корреляцией спина фрагментирующего кварка со спином конечного адрона. Наше измерение согласуется с предсказаниями в рамках $SU(6)$ модели с учетом промежуточных тяжелых гиперонов, распадающихся на Λ^0 в конечном состоянии, и противоречит вычислениям [33] для модели Буркардта-Джаффе.

Зависимость от p_T и x_F обнаруженной впервые в нейтринных экспериментах поперечной поляризации Λ^0 находится в согласии с хорошо установленной зависимостью поперечной поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в адронных экспериментах, что свидетельствует в пользу того, что мы имеем дело со схожим явлением.

Третья компонента вектора поляризации Λ^0 гиперонов сопоставима с нулем.

Исследована зависимость вектора поляризации от различных кинематических переменных и от типа нуклона мишени.

Вектор поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, измеренный впервые в нейтринных экспериментах, сравним с нулевым, хотя существуют указания на противоречия с предсказаниями модели поляризованной странности в нуклоне [28] для области фрагментации мишени, и с предсказаниями для всех моделей передачи спина в области фрагментации тока, рассмотренными в работе [33].

Заклучение

Суммируем кратко результаты, защищаемые в настоящей диссертации.

1. В дрейфовых камерах магнитного детектора NOMAD с электронным съёмом информации зарегистрировано 15075 распадов K_s^0 мезонов, 8087 Λ^0 и 649 $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, образованных в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока.
2. Предложена и реализована процедура идентификации нейтральных странных частиц на основе кинематического фита V^0 вершин.
3. Предложен и реализован новый метод измерения одновременно всех трех проекций вектора поляризации, с учетом эффективности реконструкции треков и акцептанса детектора.
4. Измерены интегральные выходы K_s^0 мезонов, Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока:
 $\mathcal{T}_{K_s^0} = (6.76 \pm 0.06)\%$, $\mathcal{T}_{\Lambda^0} = (5.04 \pm 0.06)\%$, $\mathcal{T}_{\bar{\Lambda}^0} = (0.37 \pm 0.02)\%$. Обнаружено отличие измеренных выходов от предсказаний модели ЛУНД [63] на уровне 40-60%.
5. Измерены дифференциальные выходы K_s^0 мезонов, Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока как функции E_ν , W^2 , Q^2 , x , y . Дифференциальные выходы $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов измерены впервые в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях.
6. Изучены распределения по переменным x_F , p_T^2 , z , характеризующим поведение K_s^0 мезонов, Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в адронной струе, в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока. Найдены следующие величины: параметры асимметрии в распределениях по переменной x_F и средние значения $\langle x_F \rangle$, $\langle z \rangle$, параметр наклона p_T^2 -распределений.
7. Измерены выходы Σ^0 , Ξ^- , $\Sigma^{\star\pm}$ барионов и $K^{\star\pm}$ мезонов, по отношению к выходам Λ^0 гиперонов и K_s^0 мезонов соответственно, в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока. Обнаружено, что относительные выходы в данных меньше по сравнению с предсказаниями модели ЛУНД [63] на факторы 3.3 ± 0.3 ($\Sigma^{\star+}$), 1.7 ± 0.3 ($\Sigma^{\star-}$), 1.8 ± 0.5 (Σ^0), что очень важно для правильной теоретической интерпретации измерения поляризации Λ^0 гиперонов, и на факторы 2.0 ± 0.1 и 1.5 ± 0.1 для $K^{\star+}$ и $K^{\star-}$ мезонов соответственно.
8. Измерен вектор поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока. Детально исследованы систематические ошибки при измерении вектора поляризации Λ^0 гиперонов. Увеличение абсолютного значения продольной поляризации Λ^0 гиперонов в области фрагментации мишени

$$P_x(x_F < 0) = -0.21 \pm 0.04(\text{стат.}) \pm 0.02(\text{сис.})$$

согласуется с предсказаниями модели поляризованной странности в нуклоне [28]. Измерение продольной поляризации Λ^0 гиперонов в области фрагментации тока

($x_F > 0$) позволяет оценить коэффициент передачи спина $C_u^{\Lambda^0} = 0.09 \pm 0.06$ (стат.) \pm 0.03(сис.) при $\langle z \rangle = 0.44$. Это значение не противоречит предсказаниям наивной кварковой модели [33] и не согласуется с моделью Буркардта-Джаффе [34].

9. Впервые в нейтринных экспериментах обнаружена ненулевая поперечная поляризация Λ^0 гиперонов, модуль которой увеличивается в области фрагментации мишени:

$$P_y(x_F < 0) = -0.26 \pm 0.04(\text{стат.}) \pm 0.01(\text{сис.})$$

Знак поперечной поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагментации мишени, и ее зависимость от x_F и p_T находятся в качественном согласии со свойствами поперечной поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в адронных экспериментах.

10. Обнаружена существенная зависимость продольной и поперечной компонент вектора поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени (протон, нейтрон).
11. Вектор поляризации Λ^0 гиперонов детально изучен как функция кинематических переменных, а также переменных, описывающих поведение Λ^0 в адронной струе.
12. Впервые в нейтринных экспериментах измерен вектор поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в $\nu_\mu N$ глубоконеупругих взаимодействиях по каналу заряженного тока. Вектор поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов совместим с нулевым.

**Результаты диссертации
опубликованы в следующих работах:**

1. P. Astier, ...D. V. Naumov, ... [NOMAD Collaboration], “Measurement of the Λ polarization in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment,” *Nucl.Phys.* **B588**, (2000) 3; CERN-EP/2000-111
2. P. Astier ...D. V. Naumov, ... [NOMAD Collaboration], “Measurement of the $\bar{\Lambda}$ polarization in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment,” *Nucl.Phys.* **B605**, (2001) 3; CERN-EP/2001-028
3. Dmitry Naumov [for NOMAD Collaboration], “Measurement of the Lambda polarization in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment,” Proceedings of 14th International Spin Physics Symposium, October 16-21, SPIN2000 (Osaka, Japan), AIP CONFERENCE PROCEEDINGS **570** (2001) 489; hep-ph/0101325
4. Dmitry Naumov [for NOMAD Collaboration], “ Λ^0 Polarization in ν_μ CC interactions in NOMAD”, Proceedings of ISHEPP, XV, Dubna, September 25-29, 2000
5. D. V. Naumov and B. A. Popov, “A Study of Strange Particle Production in ν_μ CC Interactions in the NOMAD Experiment”, Сообщение ОИЯИ E1-2001-139 (2001).

IV

Приложения

Приложение А

Глубокоэластичное рассеяние лептонов на нуклоне

А.1 Формализм глубокоэластичного рассеяния

Общее выражение для сечения

Сечение глубокоэластичного рассеяния лептонов на нуклоне может быть представлено в следующем виде:

$$d\sigma = \frac{1}{4\sqrt{(k \cdot P)^2 - k^2 P^2}} \overline{|\mathcal{M}|^2} d\Phi, \quad (\text{A.1})$$

где $\overline{|\mathcal{M}|^2}$ - квадрат матричного элемента процесса, а $d\Phi$ включает в себя фазовый объем продуктов реакции с учетом нормировки спиноров:

$$d\Phi = (2\pi)^4 \delta^4(k + P - k' - p') \frac{d^3 k'}{2E'(2\pi)^3} \prod_f \frac{d^3 p_f}{2E_f(2\pi)^3}.$$

Фактор $4\sqrt{(k \cdot P)^2 - k^2 P^2} \approx 4EM$ отвечает потоку начальных частиц. Используя определение в ур. (A.1) и пренебрегая массой вылетающего лептона: $d^3 k'/E' \approx E' dE' d\Omega$, дифференциальное сечение DIS процесса может быть представлено в следующем общем виде:

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{E'}{E} \frac{(2\pi)^4 \delta^4(k + P - k' - p') \overline{|\mathcal{M}|^2}}{8M} \prod_f \frac{d^3 p_f}{2E_f(2\pi)^3}. \quad (\text{A.2})$$

От переменных E', Ω легко перейти к любым другим используя соответствующий Якобиан перехода. Например:

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{2\pi M \nu}{E'} \frac{d\sigma}{dE' d\Omega} \quad (\text{A.3})$$

Кварк-партонная модель

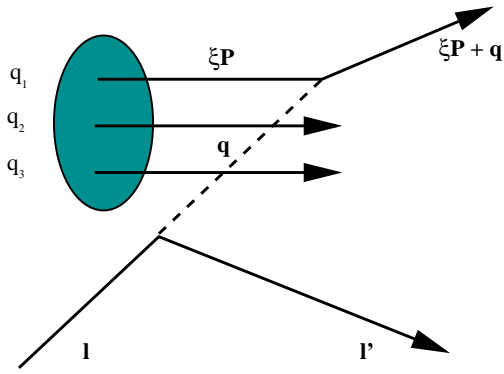


Рис. А.1: Рассеяние лептона на партоне

Глубоко-неупругое лептон-нуклонное взаимодействие является упругим рассеянием лептона на кварке с последующей фрагментацией кварка, приводящей к развалу нуклона. Взаимодействие в рамках кварк-партонной модели рассматривается в так называемой системе бесконечно большого импульса [101], т.е. в такой лоренцевой системе отсчета, в которой импульс нуклона много больше типичного импульса внутри нуклона. В этом приближении партоны несут определенную долю импульса нуклона, поглощая импульс q промежуточного бозона (рис. А.1). Сечение DIS процесса записывается в виде взвешенной суммы лептон-партонных сечений:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \sum_i \int_0^1 d\xi f_i^h(\xi) \frac{d^2\sigma_i(\xi, y)}{dx dy}, \quad (\text{A.4})$$

Пренебрегая массой кварка¹, можно связать переменную ξ с экспериментально измеримыми величинами: $m_i^2 = (q + \xi P)^2 \simeq 2Pq\xi - Q^2 \simeq 0$, откуда

$$\xi = Q^2/(2Pq) = x.$$

Точное решение предыдущего уравнения имеет вид:

$$\xi = \frac{-\nu + (\nu^2 + m^2 + Q^2)^{1/2}}{M} = x \left(1 - \frac{x^2 M^2 - m^2}{Q^2} + \dots \right), \quad (\text{A.5})$$

поэтому более корректно распределение кварков в нуклоне описывает переменная Навтмана:

$$\xi_N = \frac{2x}{1 + (1 + 4x^2 M^2/Q^2)^{1/2}} \approx x \left(1 - \frac{x^2 M^2}{Q^2} \right). \quad (\text{A.6})$$

Для энергий эксперимента NOMAD распределения переменных ξ и x практически совпадают, что позволяет считать переменную Бьеркена - x адекватной для аппроксимации доли импульса нуклона, переносимой кварком.

Для кварковых распределений в нуклоне очевидны следующие правила сумм:

$$\int_0^1 (u - \bar{u})dx = 2, \quad \int_0^1 (d - \bar{d})dx = 1, \quad \int_0^1 (s - \bar{s})dx = 0, \quad (\text{A.7})$$

отражающие число “валентных” кварков в протоне.

¹что можно сделать для легких u, d, s кварков

А.2 Глубокоупругое рассеяние заряженных лептонов на нуклоне

А.2.1 Сечение

Рассмотрим глубокоупругое рассеяние заряженного лептона на нуклоне в однофотонном приближении. В этом случае ур. (А.2) может быть записано в виде [2]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2 E'}{q^4 E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}.$$

Здесь α постоянная тонкой структуры, а тензоры $L_{\mu\nu}$ и $W_{\mu\nu}$ описывают лептонную и адронную вершины диаграммы 1.1 соответственно. Просуммировав по поляризации вылетающего лептона и используя правила Фейнмана, легко написать точное выражение для лептонного тензора $L_{\mu\nu} = L_{\mu\nu}^S + iL_{\mu\nu}^A$:

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu}^S &= 2(k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu}(k \cdot k' - m_l^2)) \\ L_{\mu\nu}^A &= 2\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho s^\sigma \end{aligned}$$

Вся информация об адронной мишени содержится в тензоре $W^{\mu\nu}$, который можно записать как сумму симметричного и антисимметричного относительно перестановок индексов μ, ν тензоров: $W_{\mu\nu} = W_{\mu\nu}^S + iW_{\mu\nu}^A$. Требования ковариантности, сохранения четности, зарядовой симметрии и сохранения тока ($q^\mu W_{\mu\nu} = 0$) приводят к такой форме адронного тензора:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^S &= \frac{1}{M}(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2})F_1^{em}(x, Q^2) + \frac{1}{M^2\nu}(p_\mu - q_\mu \frac{p \cdot q}{q^2})(p_\nu - q_\nu \frac{p \cdot q}{q^2})F_2^{em}(x, Q^2) \\ W_{\mu\nu}^A &= \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \frac{q^\alpha}{M\nu} \left(S^\beta g_1(x, Q^2) + (S^\beta - p^\beta \frac{q \cdot S}{M\nu})g_2(x, Q^2) \right) \end{aligned}$$

Физический смысл структурных функций F_i, g_i можно выяснить рассматривая рассеяние поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах. Обозначим продольную поляризацию пучка (мишени) в виде стрелочек $\uparrow\downarrow$ ($\uparrow\downarrow$). Легко показать, что сумма сечений $d^2\sigma^{\uparrow\uparrow} + d^2\sigma^{\uparrow\downarrow} \sim L_{\mu\nu}^S W^{\mu\nu S}$, тогда как разность сечений $d^2\sigma^{\uparrow\downarrow} - d^2\sigma^{\uparrow\uparrow} \sim L_{\mu\nu}^A W^{\mu\nu A}$. Запишем выражения для суммы и разности сечений в явном виде.

Сумма сечений

Неполяризованное сечение лептон-нуклонного рассеяния может быть найдено как среднее от суммы сечений с противоположно направленными спинами частиц:

$$d\sigma^{unp} = 1/2(d\sigma^{\uparrow\uparrow} + d\sigma^{\uparrow\downarrow}).$$

Для суммы сечений можно получить выражение:

$$\frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega dE'} + \frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\Omega dE'} = \frac{8\alpha^2 E'^2}{MQ^4} \left[2\sin^2 \theta/2 F_1^{em}(x, Q^2) + \frac{M}{\nu} \cos^2 \theta/2 F_2^{em}(x, Q^2) \right]. \quad (\text{A.8})$$

В Лоренц-инвариантной записи имеем:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{dx dy} + \frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{dx dy} \right) = \frac{4\pi\alpha^2 (s - M^2)}{Q^4} \left[xy^2 F_1^{em} + \left((1 - y) - \frac{M^2}{s - M^2} xy \right) F_2^{em} \right]. \quad (\text{A.9})$$

Из ур. (A.8),(A.9) следует, что структурные функции F_1^{em}, F_2^{em} описывают спино-независящую структуру нуклона. Легко сделать оценку сечения по порядку величины:

$$\sigma^{unp} \approx 8\pi M\alpha^2 \frac{E}{Q^4} \approx 5 \times 10^{-31} \frac{E}{GeV} \frac{GeV^4}{Q^4} \text{ см}^2.$$

Разность сечений

Спиновая зависимость сечения лептон-нуклонного DIS может быть исследована изучая разность сечений с противоположно направленными спинами частиц пучка и мишени. Выражение для разности сечений имеет следующий Лоренц-инвариантный вид:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{dxdy} - \frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{dxdy} \right) = \frac{4\pi\alpha^2(s - M^2)}{Q^4} \left[(2y - y^2 - \frac{Mxy^2}{E})x g_1(x, Q^2) - \frac{4M^2}{s - M^2} x^2 y g_2(x, Q^2) \right] \quad (\text{A.10})$$

Структурные функции g_1, g_2 описывают спино-зависящую структуру нуклона. При характерных энергиях лептонных пучков $E \sim 100 \text{ GeV}$, второе слагаемое в ур. (1.14), (A.10) кинематически подавлено на уровне $M/E \sim 0.01$.

A.2.2 Структурные функции и правила сумм

Записав сечение рассеяния лептона на кварке по стандартным правилам Фейнмана, и используя ур. (A.4), (A.9), (A.10), можно найти связь между структурными функциями F_i^{em} , g_i и кварковыми распределениями.

A.2.2.1 Спино-независимые структурные функции F_1^{em} , F_2^{em}

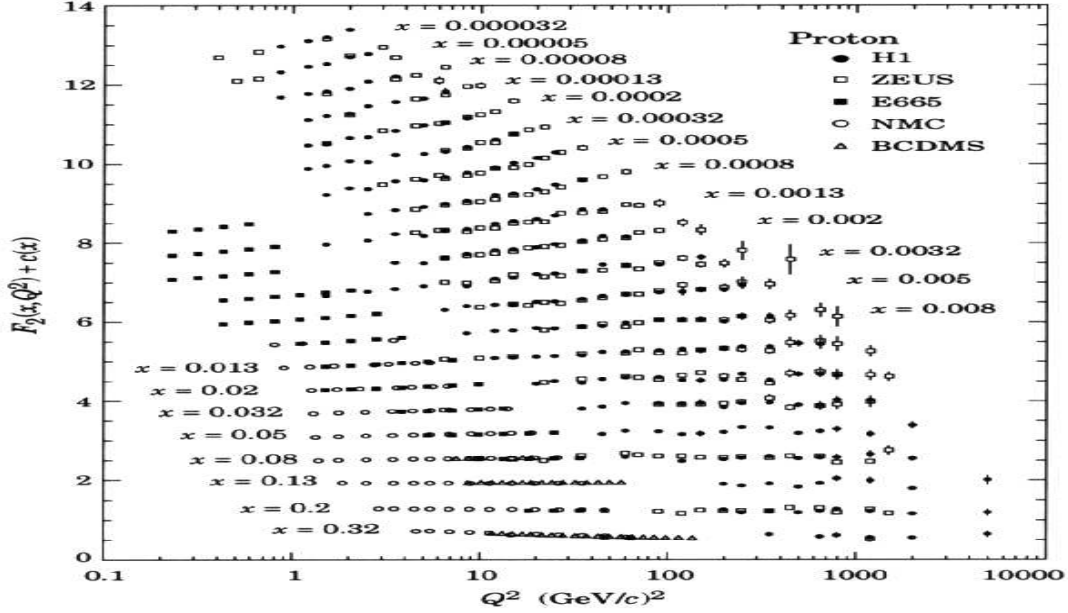


Рис. A.2: Мировые данные по структурной функции $F_2^p(x, Q^2)$ [102, 103, 104, 105, 106]. Для удобства к функции $F_2^p(x, Q^2)$ добавлена константа $c(x) = 0.6(i_x - 0.4)$, где i_x номер бина по переменной x . i_x меняется в пределах от $i_x = 1(x = 0.32)$ до $i_x = 21(x = 0.000032)$

Спино-независимые структурные функции $F_{1,2}^{em}$ в КПМ имеют вид:

$$F_1^{em}(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 q(x) \quad (A.11)$$

$$F_2^{em}(x) = x \sum_q e_q^2 q(x) = 2x F_1^{em}(x)$$

Хотя функции $F_{1,2}^{em}(x)$ были введены в пределе $Q^2 \rightarrow \infty$, для конечного Q^2 структурные функции зависят от Q^2 из-за нарушения скейлинга. На рис. A.2 приведены мировые данные по измерению структурной функции $F_2^p(x, Q^2)$. Очевиден огромный прогресс за последние два десятилетия, приведший к уменьшению статистических ошибок и лучшему пониманию неполяризованной структуры нуклона. Эксперименты используют разные методики: с фиксированной протонной мишенью (NMC, BCDMS, E665) и коллайдерные эксперименты на HERA-DESY (ZEUS, H1). Приведенные в широкой кинематической области данные свидетельствуют об очевидном нарушении скейлинга, что является, в свою очередь, предсказанием пертурбативной КХД.

А.2.2.2 Правило сумм Готтфрида

Используя ур. (А.11), после интегрирования по x , можно получить:

$$I_G = \int_0^1 \frac{dx}{x} [F_2^p(x, Q^2) - F_2^n(x, Q^2)] = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \int_0^1 dx [\bar{u}(x, Q^2) - \bar{d}(x, Q^2)]. \quad (\text{А.12})$$

В предположении симметричного моря антикварков имеет место правило сумм Готтфрида: $I_G = 1/3$ [107]. Эксперименты NMC (CERN) и E665 (FNAL) измерили отношение F_2^n/F_2^p и разницу $F_2^p - F_2^n$ как функции x при различных Q^2 (см. рис. А.3). Данные свидетельствуют в пользу нарушения симметрии x -распределений морских кварков в протоне. При малых x , в предположении симметрии морских кварков, можно было бы ожидать, что отношение F_2^n/F_2^p должно стремиться к единице, т.к. вклад морских кварков при $x \rightarrow 0$ доминирует над вкладом валентных. Результаты NMC согласуются с этим ожиданием. Данные E665 продвинулись в область еще более малых x и, с большими статистическими ошибками, наблюдается отклонение от ожидания $F_2^n(x)/F_2^p(x) \rightarrow 1$. В эксперименте NuSea [108] измерялось отношение выходов мюонных пар, рожденных в процессе Дрелла-Яна в протон-протонном или протон-дейтроном взаимодействиях. Это позволяет измерить отношение \bar{d}/\bar{u} (см. рис. А.4), которое существенно зависит от x и подтверждает флэйворную асимметрию: $\bar{d} > \bar{u}$. Используя параметризацию для $\bar{d} + \bar{u}$, можно оценить величину $\bar{d} - \bar{u}$, которая в основном положительна (см. рис. А.5). Качественное объяснение флэйворной асимметрии заключается в принципе Паули. Поскольку в протоне в два раза больше валентных u_{val} кварков, чем d_{val} кварков, то фазовый объем для морских $\bar{u}i$ кварков меньше, чем для морских $\bar{d}d$ кварков, что в результате и дает асимметрию \bar{d} и \bar{u} распределений.

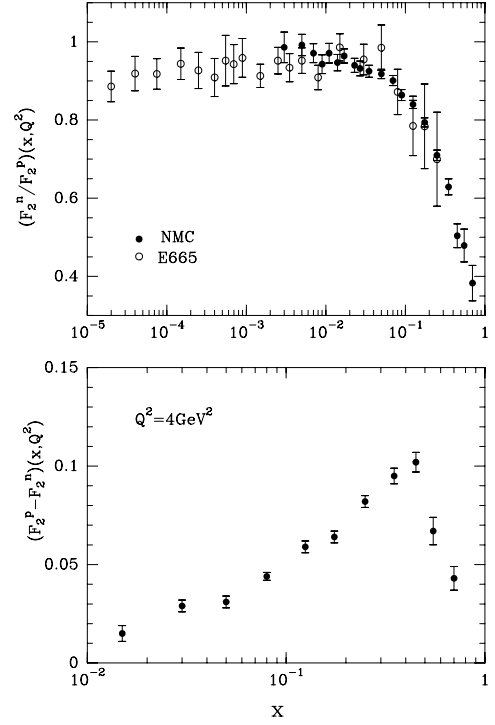


Рис. А.3: Отношение F_2^n/F_2^p как функция x при различных Q^2 [102, 106] (верх). Разница $F_2^p - F_2^n$ как функция x при $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ (низ)

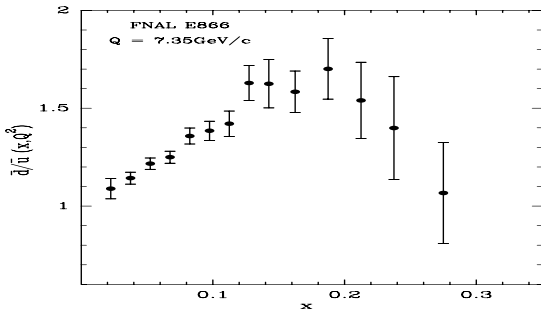


Рис. А.4: \bar{d}/\bar{u} при $Q = 7.35 \text{ GeV}$ [106]

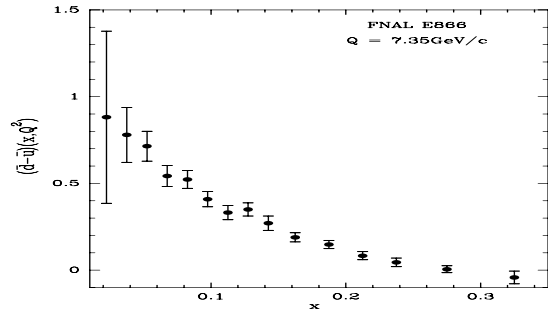


Рис. А.5: $\bar{d} - \bar{u}$ при $Q = 7.35 \text{ GeV}$ [106]

А.2.2.3 Спино-зависимые структурные функции g_1, g_2

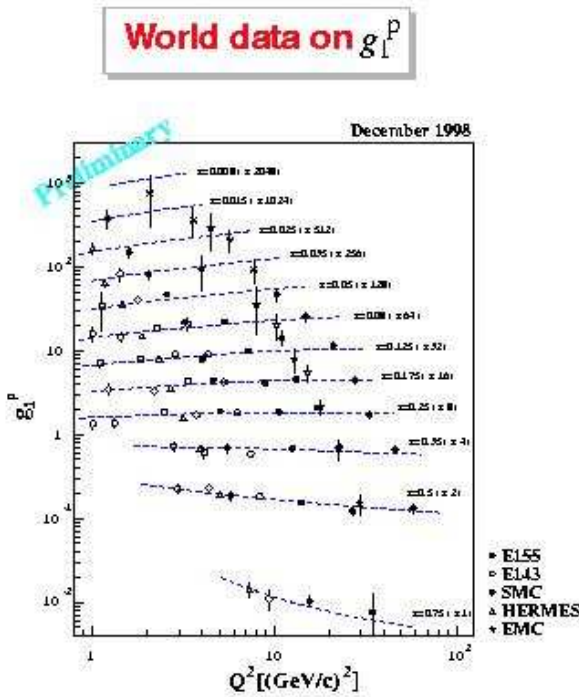


Рис. А.6: Мировые данные по измерению спино-зависимой структурной функции g_1 [109]

Структурная функция $g_1(x)$ описывает распределение продольно-поляризованных (анти) кварков в нуклоне. Прецизионное измерение $g_1(x)$ является одной из актуальнейших проблем современной физики высоких энергий, изучающей спиновую структуру нуклона. Пионерское измерение $g_1(x)$ было сделано коллаборацией EMC (CERN) [15], обнаружившей удивительное явление - доля спина нуклона, переносимая кварками, оказалась ничтожно малой по сравнению с ожиданиями в КПМ. Разные экспериментальные методики измерения использовались SMC (CERN) [13], и используются в данный момент коллаборациями: E143 [16], E155 [17], HERMES [18]. Результаты измерений этих экспериментов согласуются друг с другом и подтверждают выводы EMC. На рис. А.6 приведены мировые данные по измерению спино-зависимой структурной функции g_1 [109]. Очевиден прогресс в точности измерения этой функции, однако по прежнему, статистические ошибки измерения $g_1(x)$ далеки от прецизионности измерения неполяризованных структурных функций $F_{1,2}$ (см. рис. А.2).

Transversity - поперечная поляризация

Структурная функция g_2 связана с поперечной поляризацией кварков в нуклоне и не имеет простой интерпретации в КПМ. В настоящее время наметилась заметная активность в изучении этой функции как экспериментальная так и теоретическая [110].

g_2 связана с $g_1(x)$ с помощью правила сумм Вандзура-Вильчека [111] (Wandzura-Wilczek sum rule) для $J \geq 1$:

$$\int_0^1 dx x^{J-1} \left[\frac{J-1}{J} g_1(x) + g_2^{WW}(x) \right] = 0. \quad (\text{A.13})$$

При $J = 1$ получается *Burkhardt-Cottingham sum rule* [112] (BCSR)

$$\int_0^1 dx g_2^p(x) = 0 \quad \text{и} \quad \int_0^1 dx g_2^n(x) = 0, \quad (\text{A.14})$$

а при $J = 2$ ур. (A.13) становится:

$$g_2^{WW}(x) = \int_x^1 g_1(y) \frac{dy}{y} - g_1(x). \quad (\text{A.15})$$

А.3 Глубоконеупругое рассеяние нейтрино и антинейтрино на нуклоне

А.3.1 Заряженные слабые токи и сечение

Лептонный заряженный ток в стандартной модели электрослабого взаимодействия имеет вид:

$$j_\mu = \bar{l}\gamma_\mu \frac{(1 \pm \gamma_5)}{2}\nu. \quad (\text{A.16})$$

Знак "+" соответствует антинейтрино, знак "-" нейтрино.

Кварковый ток записывается аналогично лептонному:

$$j_\mu = (\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t}) \gamma_\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} U_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (\text{A.17})$$

где U_{CKM} представляет собой матрицу Кабиббо-Кобаяши-Маскава (СКМ) [113, 114]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (\text{A.18})$$

со следующими значениями [3]:

$$\begin{pmatrix} 0.9742 - 0.9757 & 0.219 - 0.226 & 0.002 - 0.005 \\ 0.219 - 0.225 & 0.9734 - 0.9749 & 0.037 - 0.043 \\ 0.004 - 0.014 & 0.035 - 0.043 & 0.9990 - 0.9993 \end{pmatrix} \quad (\text{A.19})$$

Аналогично ур. (А.2), сечение (анти) нейтрино-нуклонного DIS процесса может быть записано в виде [2]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{G_F^2}{(2\pi)^2} \left(\frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2} \right)^2 \frac{E'}{E} L_{\mu\nu}^{CC} W^{\mu\nu}.$$

$L_{\mu\nu}^{CC} = 1/8 Sp \left(\gamma_\mu (1 \pm \gamma_5) \hat{k} \gamma_\nu (1 \pm \gamma_5) \hat{k}' \right)$ -представляет собой лептонный тензор:

$$L_{\mu\nu}^{CC} = k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu} k \cdot k' \pm i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k^\rho k'^\sigma,$$

где верхний (нижний) знак перед последним слагаемым соответствует нейтрино (антинейтрино), а $W^{\mu\nu}$ является адронным тензором, который в пренебрежении массой вылетающего лептона имеет следующие ненулевые, после свертки с лептонным тензором, члены:

$$W^{\mu\nu} = -F_1^{CC}(x, Q^2)g^{\mu\nu} + F_2^{CC}(x, Q^2)\frac{p^\mu p^\nu}{M\nu} - \frac{i}{2M\nu}F_3^{CC}(x, Q^2)\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}p_\rho q_\sigma,$$

где $F_i^{CC}(x, Q^2)$ - структурные функции нуклона в (анти)нейтринном DIS процессе. Сечение (анти) нейтрино-нуклонного DIS в лоренц-инвариантных переменных имеет вид:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{G_F^2(s - M^2)}{2\pi} \left(\frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2} \right)^2 \left[xy^2 F_1^{CC} + \left(1 - y - \frac{M^2 xy}{s - M^2}\right) F_2^{CC} \pm xy(1 - y/2) F_3^{CC} \right]. \quad (\text{A.20})$$

В приближении $Q^2 \ll M_W^2$, что соответствует $E_\nu \ll \frac{M_W^2}{2M} = 3.4 \times 10^3 \text{ GeV}$, а также, предполагая $E_\nu \gg M$, ур. (A.20) приобретает вид:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G_F^2 M E}{\pi} [xy^2 F_1^{CC} + (1-y)F_2^{CC} \pm xy(1-y/2)F_3^{CC}]. \quad (\text{A.21})$$

По порядку величины

$$\sigma^{CC} \approx \sigma_0 = \frac{G_F^2 M E}{\pi} = 1.6 \times 10^{-38} \frac{E}{\text{GeV}} \text{ см}^2.$$

Дифференциальное сечение глубоконеупругого рассеяния (анти) нейтрино на изо-скалярной нуклонной мишени в КПМ имеет вид:

$$\frac{d^2\sigma_{cc}^{\nu N}}{dx dy} = \sigma_0 x \{ [q(x) + s(x) - c(x)] + (1-y)^2 [\bar{q}(x) + \bar{c}(x) - \bar{s}(x)] \} \quad (\text{A.22})$$

$$\frac{d^2\sigma_{cc}^{\bar{\nu} N}}{dx dy} = \sigma_0 x \{ (1-y)^2 [q(x) + c(x) - s(x)] + [\bar{q}(x) + \bar{s}(x) - \bar{c}(x)] \} \quad (\text{A.23})$$

где $q(x) = u(x) + d(x) + s(x) + c(x)$ и $\bar{q}(x) = \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x) + \bar{c}(x)$.

Интегральные сечения можно получить, проинтегрировав (A.22), (A.23) по x, y :

$$\begin{aligned} \sigma_{cc}^{\nu N} &= \sigma_0 \left[(Q + S) + \frac{1}{3}(\bar{Q} - \bar{S}) \right] \\ \sigma_{cc}^{\bar{\nu} N} &= \sigma_0 \left[\frac{1}{3}(Q - S) + (\bar{Q} + \bar{S}) \right] \end{aligned}$$

где $Q = \int_0^1 x q(x) dx$, $\bar{Q} = \int_0^1 x \bar{q}(x) dx$, $S = \int_0^1 x s(x) dx$ и $\bar{S} = \int_0^1 x \bar{s}(x) dx$ представляют собой долю импульса, переносимую кварками и антикварками соответственно.

Экспериментальное значение:

$$\begin{aligned} \sigma_{cc}^{\nu N} &= (0.686 \pm 0.019) \times 10^{-38} \times \frac{E_\nu}{\text{GeV}} \text{ см}^2 \\ \sigma_{cc}^{\bar{\nu} N} &= (0.339 \pm 0.010) \times 10^{-38} \times \frac{E_\nu}{\text{GeV}} \text{ см}^2 \end{aligned}$$

A.3.2 Структурные функции и правила сумм

Сравнив выражение для сечения (анти) нейтрино-нуклонного DIS, выраженное через структурные функции (A.20) с выражениями (A.22), (A.23), можно найти выражения для структурных функций через кварковые распределения:

$$F_1^{\nu, \bar{\nu}}(x) = \sum_{q_i} q_i(x) + \sum_{\bar{q}_i} \bar{q}_i(x) \quad (\text{A.24})$$

$$F_2^{\nu, \bar{\nu}}(x) = 2x \left[\sum_{q_i} q_i(x) + \sum_{\bar{q}_i} \bar{q}_i(x) \right] \quad (\text{A.25})$$

$$F_3^{\nu, \bar{\nu}}(x) = 2 \left[\sum_{q_i} q_i(x) - \sum_{\bar{q}_i} \bar{q}_i(x) \right] \quad (\text{A.26})$$

Для ν : $q = d, s, b$ и $\bar{q} = \bar{u}, \bar{c}, \bar{t}$; для $\bar{\nu}$: $q = u, c, t$ и $\bar{q} = \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$.

Структурные функции F_1 и F_2 связаны друг с другом соотношениями Коллана-Гросса:

$$2x F_1^\nu(x) = F_2^\nu(x) \quad 2x F_1^{\bar{\nu}}(x) = F_2^{\bar{\nu}}(x).$$

Предполагая симметрию в распределениях:

$$s(x) = \bar{s}(x) \quad c(x) = \bar{c}(x),$$

выражения для структурных функций упрощаются:

$$\begin{aligned} F_2^{\nu N}(x) &= F_2^{\bar{\nu} N}(x) = x [q(x) + \bar{q}(x)] \\ F_3^{\nu N}(x) &= [q(x) - \bar{q}(x) + 2s(x) - 2c(x)] \\ F_3^{\bar{\nu} N}(x) &= [q(x) - \bar{q}(x) + 2c(x) - 2s(x)] \end{aligned}$$

Экспериментальные измерения $F_{2,3}^\nu$ как функций x, Q^2 были выполнены коллаборацией CCFR (см. рис. А.7, А.8, А.9, А.10).

А.3.2.1 Структурные функции $F_{2,3}^\nu(x)$

Правило сумм Адлера Для структурной функции $F_2^\nu(x)$, основываясь на уравнении (А.25), можно получить правило сумм Адлера [115]:

$$\int_0^1 \frac{dx}{2x} [F_2^{\bar{\nu} p}(x) - F_2^{\nu p}(x)] = N_u - N_d = 1, \quad (\text{А.27})$$

(экспериментальная проверка [116] с большими ошибками согласуется с этим правилом)

Правило сумм Гросса-Ллевелина Смита

Для структурной функции $x F_3^\nu(x)$, основываясь на уравнении (А.26), можно получить правило сумм Гросса-Ллевелина Смита [117]

$$I_{GLS} = \int_0^1 \frac{dx}{2x} [x F_3^{\nu p}(x) + x F_3^{\bar{\nu} p}(x)] = N_u + N_d = 3 \quad (\text{А.28})$$

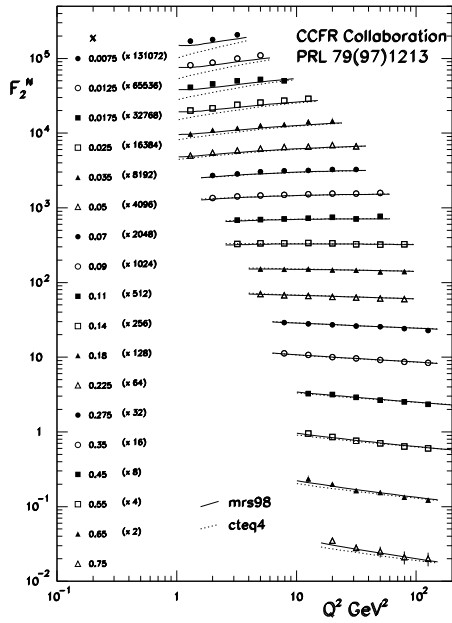


Рис. А.7: F_2^N как функция Q^2 в различных интервалах по x . Для удобства каждое последующее распределение умножено на 2, начиная снизу вверх.

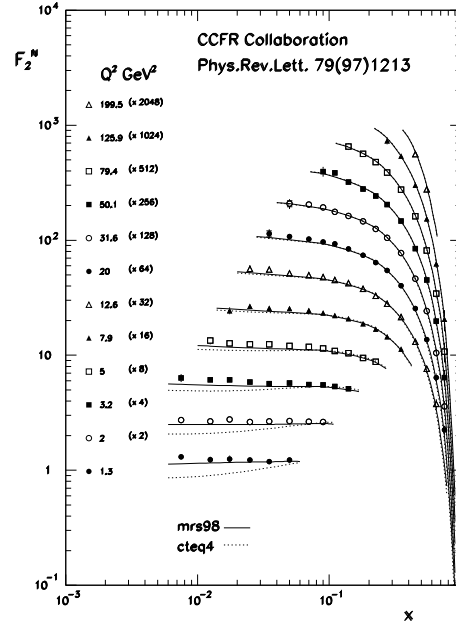


Рис. А.8: F_2^N как функция x в различных интервалах по Q^2 . Для удобства каждое последующее распределение умножено на 2, начиная снизу вверх.

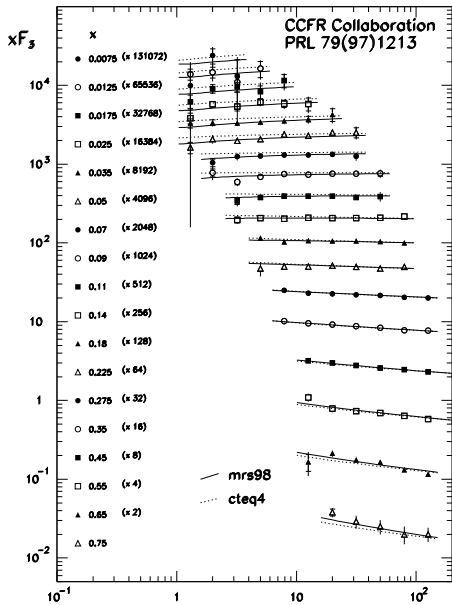


Рис. А.9: xF_3^N как функция Q^2 в различных интервалах по x . Для удобства каждое последующее распределение умножено на 2, начиная снизу вверх.

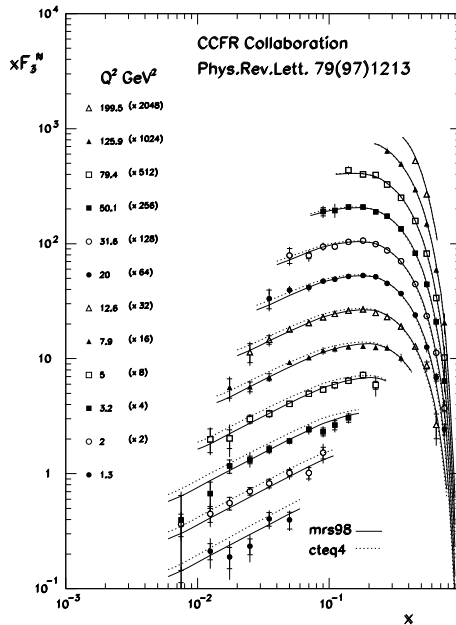


Рис. А.10: xF_3^N как функция x в различных интервалах по Q^2 . Для удобства каждое последующее распределение умножено на 2, начиная снизу вверх.

А.4 Полуинклюзивные реакции

В случае, когда нас интересует сечение рождения какого-то определенного адрона h в DIS процессе, рассматриваются так называемые *полуинклюзивные реакции*: $lN \rightarrow l'hX$. Можно факторизовать сечение для этого процесса следующим образом:

- рассеяние лептона на кварке.
- образование цветовой струны между кварком и дикварковым остатком с последующим рождением $q\bar{q}$ пар до тех пор пока хватает энергии струны.
- образование связанных состояний кварков и антикварков, т.е. адронизация (или эквивалентно фрагментация) (анти) кварков с возможным последующим распадом адронов на другие частицы.

А.4.1 Адронизация

Глубоконеупругое рассеяние лептона на кварке в рамках КПМ предполагает кварки свободными, не взаимодействующими друг с другом (см. §А.1). На самом деле, нуклон, представляющий собой связанное состояние кварков, должен описываться квантовой хромодинамикой (КХД). КХД обладает двумя важными режимами:

- **асимптотическая свобода**, т.е. уменьшение $\alpha_s(Q^2)$ с ростом Q^2 , что обосновывает предположение КПМ о не взаимодействующих кварках при больших переданных 4-импульсах:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{33 - 2n_f} \ln \frac{\Lambda^2}{Q^2}.$$

При этом можно говорить об одночастичных кварковых распределениях, Q^2 эволюция которых подчиняется так называемым DGLAP уравнениям [118].

- **конфаймент**, или удержание цвета, что приводит к возрастанию интенсивности взаимодействия между кварками при увеличении расстояния между ними. Феноменологический потенциал, качественно соответствующий этой картине имеет вид:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr,$$

где $k \sim 1$ ГэВ/фм описывает интенсивность натяжения цветовой струны, возникающей между кварками.

А.4.2 Модель LUND

Явление адронизации не может быть описано в рамках пертурбативной КХД, поэтому с необходимостью приходится применять феноменологические модели. Одной из наиболее успешных моделей является модель, развиваемая, главным образом, физиками из университета LUND [63]. В рамках этой модели множественное рождение частиц выглядит так. Рождение $q\bar{q}$ пар происходит в точке разрыва струны (рождение в точке требуется лоренц-инвариантностью), затем кварк и антикварк расходятся (туннелируют) на некоторое расстояние друг от друга, преобразуя энергию струны в массы кварков. Если $q\bar{q}$ пара имеет внутренний поперечный импульс, то распределение по поперечному

импульсу будет определяться квантовомеханической формулой для вероятности туннелирования:

$$\exp\left(-\frac{\pi m_{\perp}^2}{k}\right) = \exp\left(-\frac{\pi m^2}{k}\right) \exp\left(-\frac{\pi p_{\perp}^2}{k}\right). \quad (\text{A.29})$$

Формула (A.29) предсказывает подавление рождения более тяжелых кварков: $P(u\bar{u}) : P(d\bar{d}) : P(s\bar{s}) : P(c\bar{c}) = 1 : 1 : \gamma_s : 10^{-11}$.

Программная реализация этих идей воплощена в наборе подпрограмм, называемых JETSET [35]. Значение γ_s заложенное по умолчанию в JETSET равно 0.3.

A.4.2.1 Рождение мезонов

Как уже упоминалось выше, на разрывах цветовой струны образуются $q\bar{q}$ пары. Комбинируя “соседние” $q_i\bar{q}_{i+1}$ партоны можно образовать мезонное состояние. При этом учитывается подавление согласно формуле (A.29), а также множитель из учета числа спиновых состояний.

A.4.2.2 Рождение барионов

По аналогии с мезонным случаем может быть рассмотрен и механизм рождения барионов, хотя в данном случае, ситуация несколько сложнее. Рассматриваются две возможности образования бариона. Первая заключается в том, что цветная струна может разрываться на две дикварк - антидикварковые пары. Далее, для них можно применить тот же алгоритм, что и для мезонного рождения. При этом модель рождения имеет вид: (барион)(мезон)(антибарион). Наличие странного кварка в дикварковой паре описывается еще одним подавляющим фактором. Вторая возможность предполагает рождение кварк - антикварковые пар, при это модель рождения имеет вид: (барион)(антибарион). В JETSET по умолчанию включены обе эти возможности.

A.4.3 Функции фрагментации

Фрагментацию (анти) кварка в адрон типа h феноменологически можно описать введением функции фрагментации $D_{q_i}^h(z, Q^2)$ равной плотности числа адронов типа h обладающих энергией от zE_{jet} до $(z + dz)E_{jet}$, образованных в результате фрагментации партона типа i . Нормировка функции фрагментации имеет вид:

$$\sum_h \int z D_{q_i}^h(z, Q^2) dz = 1.$$

Таким образом, обозначив через $\sigma(l+q_i \rightarrow l'+q_j)$ элементарное сечение лептон-кваркового рассеяния, сечение лептон-нуклонного DIS процесса с образованием адрона h типа может быть представлено в виде:

$$\frac{d\sigma}{dx dy dz} = \sum_i \frac{d\sigma(l+q_i \rightarrow l'+q_j)}{dy} q_i(x, Q^2) D_{q_j}^h(z, Q^2). \quad (\text{A.30})$$

Спинозависимую структуру сечения можно изучать введя в рассмотрение поляризованные функции фрагментации: $D_{q_i}^{h+}(z, Q^2)$ и $D_{q_i}^{h-}(z, Q^2)$ численно равные, как и выше,

числу адронов типа h обладающих энергией от zE_{jet} до $(z + dz)E_{jet}$, образованных в результате фрагментации партона типа i , если спины адрона и кварка параллельны и антипараллельны друг другу. При этом вводятся также неполяризованная $D_{q_i}^h(z, Q^2)$ и поляризованная $\Delta D_{q_i}^h(z, Q^2)$ функции фрагментации:

$$D_{q_i}^h(z, Q^2) = D_{q_i}^{h+}(z, Q^2) + D_{q_i}^{h-}(z, Q^2) \quad (\text{A.31})$$

$$\Delta D_{q_i}^h(z, Q^2) = D_{q_i}^{h-}(z, Q^2) - D_{q_i}^{h+}(z, Q^2) \quad (\text{A.32})$$

Определим *поляризованное* $d\sigma/dxdydz$ и *неполяризованное* $d\Delta\sigma/dxdydz$ полуинклюзивные сечения для электромагнитного и слабого взаимодействий.

A.4.3.1 $lN \rightarrow lhX$

Основываясь на общей формуле (A.30), полуинклюзивное сечение электромагнитного DIS процесса имеет вид:

- для неполяризованного случая:

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma}{dxdydz} = \frac{\sum_i e_i^2 (q_i(x, Q^2) D_{q_i}^h(z, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2) D_{\bar{q}_i}^h(z, Q^2))}{\sum_i (e_i^2 q_i(x, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2))} \quad (\text{A.33})$$

- для поляризованного случая:

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\Delta\sigma}{dxdydz} = \frac{\sum_i e_i^2 (q_i(x, Q^2) \Delta D_{q_i}^h(z, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2) \Delta D_{\bar{q}_i}^h(z, Q^2))}{\sum_i (e_i^2 q_i(x, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2))} \quad (\text{A.34})$$

A.4.3.2 $\nu_l N \rightarrow l^- hX$

Для глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклоне можно определить *поляризованное* и *неполяризованное* полуинклюзивные сечения:

- для неполяризованного случая:

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma}{dxdydz} = \frac{\sum_i (w_{ij} q_i(x, Q^2) D_{q_j}^h(z, Q^2) + w_{ij} (1-y)^2 \bar{q}_i(x, Q^2) D_{\bar{q}_j}^h(z, Q^2))}{\sum_i (w_{ij} q_i(x, Q^2) + w_{ij} (1-y)^2 \bar{q}_i(x, Q^2))}, \quad (\text{A.35})$$

- для поляризованного случая:

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\Delta\sigma}{dxdydz} = \frac{\sum_i (w_{ij} q_i(x, Q^2) \Delta D_{q_j}^h(z, Q^2) + w_{ij} (1-y)^2 \bar{q}_i(x, Q^2) \Delta D_{\bar{q}_j}^h(z, Q^2))}{\sum_i (w_{ij} q_i(x, Q^2) + w_{ij} (1-y)^2 \bar{q}_i(x, Q^2))}. \quad (\text{A.36})$$

A.4.3.3 $\bar{\nu}_l N \rightarrow l^+ hX$

Аналогично, для глубоконеупругого рассеяния антинейтрино формулы (A.35), (A.36) приобретают вид:

- для неполяризованного случая:

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma}{dxdydz} = \frac{\sum_i (w_{ij} (1-y)^2 q_i(x, Q^2) D_{q_j}^h(z, Q^2) + w_{ij} \bar{q}_i(x, Q^2) D_{\bar{q}_j}^h(z, Q^2))}{\sum_i (w_{ij} (1-y)^2 q_i(x, Q^2) + w_{ij} \bar{q}_i(x, Q^2))}, \quad (\text{A.37})$$

- для поляризованного случая:

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\Delta\sigma}{dx dy dz} = \frac{\sum_i \left(w_{ij} (1-y)^2 q_i(x, Q^2) \Delta D_{q_j}^h(z, Q^2) + w_{ij} \bar{q}_i(x, Q^2) \Delta D_{\bar{q}_j}^h(z, Q^2) \right)}{\sum_i \left(w_{ij} (1-y)^2 q_i(x, Q^2) + w_{ij} \bar{q}_i(x, Q^2) \right)}. \quad (\text{A.38})$$

В формулах (A.35), (A.36), (A.37), (A.38) w_{ij} -соответствующие квадраты матричных элементов матрицы СКМ (ур. (A.18)).

Приложение В

Идентификация V^0 и свойства распадов Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$

В.1 Идентификация V^0

В.1.1 Кинематический фит

В этом параграфе приведены детали процедуры кинематического фита, использованного в нашем анализе. Количество неизвестных переменных и уравнений системы ур. (4.12) совпадают друг с другом: 8 измеренных переменных f , 4 условия сохранения энергии-импульса $F(g, p_\alpha)$ и одна неизмеренная величина p_α . Итого 13 переменных, и 13 уравнений. $\frac{\partial F}{\partial g}$ - это 8×4 матрица производных:

$$\begin{array}{cccccccc} / \partial p_x^+ & / \partial p_y^+ & / \partial p_z^+ & / \partial p_x^- & / \partial p_y^- & / \partial p_z^- & / \partial \tan \delta & / \partial \phi \\ \partial F_\alpha^1 & \left(\begin{array}{cccccc} 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 \\ p_x^+/E_+ & p_y^+/E_+ & p_z^+/E_+ & p_x^-/E_- & p_y^-/E_- & p_z^-/E_- \end{array} \right. & \begin{array}{c} -p_\alpha \cos^3 \delta \\ p_\alpha \sin \delta \cos^2 \delta \sin \phi \\ p_\alpha \sin \delta \cos^2 \delta \cos \phi \\ 0 \end{array} & \begin{array}{c} 0 \\ -p_\alpha \cos \delta \cos \phi \\ p_\alpha \cos \delta \sin \phi \\ 0 \end{array} \end{array}$$

$\frac{\partial F}{\partial p_\alpha}$ - вектор производных:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F^1}{\partial p_\alpha} &= -\sin \delta; \\ \frac{\partial F^2}{\partial p_\alpha} &= -\cos \delta \sin \phi; \\ \frac{\partial F^3}{\partial p_\alpha} &= -\cos \delta \cos \phi; \\ \frac{\partial F^4}{\partial p_\alpha} &= -p_\alpha / E_\alpha; \end{aligned} \tag{B.1}$$

На основе полученных значений χ_α^2 для 4 гипотез для каждой вершины V^0 типа была проведена идентификация. В результате, идентифицированные V^0 удовлетворяют следующим условиям.

Набор Λ^0 состоит из:

- однозначно идентифицированных Λ^0 :
 $(l_\Lambda - 0.97 \cdot l_{K_S^0}) \leq 0$ и $l_\Lambda \leq (l_\gamma - 0.3)$ и $l_{\bar{\Lambda}} > 5.1$
- неоднозначно идентифицированных Λ^0 $l_\Lambda \leq 2$ и $l_{K_S^0} \leq 2$ и $(l_\Lambda - 0.95 \cdot l_{K_S^0}) \leq 0.05$ и $l_{\bar{\Lambda}} > 5$

Набор K_S^0 состоит из:

- однозначно идентифицированных K_S^0
 $l_{K_S^0} \leq (l_\gamma - 1)$ и $l_\Lambda \geq (l_{K_S^0} + 1)$ и $l_{K_S^0} \leq 0.75 \cdot l_{\bar{\Lambda}}$
- неоднозначно идентифицированных K_S^0
 $5 < l_{\bar{\Lambda}} \leq 10$ и $l_\gamma \leq 7$ и $l_\Lambda \leq 2$ и $l_{K_S^0} \leq 2$ и $(l_\Lambda - 0.95 \cdot l_{K_S^0}) \geq 0.29$

Набор $\bar{\Lambda}^0$ состоит из:

- однозначно идентифицированных $\bar{\Lambda}^0$
 $l_\Lambda \geq 5$ и $l_\gamma \geq 3$ и $l_{\bar{\Lambda}} \leq (l_{K_S^0} - 0.88)$ и $l_\Lambda \geq (l_{\bar{\Lambda}} + 3)$
- неоднозначно идентифицированных $\bar{\Lambda}^0$
 $l_\Lambda > 6.25$ и $l_\gamma > 4.26$ и $l_\Lambda \leq 7.88$ и $l_{\bar{\Lambda}} \leq (1.13 \cdot l_{K_S^0} - 0.84)$ и $l_{\bar{\Lambda}} \geq (0.93 \cdot l_{K_S^0} - 0.92)$

Набор γ определяется как:

- $l_\gamma < 1.5$.AND..*NOT*.. l_Λ ..AND..*NOT*.. $l_{\bar{\Lambda}}$..AND..*NOT*.. $l_{K_S^0}$

В.1.2 Функция правдоподобия

В работе [82] использовалась функция правдоподобия для разделения неоднозначно идентифицированных событий K_S^0/Λ^0 и $K_S^0/\bar{\Lambda}^0$ в методе инвариантной массы.

В качестве дискриминирующих переменных для разделения гипотез Λ^0/K_S^0 были использованы следующие [82]:

- $m_{inv}^{K_S^0}, m_{inv}^{\Lambda^0}$ - инвариантные массы V^0 вершины, вычисленные для гипотез $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$.
- P_T^{int}, α
- P^- - модуль импульса отрицательно заряженного трека.
- $c\tau_{K_S^0}$, где $\tau_{K_S^0}$ - время жизни частицы в ее системе покоя, в предположении $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ распада.

Используя эти переменные, была составлена функция правдоподобия:

$$L^{K_S^0 \Lambda^0} = \left[\left[P_T^+, \alpha \right], \left[P_{Mass}^{K_S^0}, P_{Mass}^\Lambda \right] \right], \left[P_{c\tau_{K_S^0}}, P_{P^-} \right]$$

При этом удалось добиться качественной идентификации с чистотой $\sim 96\%$. Характерной особенностью этого метода является примерно 30% вклад неоднозначно идентифицированных Λ^0 гиперонов в полный набор идентифицированных Λ^0 .

В.1.3 Метод α асимметрии

В работе [82] был предложен оригинальный метод идентификации Λ^0 гиперонов и K_s^0 мезонов. Суть его в следующем. Посмотрим внимательно на рис. 4.16: там изображены три зоны: *I* (содержание: $\bar{\Lambda}^0$ и K_s^0), *II* (содержание: Λ^0 и K_s^0) и *III* (содержание: K_s^0). Обратим внимание на два факта:

- распределение K_s^0 симметрично относительно преобразования $\alpha \rightarrow -\alpha$.
- выход $\bar{\Lambda}^0$ более чем в 10 раз подавлен по отношению к выходу Λ^0 .

Если мы вычтем содержимое зоны *I* из содержимого зоны *II*, то остаток не будет содержать K_s^0 мезонов из-за строгой симметрии относительно преобразования $\alpha \rightarrow -\alpha$. То, что останется в результате - это Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гипероны, что можно считать набором идентифицированных Λ^0 гиперонов с фоном $\bar{\Lambda}^0$. Обратим внимание, что в методе инвариантной массы фоном к Λ^0 гиперонам являются K_s^0 мезоны. Данный метод кроме очевидной простоты в применении обладает одной привлекательной особенностью. В наборе идентифицированных Λ^0 и K_s^0 нет искажения фазового пространства, непременно следствия разделения неоднозначно идентифицированных событий в методе инвариантной массы. Набор K_s^0 можно идентифицировать как содержимое зоны *III*, хотя при этом теряется довольно много событий из зон *I* и *II*.

Строго говоря, данный метод не может считаться идентификацией частиц, поскольку отдельно про каждую V^0 вершину с помощью этого метода ничего сказать нельзя. Поэтому довольно трудно определить чистоту идентификации в этом подходе, можно лишь утверждать на основании относительного выхода $\bar{\Lambda}^0$, что чистота будет порядка 90–93%. Вообще говоря, неизвестно, что попало в набор идентифицированных Λ^0 гиперонов из области перепутанных событий на диаграмме 4.16, поскольку Λ^0 или K_s^0 из этой области обладают аналогичными кинематическими характеристиками. Поскольку в поляризационном анализе используется угловое распределение продуктов распада V^0 , то Λ^0 или K_s^0 из области неоднозначно идентифицированных событий дадут аналогичные угловые распределения. Поэтому метод α асимметрии применим для поляризационного анализа. Область применимости этого метода ограничивается областью фрагментации мишени, поскольку $\bar{\Lambda}^0$ гипероны рождаются в основном в центральной области и области фрагментации тока.

В.2 Свойства распадов Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов

В.2.1 Нелептонные распады гиперонов

Наиболее общая амплитуда распада гиперонов с $J^P = 1/2^+$ имеет вид:

$$M = G_F^2 m_\pi^2 \bar{u}_f (S - P \frac{E_f + m_f}{|\mathbf{p}_f|} \gamma_5) u_i, \quad (\text{B.2})$$

где u_f , u_i спиноры конечного (с 4-импульсом (E_f, \mathbf{p}_f)) и начального гиперона соответственно, m_π масса пиона. Определим $\mathbf{n} = \mathbf{p}_f / |\mathbf{p}_f|$, $\boldsymbol{\omega}_f$, $\boldsymbol{\omega}_i$ - единичные векторы в направлении спина конечного и начального барионов соответственно. Вероятность распада гиперона пропорциональна величине:

$$R = 1 + \gamma \boldsymbol{\omega}_f \boldsymbol{\omega}_i + (1 - \gamma) (\boldsymbol{\omega}_f \mathbf{n}) (\boldsymbol{\omega}_i \mathbf{n}) + \alpha (\boldsymbol{\omega}_f \mathbf{n} + \boldsymbol{\omega}_i \mathbf{n}) + \beta \mathbf{n} (\boldsymbol{\omega}_f \times \boldsymbol{\omega}_i), \quad (\text{B.3})$$

где

$$\bullet \alpha = 2Re \frac{SP^*}{|S|^2+|P|^2}, \beta = 2Im \frac{SP^*}{|S|^2+|P|^2}, \gamma = \frac{|S|^2-|P|^2}{|S|^2+|P|^2}.$$

Легко убедиться, что $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$. Вероятность распада неполяризованного гиперона пропорциональна:

$$R = 1 + \alpha \omega_f \mathbf{n}, \quad (\text{B.4})$$

откуда следует физический смысл параметра α как поляризации конечного гиперона. Таким образом, оказалось возможным измерить этот параметр для распада $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$: $\alpha = -0.642 \pm 0.013$ [3]. Если усреднить (B.3) по поляризации конечного гиперона и рассмотреть распад поляризованного начального гиперона, то вероятность распада будет пропорциональна:

$$R = 1 + \alpha \omega_i \mathbf{n}, \quad (\text{B.5})$$

откуда следует асимметрия в угловом распределении конечного гиперона. Если спин Λ^0 гиперона направлен вдоль оси z , то вероятность распадному протону вылететь под углом Θ к оси z в интервале $d\Theta$ есть:

$$df(\cos \Theta) = 1/2(1 + \alpha \cos \Theta) \sin \Theta d\Theta.$$

Если лишь часть Λ^0 гиперонов рождается со спином, направленным по оси z (N_+), а другая часть со спином, направленным против оси z (N_-), то можно ввести параметр P , называющийся поляризацией, согласно:

$$N_+ = N/2(1 + P), \quad N_- = N/2(1 - P), \quad N = N_+ + N_-.$$

Тогда, формула для вероятности протону вылететь в телесном угле $\sin \Theta d\Theta$ немного модифицируется:

$$\frac{dN}{N \sin \Theta d\Theta} = \frac{1}{2N} (N_+(1 + \alpha \cos \Theta) + N_-(1 - \alpha \cos \Theta)) = \frac{1}{2}(1 + \alpha P \cos \Theta).$$

Легко обобщить эту формулу на случай произвольно ориентированного вектора поляризации:

$$\frac{dN}{Nd\Omega} = \frac{1}{4\pi}(1 + \alpha \mathbf{P} \cdot \hat{\mathbf{k}}), \quad (\text{B.6})$$

где $\hat{\mathbf{k}}$ - единичный вектор вдоль направления вылетевшего протона. Легко понять, сделав CP преобразование процессу $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$, что формула (B.6) справедлива для распада Λ^0 гиперона, если рассматривать направление вылета π^+ мезона в качестве вектора $\hat{\mathbf{k}}$.

В.2.2 Прецессия спина в магнитном поле

Пусть $\boldsymbol{\xi}$ - единичный вектор вдоль спина частицы в ее собственной системе покоя. В лаб. системе, где 4-импульс частицы есть $P^\mu = (E, \mathbf{P})$, спин частицы описывается 4-вектором $s^\mu = (s^0, \mathbf{s})$, связанным с $\boldsymbol{\xi}$ преобразованием Лоренца.

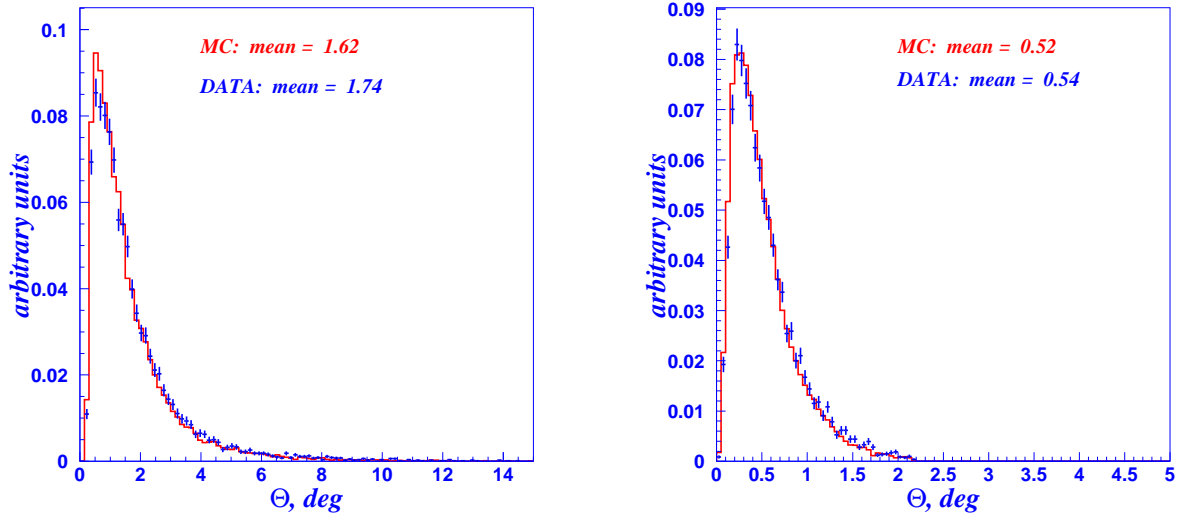


Рис. В.1: Распределения θ_{\perp} (левый рис.) и θ_{\parallel} (правый рис.) для Λ^0 гиперона

Прецессия спина нейтральной частицы с магнитным моментом μ в магнитном поле \mathbf{B} в системе покоя частицы удовлетворяет следующему уравнению:

$$\frac{d\xi}{dt} = 2\mu [\xi \mathbf{B}] + \frac{2\mu E}{E + m} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) [\mathbf{v} \xi] \quad (\text{B.7})$$

Для частицы, прошедшей до распада расстояние d за время t , два важных случая представляют особый интерес:

- если \mathbf{v} ортогонален \mathbf{B} , тогда спин поворачивается на угол:

$$\theta_{\perp} = 2 \mu B t = 0.183 \frac{\mu}{\mu_N} B [T] \frac{E [GeV] d [cm]}{P [GeV/c]} (deg)$$

- если \mathbf{v} параллелен \mathbf{B} , тогда спин поворачивается на угол:

$$\theta_{\parallel} = 2 \mu B t m / E = 0.183 \frac{\mu}{\mu_N} B [T] \frac{m [GeV/c^2] d [cm]}{P [GeV/c]} (deg)$$

При условиях эксперимента NOMAD спин Λ^0 поворачивается в среднем на

$$\theta_{\perp} = 1.7 \text{ deg} \quad \theta_{\parallel} = 0.5 \text{ deg}$$

из-за прецессии спина. Распределения θ_{\perp} (левый рисунок) и θ_{\parallel} (правый рисунок) приведены на рис. В.1 для МС и данных.

Литература

- [1] Дж. Бьеркен, С. Д. Дрелл, *Релятивистская квантовая механика*, “Наука”, Москва, 1978
- [2] F. E. Close, *An Introduction to Quarks and Partons*, Academic Press (1979)
- [3] Review of Particle Properties, *Eur. Phys. J.* **C3** (2000)
- [4] D. Bailin “Weak Interaction”, Sussex University Press (1982); N. Cabibbo and R.Gatto, *Il Nuovo Cimento* **XXI** (1991) 872;
- [5] C.Boros and Liang Zuo-tang, *Phys. Rev.* **D57** (1998) 4491;
- [6] W.K.H. Panofsky *Proceedings of the 14th International Conference on High Energy Physics*, Vienna, 23 (1968)
- [7] J.D. Bjorken *Phys.Rev* **179**, 1547 (1969)
- [8] R.P. Feynman *Phys.Rev.Lett* **23** 1415 (1969)
- [9] R.L. Jaffe, Proceedings of 14th International Spin Physics Symposium, October 16-21, SPIN2000 (Osaka, Japan), AIP CONFERENCE PROCEEDINGS **570** (2001) 3; hep-ph/0101280
- [10] S. A. Larin and J. A. Vermaseren, *Phys.Lett.* **B259**, 345 (1991).
- [11] E. V. Shuryak and A. I. Vainshtein, *Nucl.Phys.* **B201**, 141 (1982).
- [12] B. Adeva *et al.* [Spin Muon Collaboration], *Phys.Rev.* **D58**, 112002 (1998).
- [13] D.Adams *et al.* [SMC Collaboration], *Phys. Rev.* **D56**, 5330 (1997); B.Adeva *et al.*, [SMC Collaboration], *Phys. Lett.* **B420**, 180 (1998)
- [14] J.Ellis and R.Jaffe, *Phys. Rev.* **D9** (1974) 1444; *Phys. Rev.* **D10** (1974) 1669E
- [15] J.Ashman *et al.*, [EMC Collaboration], *Phys. Lett.* **B206**, 364 (1988); *Nucl. Phys.* **B328** (1989) 1
- [16] K.Abe *et al.*, [E143 Collaboration], *Phys. Rev.* **D58**, 112003 (1998)
- [17] SLAC E155 Collaboration, P.L. Anthony *et al.* *Phys.Lett.* **B458**, 529 (1999)
- [18] K.Ackerstaff *et al.*, [HERMES Collaboration], *Phys. Lett.* **B464**, 123 (1999)
- [19] B. W. Filippone and X. Ji, hep-ph/0101224

- [20] SLAC E155 Collaboration, P.L. Anthony et al., hep-ph/0007248
- [21] G. Altarelli, R. D. Ball, S. Forte and G. Ridolfi *Acta Phys.Polon.* **B29**, (1998) 1145; D. de Florian, O. A. Sampayo and R.Sassot, *Phys.Rev.* **D57** (1998) 5803; D. de Florian and R.Sassot, *Phys.Rev.* **D62** (2000) 094025; Y.Goto et al., *Phys.Rev.* **D62**(2000) 034017; E. Leader, A. V. Sidorov, and D.B. Stamenov, *Phys.Lett.* **B462** (1999), 189
- [22] A.Efremov, O.Teryaev, JINR preprint, JINR-E2-88-287;
- [23] G.Altarelli, G.Ross, *Phys. Lett.* **B212** (1988) 391;
R.Carlitz, J.Collins, A.Mueller, *Phys. Lett.* **B214** (1988) 229
- [24] A. De Roeck et. al., *Eur. Phys. J.* **C6** (1999) 121; J. Feltesse, F. Kunne, E. Mirkes, *Phys. Lett.* **B388** (1996) 832; G. Rädcl, A. De Roeck, and M. Maul, hep-ph/9711373.
- [25] A. Bravar, D. von Harrach, and A. Kotzinian, *Phys. Lett.* **421** (1998) 349.
- [26] M. Glück, E. Reya, and W. Vogelsang, *Nucl.Phys.***B351** (1991) 579; A. D. Watson, *Z. Phys.* **C12** (1982) 123.
- [27] E. Berger and J. W. Qiu, *Phys.Rev.* **D44** (1991) 2002.
- [28] J.Ellis, D.Kharzeev, A.Kotzinian, *Z. Phys.* **C69** (1996) 467; J.Ellis, M.Karliner, D.E.Kharzeev and M.G.Sapozhnikov, hep-ph/9909235
- [29] M.A.Shifman, A.I.Vainshtein, V.I.Zakharov, *Nucl. Phys.* **B147** (1979) 385, 448, 519; B.L.Ioffe, *Nucl. Phys.* **B188** 317 [Erratum: **B191** (1981) 591]; L.J.Reinders, H.Rubinshtein, S.Yazaki, *Phys. Rep.* **127** (1985) 1
- [30] I.Bigi, *Nuo.Cim.* **41A** (1977) 581
- [31] D.Ashery and H.J.Lipkin, hep-ph/0002144
D.Ashery and H.J.Lipkin, *Phys. Lett.* **B469** (1999) 263, hep-ph/9908355
- [32] G.Gustafson and J.Häkkinen, *Phys. Lett.* **B303** (1993) 350
- [33] A.Kotzinian, A.Bravar, D. von Harrach, *Eur. Phys. J.* **C2** (1998) 329
- [34] M.Burkardt and R.L.Jaffe, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2537
- [35] T.Sjöstrand, "PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4: physics and manual", LU-TP-95-20 (1995); hep-ph/9508391
T.Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm* **39** (1986) 347, **43** (1987) 367
- [36] A.Airapetian et al. [HERMES Collaboration], *Phys.Rev.Lett.* **B84** (2000), 4047
- [37] J.G. Körner, A. Pilaftsis, and M. M. Tung, *Z.Phys.* **C63**, (1994) 575
- [38] D.Buskulic et al., [ALEPH Collaboration], *Phys. Lett.* **B374** (1996) 319
- [39] K.Ackerstaff et al., [OPAL Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C2** (1998) 49
- [40] M.R.Adams et al., [E665 Collaboration], hep/ex9911004

- [41] A.Airapetian *et al.*, [HERMES Collaboration], DESY-99-151 (1999); hep-ex/9911017; S. Bernreuther, talk at SPIN2000.
- [42] B.Ma, I.Schmidt, J.Soffer and J.Yang, hep-ph/0001259
- [43] G.T.Jones *et al.*, *Z.Phys.* **C28** (1985) 23
- [44] S.Willocq *et al.*, *Z. Phys.* **C53** (1992) 207
- [45] D. DeProspero *et al.*, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 6691
- [46] A. Lesnik *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **35** (1975) 770; G. Bunce *et al.*, *Phys.Rev.Lett.* **36** (1976) 1113
- [47] V.Fanti *et al.*, [NA48 Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C6** (1999) 265
- [48] [WA89 Collaboration], *Z.Phys.* **A350** (1995) 379
- [49] A. D. Panagiotou, *Int. J. Mod. Phys.* **A5** (1990) 1197
- [50] J.Félix, *Mod. Phys. Lett.* **A14** (1999) 827
- [51] V. Ammosov *et al.*, *Nucl. Phys.* **B162** (1980) 205
- [52] D.Allasia *et al.*, *Nucl. Phys.* **B224** (1983) 1
- [53] E.Eskut *et al.*, CHORUS Collaboration, CERN-PRE-97-033(1997)
E.Eskut *et al.*, CHORUS Collaboration, Nucl.Instr.and Meth.A401, (1997) 7
- [54] G. Ambrosini *et al.*, *Phys. Lett.* **B420** (1998) 225
- [55] P.Aster, J.Dumarchez, A.Letessier-Selvon, B.Popov, K.Schahmaneche, "Drift Chamber global alignment: status report", NOMAD memo #73
- [56] B.Schmidt, Ph.D. Thesis, Dortmund (1997)
- [57] K.Schahmaneche, Ph.D. Thesis, Paris VI (1997)
- [58] "NOMAD neutrino beam generator"
- [59] A.Fasso *et al.*, FLUKA92, in Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments, Santa Fe, USA (1993)
- [60] J.-P.Meyer, A.Rubbia, "NEGLIB: NOMAD event generator off-line manual", NOMAD Internal Note
- [61] G.Ingelman, LEPTO version 6.1, "The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering", TSL-ISV-92-0065 (1992)
G.Ingelman, A.Edin, J.Rathsman, LEPTO version 6.5, *Comp. Phys. Comm.* **101** (1997) 108, hep-ph/9605286
- [62] J.-M.Levy, "Neutrino-nucleon CC scattering with non-zero lepton mass", NOMAD memo #97-051

- [63] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, *Phys.Rep.* **97** (1983); T. Sjöstrand et al., *Int. J. Mod. Phys* **A3** 751 (1988)
- [64] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, *Z.Phys.* C53 (1992) 127
- [65] H. Plothow-Besch. PDFLIB, W5051 (2000)
- [66] A. Rubbia, "NEGLIB status report", in the minutes of the NOMAD Coll. meeting, September and December 1997
- [67] D. Allasia et al., *Phys.Lett* B154 (1985) 321
- [68] H. Guoju, J.M. Irvine, *J.Phys. G:Nucl.Phys.* 15 (1989) 147
- [69] A. Bodek, J.L. Ritchie, *Phys.Rev.* D23 (1981) 1070
- [70] J. Altegoer *et al.*, "GENOM: NOMAD GEANT off-line manual", NOMAD Internal Note
- [71] GEANT : Detector Description and Simulation Tool, *CERN Programming Library Long Writeup* **W5013**, GEANT version 3.21
- [72] B.A. Popov, Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ neutrino oscillations in the $\tau^- \rightarrow e^- \nu_e \nu_\tau$ decay channel in the NOMAD experiment at CERN // PhD, University of Paris VII (1998)
- [73] P. Aster, J. Dumarchez, A. Letessier-Selvon, B. Popov, K. Schahmaneche, NOMAD Reconstruction Software, "Drift Chamber Package"
- [74] E. Gangler, PhD thesis, Paris VI (1997)
- [75] N.J. Baker *et al.*, *Phys. Rev.* **D34** (1986) 1251
- [76] G.T. Jones *et al.*, *Z. Phys.* **C57** (1993) 197
- [77] H. Grassler *et al.*, *Nucl. Phys.* **B194** (1982) 1
- [78] P. Bosetti *et al.*, *Nucl.Phys.* **B209** (1982) 29
- [79] D. Allasia *et al.*, *Phys. Lett.* **B154** (1985) 231
- [80] R. Brock *et al.*, *Phys.Rev.* **D25** (1982) 1753
- [81] C.C. Chang *et al.*, *Phys. Rev.* **D27** (1983) 2776
- [82] C. Lachaud, PhD Thesis, Université Denis Diderot (Paris VII), May 2000, *на французском*
- [83] Application of Filter Methods to the Reconstruction of Tracks And Vertices in Events of Experimental High Energy Physics. by R. Frühwirth, HEPHY-PUB 516/88 Vienna, December 1988; P. Billoir *et al.*, *Nucl.Instr. and Meth.* A241 (1985) 115
- [84] I.G. Bird, "Vertex finding and fitting package", NOMAD memo # 96-019
- [85] *впервые предложенный* в G. Myatt, CERN/ECFA **72-4**, Vol. II (1973) 117 *обсужденный также* в A. Grant, *Nucl. Instr. and Meth.* **127** (1975) 355

- [86] S.Bentvelsen, J.Engelen, P.Kooijman, Proc. of the Workshop “Physics at HERA”, edited by W.Buchmüller and G.Ingelman, DESY (1992) 23
F.F.Wilson, F.V.Weber, NOMAD Internal Note #96-030 (1996)
- [87] R.Boeck, CERN preprint 60-30
- [88] J.P.Berge *et al.*, Review of Sci. Instr. **32** (1961) 538
- [89] O.I.Dahl *et al.*, UCRL, Group A Prog. Note **P-126** (1968)
- [90] B.Ronne, CERN preprint 64-13
- [91] MINUIT package, *CERN Program Library Long Writeup D506* (1992)
- [92] S.A.Bunyatov, Yu.P.Merekov, D.V.Naumov, B.A.Popov, NOMAD Internal Note #99-017 (1999)
- [93] Dario Autiero, частное сообщение.
- [94] G.Alexander *et al.*, [OPAL Collaboration], *Phys. Lett.* **B264** (1991) 467; P.Abreu *et al.*, [DELPHI Collaboration], *Phys. Lett.* **B275** (1992) 231; G.T.Jones *et al.*, *Z. Phys.* **C27** (1985) 43; P.D.Acton *et al.*, [OPAL Collaboration], *Z. Phys.* **C56** (1992) 521; P.Abreu *et al.*, [DELPHI Collaboration], *Z. Phys.* **C65** (1995) 587; M.R.Adams *et al.*, [E665 Collaboration], *Z. Phys.* **C61** (1994) 539; M.Derrick *et al.*, [ZEUS Collaboration], *Z. Phys.* **C68** (1995) 29; S.Aid *et al.*, [H1 Collaboration], *Nucl. Phys.* **B480** (1996) 3
- [95] A. V. Chukanov, D. V. Naumov, B. A. Popov, “A Study of Multiple Production of Neutral Strange Particles in ν_μ CC Interactions in the NOMAD Experiment”, NOMAD memo #2001-04
- [96] A.V.Chukanov, D.V.Kustov, D.V.Naumov, B.A.Popov, “Measurement of Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) polarization in the NOMAD experiment”, // NOMAD memo #2000-01 (2000)
- [97] S.Baker and R.Cousins, *Nucl.Instr. and Meth.* **221** (1984) 437
- [98] G.G.Ohlsen and P.W.Keaton, *Nucl. Instr. and Meth.* **109** (1973) 41
- [99] J. Felix, *Mod. Phys. Lett.* **A12**, (1997) 363
- [100] M. Anselmino, D. Boer, U. D. Allesio and F.Murgia, hep-ph/0008186
- [101] J.D. Bjorken and E.A. Paschos, *Phys.Rev* **185**, 1975, (1969)
- [102] New Muon Collaboration, M. Arneodo *et al.* *Phys.Rev.* **D50** (1994)
- [103] ZEUS Collaboration, M. Derrick *et al.* *Z.Phys.* **C65**, 399 (1995)
- [104] H1 Collaboration, T.Ahmed *et al.* *Nucl. Phys.* **B439**, 471 (1995)
- [105] BCDMS Collaboration, A.C. Benvenuti *et al.* *Phys. Lett.* **B223**, 485 (1989)
- [106] FNAL E665 Collaboration, *Phys.Rev.* **D54**, 3006 (1996)
- [107] K.Gottfried, *Phys.Rev.Lett* **18**, 1174 (1967)

- [108] FNAL NuSea Collaboration, E.A. Hawker et al. *Phys.Rev.Lett* **80**, 3715 (1998)
- [109] N.C.R. Makins [for the HERMES Collaboration], Talk presented at DIS2000. To be published in the proceedings.
- [110] J. Ralston and D. E. Soper, *Nucl. Phys.* **B152** (1979) 109; X. Artru and M. Mekhfi, *Z. Phys. C* **45** (1990) 669; R. L. Jaffe and X. Ji, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 552; J. L. Cortes, B. Pire, J. P. Ralston, *Z. Phys. C* **55** (1992) 409; R. L. Jaffe, in *Proceedings of the Ettore Majorana International School of Nucleon Structure: 1st Course: The Spin Structure of the Nucleon, Erice, Italy, 1995.*, hep-ph/9602236; C. Bourrely and J. Soffer, hep-ph/0101195
- [111] S. Wandzura and F. Wilczek 1977 *Phys. Lett.* **B72**, 195.
- [112] H. Burkhardt and W. N. Cottingham 1970 *Ann. Phys.* **56**, 453.
- [113] N.Cabibbo, *Phys.Rev.Lett.* **10**, 531 (1963)
- [114] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973)
- [115] S. L. Adler 1966 *Phys. Rev.* **143**, 1144
- [116] WA25 Collaboration, D. Allasia *et al.* *Z. Phys* **C28 321.** (1985)
- [117] D. Gross and C. Llewellyn Smith *Nucl. Phys.* **B14**, 337 (1969)
- [118] V.N. Gribov and L.N. Lipatov, *Sov.J.Nucl.Phys.* **15**, 438 (1972); Yu.L. Dokshitzer, *Sov. Phys. JETP* **46**, 641 (1977); G. Altarelli and G. Parisi, *Nucl. Phys.* B175, 27 (1980)

Список таблиц

1.1	Магнитные моменты барионов	25
1.2	Вклад спина u, d, s кварков в спин барионов в $SU(6)$ модели ($F = 2/3, D = \Sigma = 1$).	27
1.3	Характеристики экспериментов, измеряющих спиновые структурные функции при высоких энергиях (P_B - поляризация пучка) (частично взято из [19]).	31
1.4	Сравнение предсказаний правил сумм Эллиса-Джаффе с глобальным анализом экспериментов	32
2.1	Коэффициент передачи спина от кварков Λ гиперону через промежуточные бозоны в $SU(6)$ модели [33].	41
2.2	Вклад спина u, d, s кварков в спин барионов в модели Буркардта и Джаффе. ($F = 0.459, D = 0.789, \Sigma = 0.28$)	42
2.3	Измеренные значения продольной поляризации Λ гиперонов коллаборациями ALEPH (при $z = p_\Lambda/p_{beam} > 0.3$) и OPAL (при $x_E = 2E_\Lambda/\sqrt{s} > 0.3$)	45
2.4	<i>Продольная (вдоль оси \mathbf{e}_W) поляризация Λ гиперонов в (анти) нейтринных экспериментах.</i>	48
2.5	Поперечная поляризация Λ в в экспериментах ALEPH и OPAL. Данные ALEPH включают усреднение поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ с поправкой на знак.	50
2.6	<i>Поперечная (вдоль оси $\mathbf{e}_\Lambda \times \mathbf{e}_\nu$) поляризация Λ гиперонов в (анти) нейтринных экспериментах.</i>	51
2.7	<i>Поперечная (вдоль оси $\mathbf{e}_\Lambda \times \mathbf{e}_W$) поляризация Λ гиперонов в (анти) нейтринных экспериментах.</i>	52
3.1	<i>Средняя энергия и состав нейтринного пучка. Ожидаемое число взаимодействий заряженного тока в эффективном объеме детектора NOMAD (для 2.4×10^{19} p.o.t.)</i>	59
4.1	<i>Результаты идентификации нейтринных событий в MC и данных.</i>	82
4.2	<i>Результаты идентификации V^0 в ν_μ CC событиях в MC и в данных.</i>	94
5.1	$N_p(\%) : N_n(\%)$ отношение для симулированных и реконструированных событий	98
6.1	<i>Измеренные значения инвариантной массы и разрешение по этой переменной для V^0 в данных и MC.</i>	111
6.2	<i>Измеренное значение времени жизни V^0 в ν_μ CC взаимодействиях в MC и в данных.</i>	112

6.3	Интегральные выходы инклюзивно рожденных K_S^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ в ν_μ СС событиях в данных и МС.	113
6.4	Числа ν_μ СС событий в данных и МС с множественным рождением V^0 частиц. X означает, что адронная система не содержит идентифицированных K_S^0 , Λ^0 или $\bar{\Lambda}^0$ распадов.	114
6.5	Сравнение с измерениями предыдущих нейтринных экспериментов, покрывающих область энергий от 45 ГэВ до 150 ГэВ.	115
6.6	Параметр асимметрии A и средние значения x_F для K_S^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$	123
6.7	Параметр наклона B в p_T^2 -распределении для K_S^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$, измеренный отдельно при любом x_F , $x_F < 0$ и $x_F > 0$ в МС и в данных.	124
6.8	Средние значения $\langle z_V \rangle$ для K_S^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в МС и данных	126
6.9	$K^{*+} \rightarrow K_S^0 \pi^+$	131
6.10	$K^{*-} \rightarrow K_S^0 \pi^-$	131
6.11	$\Sigma^{*+} \rightarrow \Lambda \pi^+$	133
6.12	$\Sigma^{*-} \rightarrow \Lambda \pi^-$	133
6.13	$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$	135
6.14	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$	136
6.15	$\bar{\Sigma}^{*+} \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^+$	138
6.16	$\bar{\Sigma}^{*-} \rightarrow \bar{\Lambda} \pi^-$	138
6.17	Происхождение K_S^0 (%).	140
6.18	Происхождение Λ^0 (%).	140
6.19	Происхождение $\bar{\Lambda}^0$ (%).	141
6.20	Измеренные выходы странных резонансов в данных.	141
7.1	Суммарные систематические ошибки для трех компонент вектора поляризации Λ^0 в ν_μ СС событиях.	158
7.2	Суммарные систематические ошибки для трех компонент вектора поляризации $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях.	158
7.3	Суммарные систематические ошибки в различных кинематических областях для трех компонент вектора поляризации Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях.	159
7.4	“Поляризация” K_S^0 в различных кинематических областях (стат. ошибки) 161	
8.1	Вектор поляризации Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в ν_μ СС событиях. Ошибки приведены, по порядку, статистические и систематические.	163
8.2	Вектор поляризации Λ^0 гиперонов, измеренный в разных система координат (приведены статистические ошибки).	163
8.3	Вектор поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, измеренный в разных система координат (приведены статистические ошибки).	164
8.4	Зависимость поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени.	164
8.5	Зависимость поляризации $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов от типа нуклона мишени.	164
8.6	Зависимость поляризации Λ^0 гиперонов от x_{Bj} , W^2 , Q^2 в ν_μ СС событиях.	166
8.7	Зависимость поляризации Λ^0 гиперонов от x_F	166
8.8	Зависимость продольной и поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от x_F	167
8.9	Зависимость продольной поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени в области $x_F < 0$	169

8.10	<i>Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени в области $x_F < 0$.</i>	172
8.11	<i>Зависимость поляризации Λ^0 гиперонов от z и y_{Bj} в области фрагментации тока.</i>	173
8.12	<i>Зависимость продольной поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени в области $x_F > 0$.</i>	176
8.13	<i>Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от типа нуклона мишени в области $x_F > 0$.</i>	177
8.14	<i>Поляризация $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в ν_μ CC DIS событиях как функция x_{Bj}. Ошибки приведены, по порядку, статистические и систематические.</i>	179
8.15	<i>Поляризация $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, рожденных в области фрагментации мишени в ν_μ CC DIS событиях. Ошибки приведены, по порядку, статистические и систематические.</i>	179
8.16	<i>Поляризация Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагментации тока в ν_μ CC DIS событиях. Ошибки приведены, по порядку, статистические и систематические.</i>	180

Список иллюстраций

1.1	Кинематика глубоконеупругого лептон-нуклонного рассеяния.	23
1.2	Мировые данные по измерению $xg_1(x)$ (взято из [19]).	32
1.3	Диаграмма, приводящая к вкладу Δg в Δq . Стрелками показано направление спина частиц, участвующих в реакции.	33
1.4	Механизм поляризации морских кварков в модели [28]	34
2.1	<i>Фрагментация поляризованного s кварка в Λ гиперон в DIS событии. Маленькими стрелочками показано направление спина частиц.</i>	37
2.2	<i>Диаграмма, описывающая рождение Λ гиперона в области фрагментации мишени за счет рассеяния нейтрино на d кварке в нейтроне. Стрелочками показано направление спина частиц.</i>	38
2.3	<i>Поляризация Λ гиперона, рожденного в области фрагментации мишени за счет рассеяния нейтрино на нейтроне (левый рис.) и протоне (правый рис.), в случае когда спин $s\bar{s}$ пары антикоррелирует со спином нуклона мишени</i>	38
2.4	<i>Диаграмма, описывающая рождение Λ гиперона в области фрагментации тока за счет рассеяния нейтрино на d кварке в нуклоне. Стрелочками показано направление спина частиц.</i>	39
2.5	<i>Поляризация Λ и $\bar{\Lambda}$ в области фрагментации тока в ν DIS (верхние рисунки) и в $\bar{\nu}$ DIS (нижние рисунки): сплошная линия - SU(6) модель без учета промежуточных состояний, пунктирная - SU(6) модель с учетом промежуточных состояний, точками - BJ-I, пунктир-точками - BJ-II. (рис. из работы [33])</i>	43
2.6	<i>Измерение продольной поляризации Λ как функции z в эксперименте ALEPH [38]. Данные - точки с ошибками, предсказание JETSET умножено на 1.07 (сплошная линия), предсказание HERWIG умножено на 2.17 (точки).</i>	45
2.7	<i>Измерение продольной поляризации Λ как функции $x_E = 2E_\Lambda/\sqrt{s}$ в эксперименте OPAL [39]. Данные - точки с ошибками, предсказание JETSET с моделью "попкорн" по умолчанию (сплошная линия), предсказание JETSET с модифицированной моделью попкорн (пунктир).</i>	45
2.8	<i>Зависимость поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов от x_F, измеренная коллаборацией E665 [40]. Приведены теоретические предсказания для двух сценариев: наивная кварковая модель (сплошная линия) и модель BJ (пунктир).</i>	46

2.9	Зависимость поляризации Λ гиперонов от z , измеренная коллаборацией HERMES [41]. Приведены теоретические предсказания для трех сценариев: 1. наивная кварковая модель, 2. модель ВJ, 3. все кварки дают одинаковый вклад в поляризацию Λ	47
2.10	Зависимость поперечной поляризации Λ гиперонов в адронных экспериментах (взято из [47])	49
2.11	Измерение поперечной поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов как функции p_T в эксперименте HERMES [18].	51
3.1	Схематический вид основных элементов, служащих для создания нейтринного пучка.	58
3.2	Расчетный энергетический спектр и состав нейтринного пучка.	59
3.3	Детектор NOMAD (вид сбоку)	60
3.4	Детектор NOMAD (вид сверху)	60
3.5	Вид сверху на передний калориметр	61
3.6	Общий вид дрейфовых камер установки NOMAD.	62
3.7	Расстояние между отсчетом и треком после реконструкции в дрейфовых камерах.	63
3.8	Зависимость разрешения дрейфовых камер от дрейфового расстояния и угла.	63
3.9	Схематический вид сверху на модуль детектора переходного излучения.	65
3.10	Отклик трубки TRD на 10 ГэВ-ный пион и электрон (измерения на тестовом пучке). Пунктирная линия соответствует сигналу от источника ^{55}Fe (5.89 кэВ).	65
3.11	Энерговыделение в электромагнитном калориметре, вызванное мюонами, пересекающими детектор во время набора данных. Сигналы направлены с учетом зависимости энерговыделения от угла мюона по отношению к плоскости калориметра.	66
3.12	Вид на адронный калориметр.	67
3.13	Координатное разрешение для мюонов, проходящих через отдельный модуль адронного калориметра.	67
3.14	Разрешение для сегментов в мюонных камерах, содержащих 4 отсчета, при хорошем качестве газовой смеси.	69
3.15	Разрез модуля мюонных камер показывает геометрию дрейфовых трубок и характерное расположение отсчетов при прохождении мюона (основная линия) и реконструированные сегменты в проекциях (пунктирные линии).	69
3.16	Схема использования различных пакетов компьютерных программ для моделирования нейтринных взаимодействий в установке NOMAD [56].	71
3.17	Две параметризации Ферми-движения нуклона в ядре, которые использовались в пакете NEGLIB: Guoju - Irvine [68] (сплошная линия) и Bodek - Ritchie [69] (пунктир).	71
4.1	Определение параметров, которые служат для описания траектории заряженной частицы в установке NOMAD.	75
4.2	Распределение χ^2 и вероятности χ^2 для мюонных треков из реальных данных.	76

4.3	Распределение координат первичной вершины в плоскости XU (левый рис.), и по направлению нейтринного пучка (правый рис.)	77
4.4	Пространственное разрешение при реконструкции вершины в ν_μ CC MC событиях: достигается разрешение 600 мкм, 90 мкм, 860 мкм для X, Y, Z координат соответственно	78
4.5	Разрешение по энергии нейтрино, рассчитанное по методам: А) полной видимой энергии; В) с учетом недостающего поперечного импульса C) двойного угла	79
4.6	Нейтринные взаимодействия: а) заряженного тока; б) нейтрального тока, с распадом одного из адронов на мюон.	80
4.7	Гистограмма зависимости R_Q от ρ_ν позволяет разделять ν_μ CC и ν_μ NC взаимодействия. Корреляция переменных R_Q и ρ_ν в событиях ν_μ CC (верхний рис.) и в ν_μ NC	81
4.8	Реконструированное событие в реальных данных, содержащее 3 вершины V^0 типа, идентифицированных как распад K_S^0 (левый рис.). 2 вершины V^0 типа, идентифицированных как распад Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ (правый рис.)	83
4.9	Распределение по инвариантной массе K_S^0 мезонов до идентификации. $m_K = 0.498$ ГэВ (PDG).	84
4.10	Распределение по инвариантной массе Λ гиперонов до идентификации. $m_\Lambda = 1.116$ ГэВ (PDG).	84
4.11	Распределение по инвариантной массе $\bar{\Lambda}$ гиперонов до идентификации. $m_{\bar{\Lambda}} = 1.116$ ГэВ (PDG).	84
4.12	Пояснения к критериям отбора V^0 событий.	85
4.13	Связь переменных "коллинеарности" P_T^{dirv} и d_z	86
4.14	Распределения по переменным $x_v, y_v, z_v, P_T^{dirv}, P(\chi^2), \sigma_T, P_T^{int}$ V^0 событий для Λ^0 гиперонов (сплошная линия) и для фона (пунктирная линия)	86
4.15	Корреляция $m_{inv}^{\Lambda^0}$ и $m_{inv}^{K_S^0}$ для $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ распадов.	88
4.16	Корреляция P_T^{int} и α для распадов $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$, $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	88
4.17	Корреляция $m_{inv}^{\Lambda^0}$ и $m_{inv}^{K_S^0}$, для $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ и $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ распадов с условием $\alpha > 0.7$	89
4.18	Распределения l_α для симулированных событий	91
4.19	Распределения l_α : а) Λ^0 (крестики); б) K_S^0 - (точки); в) $\bar{\Lambda}^0$ (звездочки); д) ($\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0, K_S^0$)	92
5.1	Распределения реконструированных переменных $E_\nu, W^2, Q^2, x_{Bj}, y_{Bj}$ и Q_{tot} в ν_μ CC событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами.	97
5.2	Распределения реконструированных переменных $E_\nu, W^2, Q^2, x_{Bj}, y_{Bj}$ и Q_{tot} в ν_μ CC событиях с идентифицированными Λ гиперонами.	97
5.3	Распределения реконструированных переменных $E_\nu, W^2, Q^2, x_{Bj}, y_{Bj}$ и Q_{tot} в ν_μ CC событиях с идентифицированными $\bar{\Lambda}$ гиперонами.	97
5.4	Распределения реконструированных переменных $p_V, distance, y^*$ и τ в ν_μ CC событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами.	99
5.5	Распределения реконструированных переменных $p_V, distance, y^*$ и τ в ν_μ CC событиях с идентифицированными Λ гиперонами.	99
5.6	Распределения реконструированных переменных $p_V, distance, y^*$ и τ в ν_μ CC событиях с идентифицированными $\bar{\Lambda}$ гиперонами.	99

5.7	Распределения реконструированных переменных p_+ , p_- , p_T^{int} и α в ν_μ СС событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами.	101
5.8	Распределения реконструированных переменных p_+ , p_- , p_T^{int} и α в ν_μ СС событиях с идентифицированными Λ гиперонами.	101
5.9	Распределения реконструированных переменных p_+ , p_- , p_T^{int} и α в ν_μ СС событиях с идентифицированными $\bar{\Lambda}$ гиперонами.	101
5.10	Распределения реконструированных переменных x_F , z_V , p_T^2 в ν_μ СС событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами.	102
5.11	Распределения реконструированных переменных x_F , z_V , p_T^2 в ν_μ СС событиях с идентифицированными Λ гиперонами.	102
5.12	Распределения реконструированных переменных x_F , z_V , p_T^2 в ν_μ СС событиях с идентифицированными $\bar{\Lambda}$ гиперонами.	102
5.13	Распределения реконструированных переменных x_F , z_V , p_T^2 в ν_μ СС событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами.	103
5.14	Распределения реконструированных переменных x_F , z_V , p_T^2 в ν_μ СС событиях с идентифицированными Λ гиперонами.	103
5.15	Распределения реконструированных переменных x_F , z_V , p_T^2 в ν_μ СС событиях с идентифицированными $\bar{\Lambda}$ гиперонами.	103
5.16	Верхний рисунок: Симулированные (гистограмма) и реконструированные (пунктир) распределения по x_F для идентифицированных Λ^0 (левый рис.), K_S^0 (середина), $\bar{\Lambda}^0$ (правый рис.); Нижний: Эффективность реконструкции по переменной x_F для тех же частиц	104
5.17	Верхний рисунок: Симулированные (гистограмма) и реконструированные (пунктир) распределения по z_V для идентифицированных Λ^0 (левый рис.), K_S^0 (середина), Λ^0 (правый рис.); Нижний: Эффективность реконструкции по переменной z_V для тех же частиц	105
5.18	Верхний рисунок: Симулированные (гистограмма) и реконструированные (пунктир) распределения по p_T^2 для идентифицированных Λ^0 (левый рис.), K_S^0 (середина), $\bar{\Lambda}^0$ (правый рис.); Нижний: Эффективность реконструкции по переменной p_T^2 для тех же частиц	106
6.1	Распределение по инвариантной массе в ν_μ СС событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами.	110
6.2	Распределение по инвариантной массе в ν_μ СС событиях с идентифицированными Λ гиперонами.	110
6.3	Распределение по инвариантной массе в ν_μ СС событиях с идентифицированными $\bar{\Lambda}$ гиперонами.	110
6.4	Распределение по переменной st в ν_μ СС событиях с идентифицированными K_S^0 мезонами.	111
6.5	Распределение по переменной st в ν_μ СС событиях с идентифицированными Λ гиперонами.	111
6.6	Распределение по переменной st в ν_μ СС событиях с идентифицированными $\bar{\Lambda}$ гиперонами.	111
6.7	Множественность K_S^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях как функция E_ν	116
6.8	Множественность K_S^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях как функция W^2	116
6.9	Множественность K_S^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях как функция Q^2	116

6.10	Отношения множественностей K_s^0/Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ в ν_μ СС событиях как функция E_ν	117
6.11	Отношения множественностей K_s^0/Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ в ν_μ СС событиях как функция W^2	117
6.12	Отношения множественностей K_s^0/Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ в ν_μ СС событиях как функция Q^2	117
6.13	Множественность K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях как функция x	118
6.14	Множественность K_s^0 , Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях как функция y	118
6.15	Отношения множественностей K_s^0/Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ в ν_μ СС событиях как функция x	118
6.16	Отношения множественностей K_s^0/Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0/\Lambda^0$ в ν_μ СС событиях как функция y	118
6.17	Дифференциальные выходы K_s^0 (левая колонка), Λ^0 (середина), $\bar{\Lambda}^0$ (правая колонка) в ν_μ СС событиях как функция E_ν , W^2 , Q^2 в данных и МС	119
6.18	Дифференциальные выходы K_s^0 (левая колонка), Λ^0 (середина), $\bar{\Lambda}^0$ (правая колонка) в ν_μ СС событиях как функция x и y в данных и МС	120
6.19	x_F -распределение K_s^0 в ν_μ СС событиях в данных	122
6.20	x_F -распределение Λ^0 в ν_μ СС событиях в данных	122
6.21	x_F -распределение $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях в данных	122
6.22	p_T^2 -распределение K_s^0 в ν_μ СС событиях в данных.	123
6.23	p_T^2 -распределение Λ^0 в ν_μ СС событиях в данных.	123
6.24	p_T^2 -распределение $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях в данных.	123
6.25	z_V -распределение K_s^0 в ν_μ СС событиях в данных	125
6.26	z_V -распределение Λ^0 в ν_μ СС событиях в данных	125
6.27	z_V -распределение $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях в данных	125
6.28	z_V -распределение K_s^0 в ν_μ СС событиях в данных в области фрагментации мишени.	126
6.29	z_V -распределение Λ^0 в ν_μ СС событиях в данных в области фрагментации мишени.	126
6.30	z_V -распределение $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях в данных в области фрагментации мишени.	126
6.31	z_V -распределение K_s^0 в ν_μ СС событиях в данных в области фрагментации тока.	127
6.32	z_V -распределение Λ^0 в ν_μ СС событиях в данных в области фрагментации тока.	127
6.33	z_V -распределение $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС событиях в данных в области фрагментации тока.	127
6.34	Распределения по инвариантной массе для $K_s^0\pi^+$ (верхние рис.) и $K_s^0\pi^-$ (нижние рис.) для ν_μ СС МС (левые рис.) и в данных (правые рис.)	132
6.35	Распределения по инвариантной массе для $\Lambda^0\pi^+$ (верхние рис.) и $\Lambda^0\pi^-$ (нижние рис.) в МС (левые рис.) и в данных (правые рис.)	134
6.36	Распределения по инвариантной массе для $\Lambda\gamma$ в МС (левые рис.) и в данных (правые рис.). На МС рисунке показан ожидаемый пик от сигнала, а также распределения по инвариантной массе $\Lambda\gamma$ для частиц, происходящих из распадов $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ и $\Sigma^{*0} \rightarrow \Lambda\pi^0$	136

6.37	Инвариантная масса $\gamma\gamma$ для МС (левые рис.) и данных (правые рис.). Параметры P_6 и P_7 соответствуют отфитированному гауссианом массе и ширине π^0	137
6.38	Инвариантная масса $\bar{\Lambda}\gamma$ в МС (левые рис.) и в данных (правые рис.). На МС рисунке изображен также ожидаемый пик от сигнала.	137
6.39	Распределения инвариантной массы для $\bar{\Lambda}\pi^+$ (верхние рис.) и $\bar{\Lambda}\pi^-$ (нижние рис.) комбинаций в МС и в данных. На МС рисунках показан ожидаемый пик от сигнала.	139
7.1	Определение “J”-системы координат. Система покоя Λ^0 гиперона.	143
7.2	Корреляция угловых переменных $\cos\theta_i$ (сим.) и $\cos\theta_i$ (рек.). $i=x,y,z$	144
7.3	Реконструированные распределения $\cos\theta_i$ для идентифицированных Λ^0 (верхние рис.), K_s^0 (середина), $\bar{\Lambda}^0$ (нижние рис.) в МС.	145
7.4	Распределения импульса пиона из распадов Λ^0 (A), K_s^0 (B), $\bar{\Lambda}^0$ (C) частиц в симулированных (сплошная гистограмма) и реконструированных (пунктир) событиях ν_μ СС МС. По оси ординат отложены числа соответствующих V^0 . Справа приведены эффективности (ось ординат) восстановления импульса пиона (ось абсцисс).	146
7.5	Распределения по $\cos\theta_i$ для однозначно и неоднозначно идентифицированных Λ^0 гиперонов, а также фоновых событий: γ , K_s^0 и комбинаторного фона (fake) в ν_μ СС МС.	147
7.6	Распределения по $\cos\theta_i$ для однозначно и неоднозначно идентифицированных K_s^0 гиперонов, а также фоновых событий: γ , Λ^0 и комбинаторного фона (fake) в ν_μ СС МС.	148
7.7	Распределения по $\cos\theta_i$ для однозначно и неоднозначно идентифицированных $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, а также фоновых событий: γ , K_s^0 и комбинаторного фона (fake) в ν_μ СС МС.	149
7.8	Реконструированные распределения Λ^0 гиперонов в МС (гистограмма) и данных (точки с ошибками) (верхние рис.) и отношение данные/МС (нижние рис.)	150
7.9	Зависимость $P_{sim} - P_{rec}$ от P_{sim} для “поляризованных” Λ^0 в ν_μ СС МС.	153
7.10	Изучение влияния различных вкладов фоновых событий на извлекаемое значение поляризации Λ^0 (верхние рисунки) и $\bar{\Lambda}^0$ (нижние рисунки). Набор Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) в событиях МС был “поляризован” со значениями $P_x = -0.2$, $P_y = -0.2$, $P_z = 0.0$ ($P_x = -0.07$, $P_y = 0.08$, $P_z = 0.11$). Вариация фона дается в единицах изменения чистоты ($p_0 - p$).	155
7.11	“Сырые” (верхние рисунки) и скорректированные (нижние рисунки) угловые распределения π^+ мезона из распада $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ в данных (точки с ошибками) и МС (гистограмма)	160
8.1	Сравнение результатов измерения поляризации Λ^0 гиперонов с существующими данными. Сверху-вниз: $(\nu_\mu - p)$ [43], $(\bar{\nu}_\mu - p)$ [43], $(\bar{\nu}_\mu - Ne)$ [44], $(\nu_\mu - Ne)$ [45], данный анализ	165
8.2	Зависимость продольной поляризации Λ^0 гиперонов от x_F	167
8.3	Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от x_F	167
8.4	Зависимость продольной поляризации Λ^0 гиперонов от W^2 в области фрагментации мишени.	168

8.5	Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от p_T в области фрагментации мишени.	170
8.6	Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от E_ν в области фрагментации мишени.	171
8.7	Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от W^2 в области фрагментации мишени.	171
8.8	Сравнение результатов измерения поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагментации мишени с существующими данными. Сверху-вниз: $(\nu_\mu - p)$ [43], $(\bar{\nu}_\mu - p)$ [43], $(\bar{\nu}_\mu - Ne)$ [44], $(\nu_\mu - Ne)$ [45], даный анализ	173
8.9	Сравнение результатов измерения коэффициента передачи спина C_u^Λ с существующими данными: E665 [40] и HERMES [41].	174
8.10	Сравнение результатов измерения поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагментации тока с предсказаниями z зависимости [33] (левый рис.: точки VJ-I, пунктир-точки VJ-II, пунктир SU(6) модель), [42] (правый рис.: сплошная линия сценарий I, пунктир сценарий II).	174
8.11	Зависимость продольной поляризации Λ^0 гиперонов от W^2 в области фрагментации тока.	175
8.12	Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от p_T в области фрагментации тока.	176
8.13	Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от E_ν в области фрагментации тока.	177
8.14	Зависимость поперечной поляризации Λ^0 гиперонов от W^2 в области фрагментации тока.	177
8.15	Сравнение результатов измерения поляризации Λ^0 гиперонов, рожденных в области фрагментации тока с существующими данными. Сверху-вниз: $(\nu_\mu - p)$ [43], $(\bar{\nu}_\mu - p)$ [43], $(\bar{\nu}_\mu - Ne)$ [44], $(\nu_\mu - Ne)$ [45], даный анализ	178
A.1	Рассеяние лептона на партоне	188
A.2	Мировые данные по структурной функции $F_2^p(x, Q^2)$ [102, 103, 104, 105, 106]. Для удобства к функции $F_2^p(x, Q^2)$ добавлена константа $c(x) = 0.6(i_x - 0.4)$, где i_x номер бина по переменной x . i_x меняется в пределах от $i_x = 1(x = 0.32)$ до $i_x = 21(x = 0.000032)$	191
A.3	Отношение F_2^n/F_2^p как функция x при различных Q^2 [102, 106] (верх). Разница $F_2^p - F_2^n$ как функция x при $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ (низ)	192
A.4	\bar{d}/\bar{u} при $Q = 7.35 \text{ GeV}$ [106]	193
A.5	$\bar{d} - \bar{u}$ при $Q = 7.35 \text{ GeV}$ [106]	193
A.6	Мировые данные по измерению спино-зависимой структурной функции g_1 [109]	193
A.7	F_2^N как функция Q^2 в различных интервалах по x . Для удобства каждое последующее распределение умножено на 2, начиная снизу вверх.	198
A.8	F_2^N как функция x в различных интервалах по Q^2 . Для удобства каждое последующее распределение умножено на 2, начиная снизу вверх.	198
A.9	xF_3^N как функция Q^2 в различных интервалах по x . Для удобства каждое последующее распределение умножено на 2, начиная снизу вверх.	198
A.10	xF_3^N как функция x в различных интервалах по Q^2 . Для удобства каждое последующее распределение умножено на 2, начиная снизу вверх.	198

