

Оглавление

I Введение.	3
1.1 Теоретическое описание глубоконеупругих взаимодействий.	4
1.2 Результаты измерения g_1 и её первого момента.	11
1.3 Попытки объяснения результатов поляризационных экспериментов.	14
1.3.A Область фрагментации мишени.	16
1.3.B Область фрагментации пучка.	17
II Эксперимент NOMAD.	20
2.1 Основная идея эксперимента.	20
2.2 Детектор и пучок нейтрино.	21
2.2.A Пучок нейтрино.	22
2.3 Установка NOMAD.	23
2.3.A Система вето.	24
2.3.B Передний калориметр.	25
2.3.C Дрейфовые камеры.	27
2.3.D Триггерные плоскости.	27
2.3.E Детектор переходного излучения.	28
2.3.F Детектор ливней.	30
2.3.G Электромагнитный калориметр.	31
2.3.H Адронный калориметр.	32
2.3.I Мюонные камеры.	34
2.4 Триггеры и набор данных.	35
2.5 Резюме.	37
III Идентификация событий V^0-типа.	38
3.1 Общее описание процедуры идентификации.	38
3.2 Метод поиска значений χ^2 для всех гипотез.	40
3.3 Определение типа частицы.	43
3.4 Альтернативные способы идентификации и перспективы дальнейшего развития.	48
IV Поиск поляризации Λ^0-гиперонов.	52
4.1 Сравнение событий Монте-Карло и реальных данных.	52
4.2 Определение системы координат.	57
4.3 Метод измерения поляризации.	59
4.4 Тестирование кода	61
4.5 Влияние фоновых событий на поляризацию	61
4.6 Контроль вычисления поляризации	64
V Изучение систематических ошибок.	66
5.1 Источники систематических ошибок.	66
5.2 Неопределённость, связанная с измерениями кинематических величин.	67
5.3 Неопределённость условий отбора.	68
5.4 Результаты в различных системах координат	70
5.5 Влияние на результат способа разбиения гистограмм.	71
VI Результаты измерения поляризации.	75
6.1 $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ -гипероны в $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ взаимодействиях заряженного тока.	75
6.2 Поляризация K_S^0 мезонов в $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ взаимодействиях заряженного тока.	80
6.3 Обсуждение результатов.	82
VII Заключение.	85

<i>ОГЛАВЛЕНИЕ</i>	2
А Измерение энергии нейтрино	87
В Прецессия спина в магнитном поле	89
Литература	91

Глава I

Введение.

В данной дипломной работе представлены исследования корреляции спинов валентных и странных морских кварков нуклона в эксперименте NOMAD, CERN.

В первой главе представлено краткое историческое и теоретическое введение, раскрывающее проблемы, возникшие перед научным сообществом примерно 15 лет назад. Одним из путей по продвижению в этой области как раз и есть исследование корреляции спинов. Данные, полученные в эксперименте NOMAD, который является уникальным в своём роде, могли бы существенно помочь в разрешении этой проблемы.

Во второй главе приводится краткое описание основных установок в детекторе NOMAD, обсуждаются его возможности по исследованию поляризации Λ -гиперона, родившегося в глюбоконепругих взаимодействиях мюонных (анти)нейтрино с неполяризованной адронной мишенью.

На протяжении нескольких следующих глав даётся поэтапное описание методики идентификации Λ -гиперонов, измерения поляризации, исследования влияния на результат систематических ошибок.

Завершается же работа описанием некоторых качественных механизмов, которые могли бы послужить объяснению полученных результатов.

1.1 Теоретическое описание глубоконеупругих взаимодействий.

Простейшая кварковая модель спина нуклона подразумевает, что тот состоит из спинов кварков, составляющих сам нуклон, т.е. валентных кварков ($\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d = 1$). Однако, эта модель была подвергнута сомнению уже задолго до точного измерения структурных функций нуклонов, т.к. она предсказывала значение константы связи β -распада нейтрона $g_A = \frac{5}{3}$ вместо измеренного 1.26. В партонной модели спин нуклона описывается включением “морских” кварков и глюонов. Более того, все партоны в нуклоне обладают орбитальным моментом, который также вносит определённый вклад в общий спин. В этой модели спин протона больше не распределён только между спинами кварков, однако, полная сумма $\Delta\Sigma$ не может быть вычислена без дополнительных предположений. Наиболее известное теоретическое предсказание $\Delta\Sigma$ было сделано в [1]. Используя SU(3) симметрию ароматов с дополнительным предположением нулевого вклада странных кварков в спин протона, Ellis и Jaffe получили $\Delta\Sigma \approx 0.57$.

Рассмотрим подробнее неупругое рассеяние поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах ¹. Обозначим за m массу лептона, k (k') начальный (конечный) 4-импульс лептона, s (s') его ковариантный 4-вектор спина, такой, что $s \cdot k = 0$ ($s' \cdot k' = 0$) $s \cdot s = -1$ ($s' \cdot s' = -1$); Масса нуклона - M , а 4-импульс и 4-вектор спина - P и S соответственно. Полагая, что происходит обмен одним виртуальным фотоном (см. рис.1.1), дифференциальное сечение рассеяния конечного состояния лептона в угол $d\Omega$ в диапазоне энергий $(E', E' + dE')$ в лабораторной системе отсчёта, $P = (M, \mathbf{0})$, $\mathbf{k} = (\mathbf{E}, \mathbf{k})$, $\mathbf{k}' = (\mathbf{E}', \mathbf{k}')$, может быть записано в следующем виде:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \quad (1.1.1)$$

где $q = k - k'$ и α - постоянная тонкой структуры.

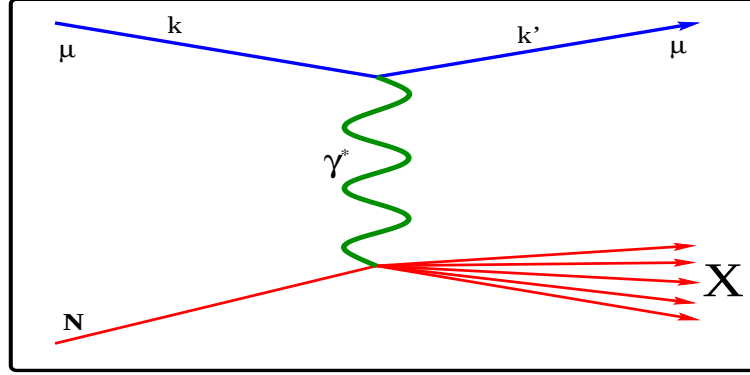
В уравнении 1.1.1 лептонный тензор $L_{\mu\nu}$ выражается как

$$L_{\mu\nu}(k, s; k', s') = [\bar{u}(k', s') \gamma_\mu u(k, s)]^* [\bar{u}(k', s') \gamma_\nu u(k, s)] \quad (1.1.2)$$

и может быть разделён на симметричную (S) и антисимметричную (A) части:

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu}(k, s; k', s') &= L_{\mu\nu}^{(S)}(k; k') + iL_{\mu\nu}^{(A)}(k, s; k') \\ &+ L_{\mu\nu}^{\prime(S)}(k, s; k', s') + iL_{\mu\nu}^{\prime(A)}(k; k', s'), \end{aligned} \quad (1.1.3)$$

¹Здесь используется довольно сжатое изложение данного вопроса. Полное описание см. [2]

Рис. 1.1: Глубоко неупругое взаимодействие $\mu N \rightarrow \mu X$.

где

$$L_{\mu\nu}^{(S)}(k; k') = k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu} (k \cdot k' - m^2) \quad (1.1.4)$$

$$L_{\mu\nu}^{(A)}(k, s; k') = m \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} s^\alpha (k - k')^\beta \quad (1.1.5)$$

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu}'^{(S)}(k, s; k', s') &= (k \cdot s') (k'_\mu s'_\nu + s'_\mu k'_\nu - g_{\mu\nu} k' \cdot s) \\ &\quad - (k \cdot k' - m^2) (s'_\mu s'_\nu + s'_\mu s'_\nu - g_{\mu\nu} s \cdot s') \\ &\quad + (k' \cdot s) (s'_\mu k'_\nu + k'_\mu s'_\nu) - (s \cdot s') (k'_\mu k'_\nu + k'_\mu k'_\nu) \end{aligned} \quad (1.1.6)$$

$$L_{\mu\nu}'^{(A)}(k; k', s') = m \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} s'^\alpha (k - k')^\beta. \quad (1.1.7)$$

Аналогично, для адронного тензора $W_{\mu\nu}$ через четыре структурные функции имеем:

$$W_{\mu\nu}(q; P, S) = W_{\mu\nu}^{(S)}(q; P) + i W_{\mu\nu}^{(A)}(q; P, S), \quad (1.1.8)$$

где

$$\begin{aligned} \frac{1}{2M} W_{\mu\nu}^{(S)}(q; P) &= \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1(P \cdot q, q^2) \\ &\quad + \left[\left(P_\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(P_\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \right] \frac{W_2(P \cdot q, q^2)}{M^2} \end{aligned} \quad (1.1.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2M} W_{\mu\nu}^{(A)}(q; P, S) &= \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha \left\{ M S^\beta G_1(P \cdot q, q^2) \right. \\ &\quad \left. + [(P \cdot q) S^\beta - (S \cdot q) P^\beta] \frac{G_2(P \cdot q, q^2)}{M} \right\}. \end{aligned} \quad (1.1.10)$$

Из (1.1.1), (1.1.3), (1.1.8) получаем:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} &= \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E'}{E} \left[L_{\mu\nu}^{(S)} W^{\mu\nu(S)} + L_{\mu\nu}'^{(S)} W^{\mu\nu(S)} \right. \\ &\quad \left. - L_{\mu\nu}^{(A)} W^{\mu\nu(A)} - L_{\mu\nu}'^{(A)} W^{\mu\nu(A)} \right]. \end{aligned} \quad (1.1.11)$$

Каждая величина в квадратных скобках может быть отдельно измерена, рассматривая сечения рассеяния или их разности с определёнными начальной и конечной поляризациями. Каждая величина является, по крайней мере в принципе, измеряемой величиной, которая зависит или от двух структурных функций W_1 и W_2 (члены, содержащие $W_{\mu\nu}^{(S)}$), или от спинных функций G_1 и G_2 (члены, содержащие $W_{\mu\nu}^{(A)}$). Для неполяризованного случая сечение пропорционально $L_{\mu\nu}^{(S)} W^{\mu\nu(S)}$:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{unp}}{d\Omega dE'}(k, P; k') &= \frac{1}{4} \sum_{s, s', S} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, S; k', s') \\ &= \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E'}{E} 2L_{\mu\nu}^{(S)} W^{\mu\nu(S)}, \end{aligned} \quad (1.1.12)$$

а для разности сечений, для случая с противоположными спинами, остаётся только $L_{\mu\nu}^{(A)} W^{\mu\nu(A)}$:

$$\begin{aligned} \sum_{s'} \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, -S; k', s') - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, S; k', s') \right] \\ = \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E'}{E} 4L_{\mu\nu}^{(A)} W^{\mu\nu(A)}. \end{aligned} \quad (1.1.13)$$

Сечение неупругого рассеяния неполяризованного лептона на неполяризованном нуклоне в лабораторной системе отсчёта можно выписать, непосредственно используя уравнения (1.1.4), (1.1.9), (1.1.12) и пренебрегая массой лептона:

$$\frac{d^2\sigma^{unp}}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \left[2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad (1.1.14)$$

где θ - угол рассеяния лептона в лабораторной системе отсчёта. Его измерение даёт информацию о неполяризованных структурных функциях $W_1(P \cdot q, q^2)$ и $W_2(P \cdot q, q^2)$.

В бёркеновском пределе

$$-q^2 = Q^2 \rightarrow \infty \quad \nu = E - E' \rightarrow \infty \quad x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu} \text{ фиксированное} \quad (1.1.15)$$

эти функции удовлетворяют т.н. бёркеновскому скейлингу:

$$\begin{aligned} \lim_{Bj} MW_1(P \cdot q, Q^2) &= F_1(x) \\ \lim_{Bj} \nu W_2(P \cdot q, Q^2) &= F_2(x), \end{aligned} \quad (1.1.16)$$

где $F_{1,2}$ слабо меняются с Q^2 при фиксированном x .

Аналогично, из (1.1.5), (1.1.10), (1.1.13) получаем для поляризованного случая:

$$\sum_{s'} \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P, S; k', s') - \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(k, s, P - S; k', s') \right] \equiv$$

$$\begin{aligned}
& \equiv \frac{d^2 \sigma^{s,S}}{d\Omega \, dE'} - \frac{d^2 \sigma^{s,-S}}{d\Omega \, dE'} = \\
& = \frac{8m\alpha^2 E'}{q^4 E} \left\{ [(q \cdot S)(q \cdot s) + Q^2(s \cdot S)] M G_1 + Q^2 [(s \cdot S)(P \cdot q) - (q \cdot S)(P \cdot s)] \frac{G_2}{M} \right\},
\end{aligned} \tag{1.1.17}$$

что даёт информацию о поляризованных структурных функциях $G_1(P \cdot q, q^2)$ и $G_2(P \cdot q, q^2)$.

Они в бжёркеновском пределе также ведут себя примерно следующим образом:

$$\begin{aligned}
\lim_{Bj} \frac{(P \cdot q)^2}{\nu} G_1(P \cdot q, Q^2) &= g_1(x) \\
\lim_{Bj} \nu (P \cdot q) G_2(P \cdot q, q^2) &= g_2(x).
\end{aligned} \tag{1.1.18}$$

Выражая через $g_{1,2}$ уравнение для $W_{\mu\nu}^{(A)}$ (см. 1.1.10), получим

$$W_{\mu\nu}^{(A)}(q; P, s) = \frac{2M}{P \cdot q} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha \left\{ S^\beta g_1(x, Q^2) + \left[S^\beta - \frac{(S \cdot q) P^\beta}{(P \cdot q)} \right] g_2(x, Q^2) \right\}. \tag{1.1.19}$$

Для того, чтобы облегчить переход к рассмотрению партонной модели, применим некоторую методику, позволяющую спроектировать тензор $W_{\mu\nu}$ на структурные функции. Начнём с неполяризованного случая. Определим

$$P_1^{\alpha\beta} \equiv \frac{1}{4} \left[\frac{1}{a} P^\alpha P^\beta - g^{\alpha\beta} \right] \tag{1.1.20}$$

$$P_2^{\alpha\beta} \equiv \frac{3P \cdot q}{4a} \left[\frac{P^\alpha P^\beta}{a} - \frac{1}{3} g^{\alpha\beta} \right], \tag{1.1.21}$$

где

$$a = \frac{P \cdot q}{2x} + M^2 \tag{1.1.22}$$

Легко видеть из (1.1.20)-(1.1.22) и из (1.1.8)-(1.1.10), что

$$P_1^{\alpha\beta} W_{\alpha\beta}(N) = F_1 \tag{1.1.23}$$

и

$$P_2^{\alpha\beta} W_{\alpha\beta}(N) = F_2. \tag{1.1.24}$$

Аналогично, для поляризованного случая можно ввести проекции

$$P_3^{\alpha\beta} \equiv \frac{(P \cdot q)^2}{bM^2(q \cdot S)} [(q \cdot S)S_\lambda + q_\lambda] P_\eta \varepsilon^{\alpha\beta\lambda\eta} \tag{1.1.25}$$

$$P_4^{\alpha\beta} \equiv \frac{1}{b} \left\{ \left[\frac{(P \cdot q)^2}{M^2} + 2(P \cdot q)x \right] S_\lambda + (q \cdot S)q_\lambda \right\} P_\eta \varepsilon^{\alpha\beta\lambda\eta} \tag{1.1.26}$$

где

$$b = -4M \left[\frac{(P \cdot q)^2}{M^2} + 2(P \cdot q)x - (q \cdot S)^2 \right] \tag{1.1.27}$$

Таким образом, из (1.1.8)-(1.1.10), (1.1.18) и (1.1.25)-(1.1.27) имеем:

$$P_3^{\alpha\beta} W_{\alpha\beta}(N) = g_2 \quad (1.1.28)$$

$$P_4^{\alpha\beta} W_{\alpha\beta}(N) = g_1 + g_2. \quad (1.1.29)$$

Уравнения (1.1.20)-(1.1.29) можно использовать в любой системе отсчёта, для всех направлений 4-вектора спина нуклона.

Перейдём теперь к, собственно, партонной модели. В самом простом её случае нуклон рассматривается состоящим из свободных, летящих в одном направлении партонов, каждый из которых несёт x' долю 4-импульса нуклона. Тогда, лептон-нуклонное глубоконеупругое взаимодействие определяется независимой суммой по всем лептон-партонным взаимодействиям и адронный тензор выражается через элементарный кварковый тензор $w_{\mu\nu}$:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}(q; P, S) &= W_{\mu\nu}^{(S)}(q; P) + iW_{\mu\nu}^{(A)}(q; P, S) \\ &= \sum_{q,s} e_q^2 \frac{1}{2P \cdot q} \int_0^1 \frac{dx'}{x'} \delta(x' - x) n_q(x', s; S) w_{\mu\nu}(x', q, s), \end{aligned} \quad (1.1.30)$$

где $n_q(x', s; S)$ - плотность числа кварков q с зарядом e_q , долей 4-импульса x' и спином s внутри нуклона со спином S и 4-импульсом P ; Σ_q пробегает по всем кваркам и антикваркам; x - бьёркеновская переменная (1.1.15), и кварковый тензор $w_{\mu\nu}(x, q, s)$ выглядит подобно лептонному $L_{\mu\nu}$, ур-я (1.1.2-1.1.7), с заменами $k^\mu \rightarrow xP^\mu$, $k'^\mu \rightarrow xP^\mu + q^\mu$ и с суммой по всем ненаблюдаемым конечным спинам кварков (s'). В конечном итоге имеем:

$$w_{\mu\nu}(x, q, s) = w_{\mu\nu}^{(S)}(x, q) + iw_{\mu\nu}^{(A)}(x, q, s) \quad (1.1.31)$$

где

$$w_{\mu\nu}^{(S)}(x, q) = 2[2x^2 P_\mu P_\nu + xP_\mu q_\nu + xq_\mu P_\nu - x(P \cdot q)g^{\mu\nu}] \quad (1.1.32)$$

$$w_{\mu\nu}^{(A)}(x, q, s) = -2m_q \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} s^\alpha q^\beta \quad (1.1.33)$$

и для определённости масса кварка должна быть принята за $m_q = xM$ до и после взаимодействия с виртуальным фотоном.

Из уравнений (1.1.25)-(1.1.29) и (1.1.30)-(1.1.33) можно получить известные предсказания наивной партонной модели для поляризованных структурных функций нуклона:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x, S) \quad (1.1.34)$$

$$g_2(x) = 0 \quad (1.1.35)$$

где

$$\Delta q(x, S) = n_q(x, S; S) - n_q(x, -S; S) \quad (1.1.36)$$

разность плотностей числа кварков со спином вдоль спина нуклона ($s = S$) и со спином в обратном направлении ($s = -S$). В партонной модели со свободными, не взаимодействующими кварками массы $m_q = xM$ эта величина не может зависеть от выбора S , т.е. $\Delta q(x, S) = \Delta q(x)$.

Рассмотрим октет аксиальных токов

$$J_{5\mu}^j = \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 \left(\frac{\lambda_j}{2} \right) \psi \quad (j = 1, 2, \dots, 8) \quad (1.1.37)$$

где λ_j обычные матрицы Гелл-Манна и ψ - вектор-столбец в пространстве ароматов

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \\ \psi_s \end{pmatrix}, \quad (1.1.38)$$

и синглетный по аромату ток

$$J_{5\mu}^0 = \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 \psi. \quad (1.1.39)$$

Состояния протона будем обозначать 4-импульсом P^μ и ковариантным вектором спина $S^\mu(\lambda)$, который соответствует определённой спиральности λ . Отметим, что

$$S \cdot P = 0 \quad S^2 = -1. \quad (1.1.40)$$

Тогда матричные элементы $J_{5\mu}^j$ могут быть пропорциональны только S^μ и a_j , и обычно определяются как

$$\langle P, S | J_{5\mu}^j | P, S \rangle = M a_j S_\mu \quad (1.1.41)$$

$$\langle P, S | J_{5\mu}^0 | P, S \rangle = 2 M a_0 S_\mu. \quad (1.1.42)$$

Аналогично можно ввести октет векторных токов:

$$J_\mu^j = \bar{\psi} \gamma_\mu \left(\frac{\lambda_j}{2} \right) \psi \quad (j = 1, \dots, 8) \quad (1.1.43)$$

Рассматривая β -распад гиперонов со спином $1/2$, обозначим через B_j состояние гиперона, тогда матричный элемент адронных переходов будет иметь вид $\langle B_i | h_+^\mu | B_k \rangle$, где h_+^μ - заряженный адронный ток, соединённый с W бозоном в лагранжиане электрослабого взаимодействия. И если мы предположим, что:

- 8 гиперонов со спином $1/2$ образуют октет с группой симметрии $SU(3)_F$;
- токи J_μ^j , $J_{5\mu}^j$ ($j = 1, \dots, 8$) являются генераторами с симметрией $SU(3)_F$ с сохранением J_μ^j , $J_{5\mu}^j$;
- перенос импульса и разность масс в адронных переходах пренебрежимо мала;

тогда все β -распады гиперонов описываются двумя константами, F и D :

$$\langle B_j; P, S | J_{5\mu}^i | B_k; P, S \rangle = 2M_B S_\mu \{ -if_{ijk} \textcolor{red}{F} + d_{ijk} \textcolor{red}{D} \} \quad (i, j, k = 1, \dots, 8) \quad (1.1.44)$$

где f_{ijk} и d_{ijk} - обычные константы группы $SU(3)_F$. Исследование в 1983 году β -распадов гиперонов хорошо согласуется с приведёнными выше рассуждениями, и даёт следующие величины:

$$\textcolor{red}{F} = 0.477 \pm 0.012, \quad \textcolor{red}{D} = 0.756 \pm 0.011. \quad (1.1.45)$$

Посредством операторного разложения можно выразить моменты функций $g_{1,2}$ через адронные матричные элементы некоторых операторов умноженные на некоторые вычисляемые функции. Учитывая, что мы рассматриваем электромагнитное взаимодействие, первый момент будет зависеть только от матричных элементов с диагональными матрицами Гелл-Манна:

$$\Gamma_1^{p(n)} = \int_0^1 dx \, g_1^{p(n)}(x) = \pm \frac{1}{12} \left\{ a_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} a_8 + \frac{4}{3} a_0 \right\}, \quad (1.1.46)$$

Компонента полного спина нуклона в направлении движения со спиральностью $1/2$, переносимая всеми кварками и антикварками равна

$$a_0 = 2S_z^q. \quad (1.1.47)$$

Если мы используем стандартное $SU(3)_F$ задание барионного октета, то из (1.1.44) получим:

$$a_3 = F + D \quad (1.1.48)$$

$$a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} (3F - D). \quad (1.1.49)$$

Легко показать также, что $a_3 = g_A$, где g_A - аксиальная константа связи, ответственная за β -распад нейтрона. В этом случае предпочтительнее использовать более точное значение g_A :

$$a_3 = g_A = 1.2573 \pm 0.0028 \quad (1.1.50)$$

а не величину $F + D = 1.233 \pm 0.016$ из (1.1.48). Для a_8 возьмём $a_8 = 0.601 \pm 0.038$ [3]

Используя (1.1.37), (1.1.39), (1.1.41) и (1.1.42) получим

$$a_3 = \int_0^1 dx \, [\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x) - \Delta d(x) - \Delta \bar{d}(x)] \quad (1.1.51)$$

$$a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \int_0^1 dx \, [\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x) + \Delta d(x) + \Delta \bar{d}(x) - 2\Delta s(x) - 2\Delta \bar{s}(x)] \quad (1.1.52)$$

и

$$a_0 = \Delta \Sigma \equiv \int_0^1 dx \, \Delta \Sigma(x), \quad (1.1.53)$$

где

$$\Delta\Sigma(x) \equiv \Delta u(x) + \Delta\bar{u}(x) + \Delta d(x) + \Delta\bar{d}(x) + \Delta s(x) + \Delta\bar{s}(x). \quad (1.1.54)$$

Обозначив вклады кварков и антикварков одного аромата за

$$\Delta u \equiv \int_0^1 dx [\Delta u(x) + \Delta\bar{u}(x)] \quad (1.1.55)$$

$$\Delta d \equiv \int_0^1 dx [\Delta d(x) + \Delta\bar{d}(x)] \quad (1.1.56)$$

$$\Delta s \equiv \int_0^1 dx [\Delta s(x) + \Delta\bar{s}(x)], \quad (1.1.57)$$

получим из выражений для a_3 , a_8 и a_0 (разрешив (1.1.46) относительно a_0) систему из трёх уравнений с тремя неизвестными Δu , Δd и Δs . Решив эту систему, можно найти вклад от кварков и антикварков определённого аромата в спин нуклона. Если величины F и D были давно и хорошо измерены, то с g_1 и её первым моментом были некоторые сложности.

1.2 Результаты измерения g_1 и её первого момента.

Первые измерения структурной функции g_1 протона были проведены в конце 1970-х годов в SLAC в экспериментах E80 и E130 на электронных пучках в области $x > 0.1$. За этими исследованиями последовал эксперимент EMC по рассеянию поляризованных мюонов на поляризованной протонной мишени, проводившийся в CERN, и добравшийся до $x = 0.015$. В 1988 были представлены результаты этого эксперимента, взбудоражившие научный мир и давшие толчок к проведению подобных экспериментов во многих научных центрах мира. Через несколько лет в CERN начался новый эксперимент SMC по рассеянию поляризованного мюонного пучка на твердотельной поляризованной мишени, охлаждённой до низких температур. В Соединенных Штатах в SLAC эксперименты E142-E155 использовали электронный пучок и жидкую поляризованную мишень при низких температурах. Наиболее “молодой” эксперимент HERMES на коллайдере HERA в немецком центре DESY использует электронный пучок и внутренние газовые мишени.

Если в экспериментах SMC и в SLAC использовали лептонные спектрометры (с небольшими доработками) от предыдущих экспериментов по глубоконеупругим взаимодействиям, то детектор HERMES был специально разработан, чтобы полностью восстанавливать конечное адронное состояние. Эксперименты с электронными и мюонными пучками дополняют друг друга: первые имеют высокие интенсивности и, следовательно, высокую статистику, но в кинематике событий ограничены областью низких Q^2 и промежуточными значениями x , последние же - наоборот, имеют высокие значения Q^2 и малые x (что является очень важным

аспектом в правилах сумм), но не обеспечивают высокой статистики, что делает их весьма продолжительными во времени.

Экспериментальное значение асимметрии определяется выражением $A_{exp} = f P_t P_b A$, где P_t и P_b - поляризации мишени и пучка соответственно, f - коэффициент ослабления мишени, являющийся отношением числа поляризованных к общему числу частиц в мишени. Типичные значения поляризации для пучка и мишени лежат в пределах от 50% до 90%. Твердотельные мишени в SMC и SLAC имели малые значения коэффициента ослабления, в то время как этот коэффициент у атомарной газовой мишени HERMES близок к единице. Все же измерения спиновой структурной функции нейтрона проводились на мишени из атомарного ^3He .

Таблица 1.1: Результаты измерения первых моментов функции $\Gamma_1 = \int_0^1 g_1(x) dx$ в некоторых поляризационных экспериментах. [6]

Эксперимент	$Q_0^2 \text{ GeV}^2$	Первый момент и его значение*,**
		$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1(x) dx$
CERN-EMC ($0.01 < x < 0.7$)	10.7	$0.126 \pm 0.010 \pm 0.015$ (0.120 ± 0.013)
CERN-SMC ($0.003 < x < 0.7$)	10	$0.120 \pm 0.005 \pm 0.006 \pm 0.014$ ($0.131 \pm 0.005 \pm 0.006 \pm 0.004$)
DESY-HERMES ($0.021 < x < 0.85$)	2.5	н/д ($0.122 \pm 0.003 \pm 0.010$)
SLAC-E143 ($0.03 < x < 0.8$)	3	$0.132 \pm 0.003 \pm 0.009$ ($0.121 \pm 0.003 \pm 0.006$)
		$\Gamma_1^n = \int_0^1 g_1(x) dx$
DESY-HERMES ($0.023 < x < 0.6$)	2.5	$-0.037 \pm 0.013 \pm 0.005 \pm 0.006$ ($-0.034 \pm 0.013 \pm 0.005$)
SLAC-E142 ($0.03 < x < 0.6$)	2	$-0.031 \pm 0.006 \pm 0.009$ ($-0.028 \pm 0.006 \pm 0.006$)
SLAC-E154 ($0.014 < x < 0.7$)	5	$-0.058 \pm 0.004 \pm 0.007 \pm 0.007$ ($-0.035 \pm 0.003 \pm 0.005 \pm 0.001$)

* Все величины в скобках являются интегралами от измеренных величин, указанных в первой колонке.

Остальные - экстраполированные значения в промежутке от 0 до 1.

** Первая ошибка - статистическая, вторая - систематическая. Третья, там где есть, обусловлена эволюцией к фиксированному значению Q_0^2 , а четвёртая - экстраполяцией на полный промежуток по x от 0 до 1, если это возможно.

Подставив измеренные значения первого момента $\Gamma_1 = \int_0^1 g_1(x)dx$ из таблицы (SLAC, DESY), получим вклад от спинов кварков в общий спин протона (для нейтрона $u \leftrightarrow d$)²:

$$\Delta u = 0.86, \Delta d = -0.40, \Delta s = -0.07, \Delta \Sigma = 0.39. \quad (1.2.58)$$

Из этих данных видно, что значение $\Delta \Sigma$ оказалось несколько отличным от предсказываемого теорией $\Delta \Sigma = 0.5$.

²с учётом радиационных поправок (см. ниже).

1.3 Попытки объяснения результатов поляризационных экспериментов.

Столь неожиданные результаты породили немало теоретических объяснений процессов, происходящих внутри нуклона. Наиболее простым путём “исправления” результатов являются радиационные поправки. Уравнение (1.1.46) можно переписать в виде

$$\begin{aligned}\Gamma^p(Q^2) &= \frac{1}{9}\Delta u(Q^2)(f+h) + \frac{1}{18}\Delta d(Q^2)(2h-f) \\ &+ \frac{1}{18}\Delta s(Q^2)(2h-f),\end{aligned}\tag{1.3.59}$$

$$\begin{aligned}\Gamma^n(Q^2) &= \frac{1}{9}\Delta d(Q^2)(f+h) + \frac{1}{18}\Delta u(Q^2)(2h-f) \\ &+ \frac{1}{18}\Delta s(Q^2)(2h-f).\end{aligned}\tag{1.3.60}$$

Функции f и h зависят от числа ароматов и ренормализационной процедуры. В схеме $\overline{\text{MS}}$ для $N_f = 3$ имеем [4]:

$$\begin{aligned}f(\alpha_s(Q^2)) &= 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 3.5833 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^2 \\ &- 20.2153 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^3 \\ &- \mathcal{O}(130) \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^4 + \dots\end{aligned}\tag{1.3.61}$$

и [5]

$$\begin{aligned}h(\alpha_s(Q^2)) &= 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 1.0959 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^2 \\ &- 3.7 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^3 + \dots\end{aligned}\tag{1.3.62}$$

Один из последних результатов $\Delta\Sigma = 0.31 \pm 0.07$ при $Q^2 = 10\text{GeV}^2$ [3] (наши вычисления дают ≈ 0.39 при $Q^2 \approx 2.5\text{GeV}^2$). Эти значения находятся достаточно далеко от предсказываемой теорией величины $\Delta\Sigma = 0.57$. Куда мог “подеваться” спин? Обратимся к выражению полного спина нуклона:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta L_q + \Delta g + \Delta L_g.\tag{1.3.63}$$

В наивной партонной модели полагается $\Delta L_q = \Delta g = \Delta L_g = 0$, тогда $\Delta\Sigma = 1$. В релятивистской партонной модели с ненулевым орбитальным моментом как раз имеем $\Delta\Sigma = 0.57$. Но этого недостаточно для объяснения экспериментальных данных. В середине 90-х появилось

Нуклон				Λ-гиперон			
	Naive QM	$\Delta S_N = 0$	Эксперимент		Naive QM	$\Delta S_N = 0$	Эксперимент
ΔU_N	$\frac{4}{3}$	0.92 ± 0.04	0.86 ± 0.04	ΔU_Λ	0	-0.07 ± 0.01	-0.13 ± 0.04
ΔD_N	$-\frac{1}{3}$	-0.34 ± 0.05	-0.40 ± 0.04	ΔD_Λ	0	-0.07 ± 0.01	-0.13 ± 0.04
ΔS_N	0	0	-0.07 ± 0.04	ΔS_Λ	1	0.72 ± 0.02	0.66 ± 0.04

Таблица 1.2: Вклады лёгких ароматов кварков в спин протона и Λ-гиперона в предположении наивной кварковой модели, β-распада гиперона с предположением отсутствия вклада поляризованных s-кварков и измеренные значения.

Распределение	Случай I	Случай II
Δu_Λ	-0.09 ± 0.04	0.05 ± 0.03
Δd_Λ	-0.09 ± 0.04	0.05 ± 0.03
Δs_Λ	0.70 ± 0.04	0.70 ± 0.04

Таблица 1.3: Вклады кварков в поляризацию Λ-гиперона.

много гипотез, пытавшихся объяснить полученные значения. Для проверки своих предположений, авторы предлагали различные варианты исследований, позволяющих сделать шаг в сторону той или иной модели ³.

В нашем случае мы будем интересоваться глубоконеупругим рассеянием лептонов (а именно, нейтрино) на неполяризованных нуклонах⁴.

Таблица 1.2 показывает, что *u*-(и *d*-)кварки в Λ-гипероне - поляризованы⁵. Можно предположить, что это имеет слабое отношение к структуре Λ-гиперона, а более связано с “морем” $q\bar{q}$ пар, присутствующем во всех барионах. Проанализируем эту возможность, рассматривая две различные параметризации кваркового моря в Λ. В обоих случаях будем предполагать, что распределение поляризации в нуклоне и в Λ-гипероне идентичны (это очень грубое предположение, но оно может дать хотя бы качественный результат). В первом случае предполагается $SU(3)$ симметрия ароматов морских кварков: $\Delta s_N = \Delta \bar{s}_N = \Delta \bar{u}_\Lambda = \Delta \bar{d}_\Lambda = \Delta \bar{s}_\Lambda$ и т.д. В частности, $\Delta \bar{u}_\Lambda = \Delta s_N = \frac{1}{2}\Delta S_N = -0.04 \pm 0.03$. Используя данные экспериментов [9], предположим (второй случай), что странные кварки подавлены в море в пять раз по сравнению с *u* и *d* кварками. Тогда $\Delta \bar{u}_\Lambda = \Delta \bar{d}_\Lambda = \Delta \bar{u}_N = \dots = 5\Delta s_N = \frac{5}{2}\Delta S_N$, или $\Delta \bar{u}_\Lambda = \frac{5}{2}\Delta S_N = -0.18 \pm 0.04$. Результаты этих предположений демонстрирует таблица 1.3.

³ см. обзоры в [2], [7].

⁴В этом параграфе мы будем пользоваться обозначениями: $\Delta Q_\alpha = \Delta q_\alpha + \Delta \bar{q}_\alpha$.

⁵ см. [8].

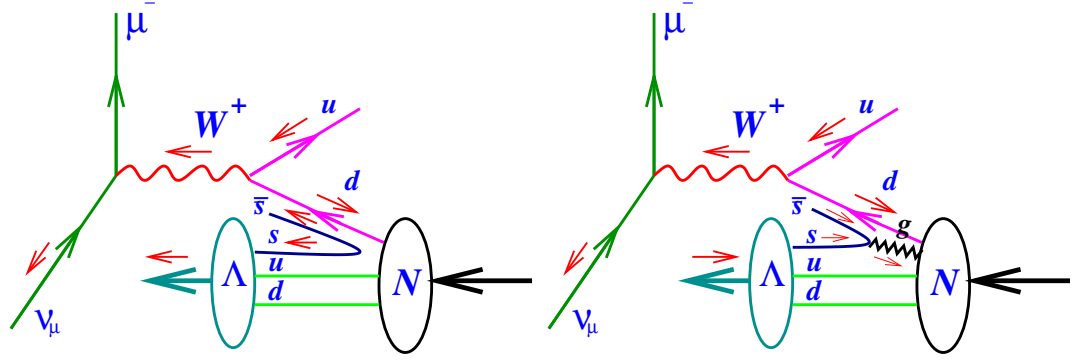


Рис. 1.2: Образование Λ^0 гиперона в области фрагментации мишени из отрицательно поляризованной “морской” $\bar{s}s$ пары (слева) и из положительно поляризованного “морского” глюона (справа).

Некоторые модели дают описание процессов рождения Λ -гиперонов, одни - в области фрагментации мишени, другие - в области фрагментации пучка. Рассмотрим кратко предсказания моделей а затем перейдём к возможностям эксперимента NOMAD при проверке представленных гипотез.

1.3.A Область фрагментации мишени.

Основываясь на том, что вклад странных кварков отличен от нуля и отрицателен, а также на том, что странные кварки в нуклоне довольно многочисленны (плотность кварков составляет $\langle 0|\bar{s}s|0\rangle \approx 250\text{МэВ}^3$), и волновая функция протона может быть параметризована след. образом:

$$|p\rangle = x \sum_X |uudX\rangle + z \sum_X |uud\bar{s}sX\rangle \quad (1.3.64)$$

где X - вклад любой комбинации глюонов и лёгких кварковых пар $\bar{q}q$, и полагаясь на соображения киральной солитонной модели Ellis и др. (см. обзоры [7]) высказали предположение о том, что протон с “морской” парой $\bar{s}s$ может находиться в состоянии

$$|uud\rangle_{\frac{1}{2},\frac{1}{2}} \oplus_{1,1} |\bar{s}s\rangle_{1,-1}, \quad (1.3.65)$$

где между двумя группами кварков существует относительный орбитальный угловой момент $[1,1]$.

Внутреннее состояние $\bar{s}s$ пары обусловлено тем, что конденсат имеет вакуумные квантовые числа 0^{++} , т.е. представляет из себя 3P_0 состояние. В случае взаимодействия нейтрино(антинейтрино) с нуклоном происходит обмен левополяризованным W^+ (W^-)-бозоном,

который выбивает $d(u)$ кварк. Остаток⁶ “помнит” потерянный спин, и тогда в области фрагментации мишени напрямую образованные Λ^0 гипероны будут иметь отрицательную поляризацию (см. рис. 1.2).

Помимо пар странных кварков, вклад в спин протона могут давать и поляризованные глюоны (см. [2]). Если предположить, что положительная поляризация глюонов коррелирует с их спином, т.е. в протоне глюоны имеют положительную проекцию спина, то в рассматриваемых взаимодействиях будут рождаться положительно поляризованные Λ^0 гипероны (см. рис. 1.2).

1.3.В Область фрагментации пучка.

Иначе дело обстоит с поляризацией Λ^0 , рождающихся в области фрагментации пучка. Рассмотрим прямое рождение Λ^0 -гиперонов в реакции (анти)нейтрино с неполяризованной нуклонной мишенью аналогично [8]. Функция распределения $\mathcal{F}$ зависит от x и Q^2 , а также имеет и кварковые $(h_1 h'_1)$ и нуклонные $(H' H)$ индексы спиральности. Она описывает испускание кварка со спиральностью h_1 и долей импульса x нуклоном со спиральностью H , после чего идёт поглощение кварка со спиральностью h'_1 с образованием нуклона со спиральностью H' . Процесс показан на диаграмме 1.3.

После учёта всех законов сохранения, получаем три независимые амплитуды:

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_{+,+,+} &= \mathcal{F}_{-,-,-} = q + \Delta q \\ \mathcal{F}_{+,+,-} &= \mathcal{F}_{-,-,+} = q - \Delta q \\ \mathcal{F}_{+,-,+} &= \mathcal{F}_{-+,-} = \delta q\end{aligned}\tag{1.3.66}$$

которые можно отождествить с общепринятыми кварковыми распределениями $q(x, Q^2)$, $\Delta q(x, Q^2)$ и $\delta q(x, Q^2)$. Для простоты индексы аромата, Q^2 , x и принадлежности к мишени в (1.3.66) опущены. Состояния со спиральностями $\pm \frac{1}{2}$ обозначены соотв. $\pm$.

Теперь можно выразить функцию $\mathcal{F}$ след. образом:

$$\mathcal{F} = q I \otimes I + \Delta q \vec{\sigma} \cdot \vec{e}_3 \otimes \vec{\sigma} \cdot \vec{e}_3 + \delta q \sum_{j=1,2} \vec{\sigma} \cdot \vec{e}_j \otimes \vec{\sigma} \cdot \vec{e}_j.\tag{1.3.67}$$

где σ^k - обычные матрицы Паули. Первая матрица в прямом произведении $M \otimes N$ определена в пространстве нуклонной спиральности, вторая - в кварковом.

Функция фрагментации определяется аналогично. Кварк со спиральностью h_2 фрагментирует в Λ со спиральностью H_1 , затем следует поглощение Λ со спиральностью H'_1 , формируя

⁶учитывая, что вклад спинов пары валентных кварков практически нулевой, т.к. $\frac{\Delta u}{2} + \Delta d \approx 0$.

кварк со спиральностью h'_2 . Функция фрагментации является дифференциальным распределением:

$$\frac{dD}{dz} = \frac{1}{2}\hat{q} I \otimes I + \frac{1}{2}\Delta\hat{q} \vec{\sigma} \cdot \vec{e}'_3 \otimes \vec{\sigma} \cdot \vec{e}'_3 + \frac{1}{2}\delta\hat{q} \sum_{j=1,2} \vec{\sigma} \cdot \vec{e}'_j \otimes \vec{\sigma} \cdot \vec{e}'_j. \quad (1.3.68)$$

Полагая углы рассеяния малыми ($\sin \theta \approx 0$), можно упростить ур-я (1.3.67, 1.3.68), перейдя в единую систему отсчёта, т.е. положить $\vec{\sigma} \cdot \vec{e}_3 = \vec{\sigma} \cdot \vec{e}'_3 = \sigma_3$ и т.д.

Сечение рассеяния для рассматриваемого процесса будет комбинацией этих двух функций с соответствующей матрицей плотности. Здесь кварк с импульсом p и спиральностью h_1 поглощает W -бозон с импульсом q , образуя кварк с импульсом $p' = p + q$ и спиральностью h_2 . Результирующую матрицу плотности обозначим $\left[\frac{d\mathcal{M}}{dx dy d\phi} \right]_{h_2 h'_2, h'_1 h_1}$, где ϕ - азимутальный угол в плоскости рассеяния. С точностью до несущественных кинематических множителей, получаем:

$$\begin{aligned} \left[\frac{d\mathcal{M}^\pm}{dx dy d\phi} \right]_{h_2 h'_2, h'_1 h_1} &= \bar{u}(p, h'_1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p', h'_2) \bar{u}(p', h_2) \gamma_\nu (1 + \gamma_5) u(p, h_1) \times \\ &\quad \times (k^\mu k'^\nu + k'^\mu k^\nu - g^{\mu\nu} k \cdot k' \mp i \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k_\alpha k'_\beta), \end{aligned} \quad (1.3.69)$$

где k и k' - начальный и конечный импульсы нейтрино соответственно, u и $\bar{u}$ - Дираковские спиноры и $\pm$ соответствуют спиральности (анти)нейтрино. Используя стандартные приёмы из (1.3.67) и (1.3.68) можно получить, что результирующая матрица плотности состоит из четырёх слагаемых:

$$\frac{d\mathcal{M}^\pm}{dx dy d\phi} = \textcolor{red}{A} I \otimes I + B \vec{\sigma} \cdot \vec{e}_3 \otimes \vec{\sigma} \cdot \vec{e}'_3 + \sum_{j,\ell=1,2} C_{j\ell} \vec{\sigma} \cdot \vec{e}_j \otimes \vec{\sigma} \cdot \vec{e}'_\ell \pm \textcolor{red}{D} (I \otimes \vec{\sigma} \cdot \vec{e}'_3 + \vec{\sigma} \cdot \vec{e}_3 \otimes I). \quad (1.3.70)$$

Пусть

$$U(p)_{hh'} \equiv u(p, h) \bar{u}(p, h'), \quad (1.3.71)$$

тогда, используя схожее выражение для оператора проекции спина,

$$\mathcal{P}(p, s) \equiv u(p, s) \bar{u}(p, s) = \frac{\gamma \cdot p + m}{2m} \frac{m + \gamma_5 \gamma \cdot s}{2}, \quad (1.3.72)$$

и, полагая $m \rightarrow 0$ (учитывая, что $s^2 = -m^2$ и $s \cdot p = 0$), получим:

$$U(p) = \frac{1}{2} \gamma \cdot p \left[I - \gamma_5 (\vec{\sigma} \cdot \hat{e}_3 + \sum_{j=1,2} \vec{\gamma}_j \cdot \hat{e}_j \vec{\sigma}_j \cdot \hat{e}_j) \right]. \quad (1.3.73)$$

Поляризация Λ^0 -гиперона определяется как отношение $\frac{\text{Tr}\{\mathcal{M}\vec{\sigma}\}}{\text{Tr}\{\mathcal{M}I\}} = \frac{D}{A}$, и может быть легко вычислена (из 1.3.69 с помощью 1.3.73), в результате чего окончательно получаем:

$$\vec{P}_\Lambda = - \vec{e}_3 \frac{|U_{ud}|^2 d_N(x, Q^2) \Delta \hat{u}_\Lambda(z, Q^2) - (1-y)^2 |U_{\bar{u}d}|^2 \bar{u}_N(x, Q^2) \Delta \hat{d}_\Lambda(z, Q^2)}{|U_{ud}|^2 d_N(x, Q^2) \hat{u}_\Lambda(z, Q^2) + (1-y)^2 |U_{\bar{u}d}|^2 \bar{u}_N(x, Q^2) \hat{d}_\Lambda(z, Q^2)}, \quad (1.3.74)$$

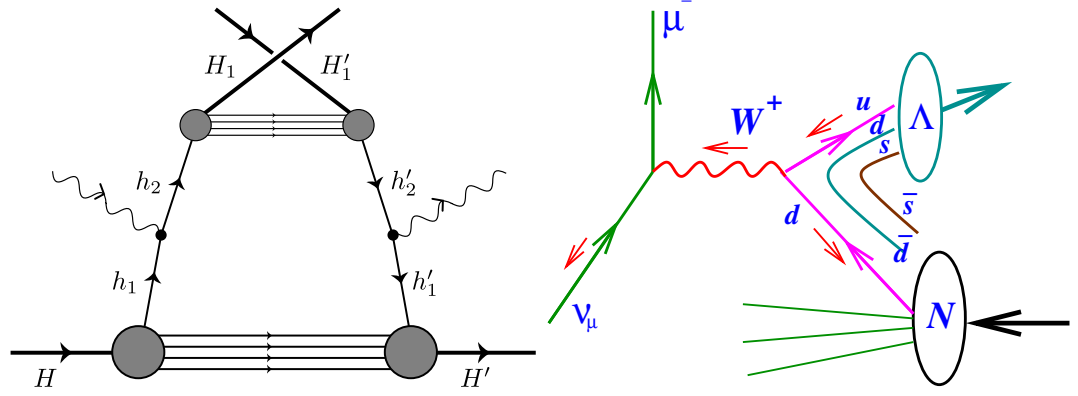


Рис. 1.3: *Слева*: Диаграмма глубоко неупругого рассеяния лептона на нуклоне с образованием Λ^0 -гиперона в области фрагментации пучка. В пертурбативной КХД диаграмма разбивается на произведение функции распределения (нижняя часть), жёсткое рассеяние (середина) и функцию фрагментации (верхняя часть). *Справа*: Прямое рождение Λ^0 -гиперона в области фрагментации тока.

где U_{ud} и $U_{\bar{u}\bar{d}}$ - элементы матрицы Кобаяши-Маскава.

Если пренебречь вкладом антикварков как таковых (учитывая также малость множителя $(1 - y)^2$ при больших энергиях), то можно упростить (1.3.74) до

$$\vec{P}_\Lambda = -\vec{e}_3 \frac{\Delta \hat{u}_\Lambda(z, Q^2)}{\hat{u}_\Lambda(z, Q^2)}. \quad (1.3.75)$$

Таким образом, примерно $(1.2 \div 1.3) \cdot 10^3$ событий в области фрагментации мишени дали бы относительную чувствительность для $\frac{\Delta \hat{u}_\Lambda}{\hat{u}_\Lambda}$ в районе 0.03. Значительная величина поляризации Λ^0 -гиперона позволила бы реально рассматривать процесс $d \rightarrow \Lambda$ в $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- \Lambda X$ ($u \rightarrow \Lambda$ в $\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ \Lambda X$) как источник переноса спина нуклона.

Глава II

Эксперимент NOMAD.

2.1 Основная идея эксперимента.

Главной целью эксперимента NOMAD (Neutrino Oscillation MAgnetic Detector, WA-96) является поиск появления тау-нейтрино (ν_τ) в пучке широкого спектра от ускорителя SPS в CERN, состоящим преимущественно из ν_μ .

Детектор NOMAD ¹ 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). Детектор находится внутри магнита, обеспечивающего магнитное поле 0,4 Т, которое служит для определения импульсов заряженных частиц по кривизне их траекторий с минимальными погрешностями из-за многократного рассеяния. За набором дрейфовых камер следует детектор переходного излучения для идентификации электронов, электромагнитный и адронный калориметры и система мюонных камер.

За четыре года ('95-'98) набора данных в эксперименте NOMAD было зарегистрировано более 1 миллиона ν_μ взаимодействий по каналу заряженного тока (charged current - CC).

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;

¹Описание эксперимента NOMAD в целом и его составных частей.

- идентифицирует мюоны и электроны с высокой эффективностью и хорошей чистотой.

Кроме поиска нейтринных осцилляций, данные, накопленные в эксперименте NOMAD (большая статистика в детекторе с плотностью водородной пузырьковой камеры), представляют огромный интерес для изучения многих процессов, проходящих с участием нейтрино, одним из которых является измерение поляризации Λ^0 -гиперонов, рождающихся в нейтринных взаимодействиях по каналу заряженного тока.

В следующих разделах будут рассмотрены основные блоки установки NOMAD а также характеристики нейтринного пучка.

2.2 Детектор и пучок нейтрино.

Детектор NOMAD показан схематически на рис. 2.1 (вид сбоку) и рис. 2.2 (вид сверху). Он состоит из набора поддетекторов, которые располагаются внутри магнита объемом $7.5 \times 3.5 \times 3.5$ м³. **Магнитное поле** горизонтально, перпендикулярно направлению нейтринного пучка и имеет величину **0.4 Т**.

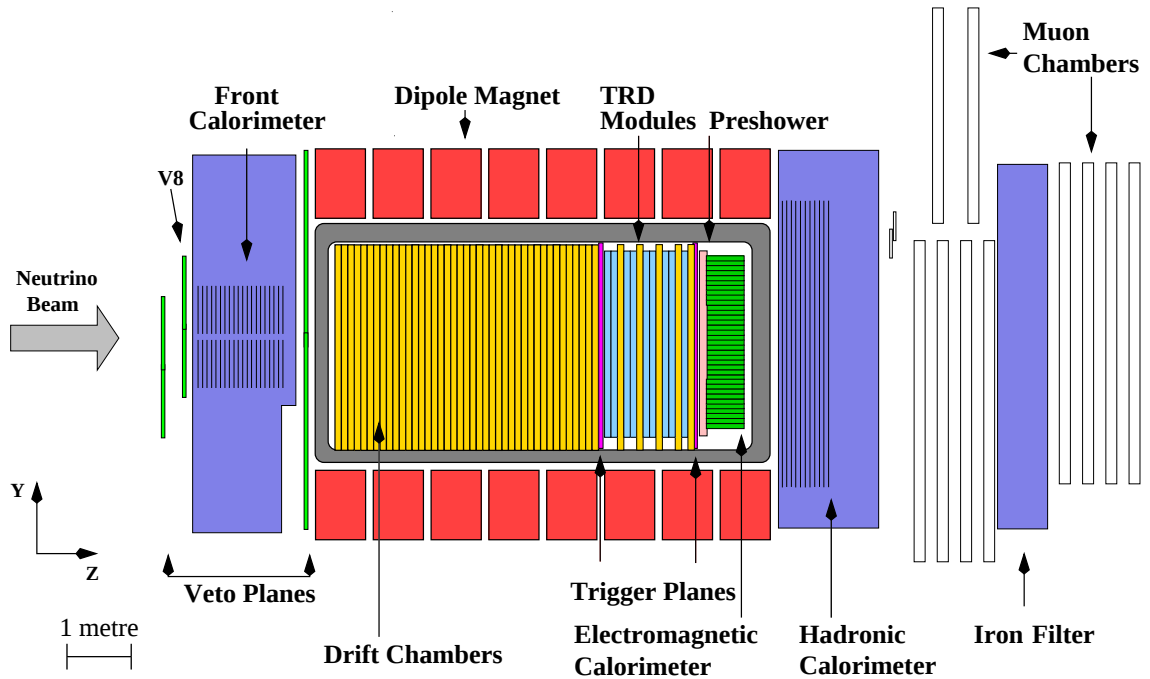


Рис. 2.1: Детектор NOMAD (вид сбоку)

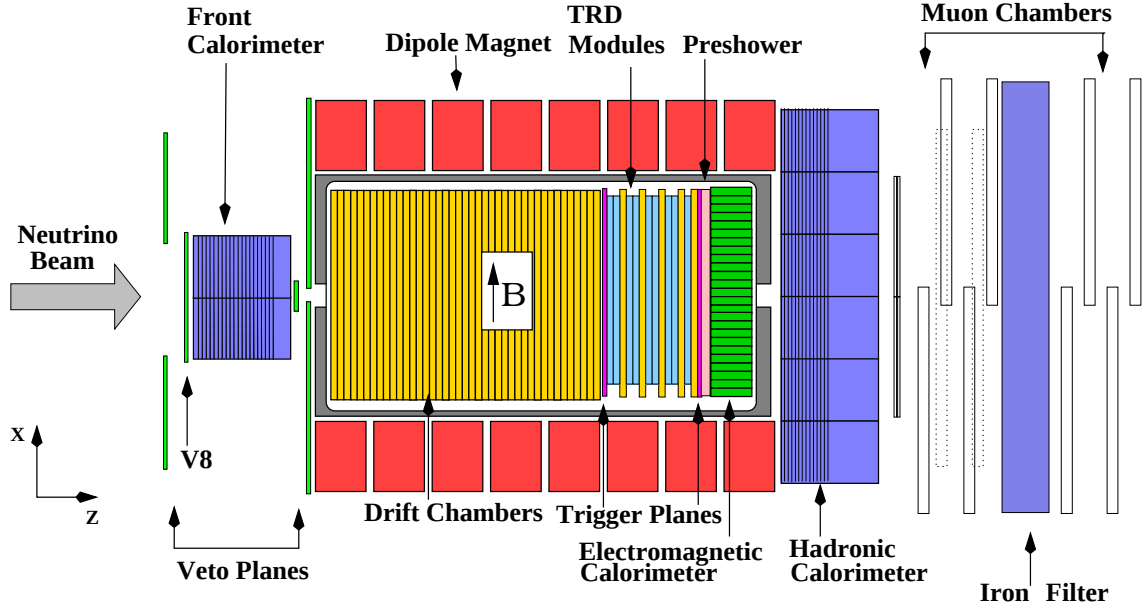


Рис. 2.2: Детектор NOMAD (вид сверху)

Система координат детектора определена следующим образом (см. рис. 2.1): ось **X направлена вглубь рисунка** и совпадает с направлением магнитного поля, ось **Y направлена вверх**, а ось **Z горизонтальна** и дополняет систему до правой, приблизительно совпадая с направлением нейтринного пучка. Надо отметить, что пучок нейтринно 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**.

2.2.A Пучок нейтрино.

Детектор NOMAD находится в западной зоне CERN (WANF) и подвергается воздействию пучка нейтрино широкого спектра от ускорителя SPS. Этот пучок был специально оптимизирован для экспериментов NOMAD и CHORUS. Схематический вид основных элементов, служащих для создания нейтринного пучка, приведен на рис. 2.3.

Нейтрино образуются в распадах вторичных π и K мезонов, возникающих при взаимодействиях 450 ГэВ протонов с бериллиевой мишенью. Вторичные пионы и каоны фокусируются парой коаксиальных магнитных линз в вакуумный распадный канал длиной 290 м. Железная и земляная защита позволяет поглотить мюоны и адроны.

Детектор NOMAD (CHORUS) расположен на расстоянии 835 м (823 м) от мишени. Сред-

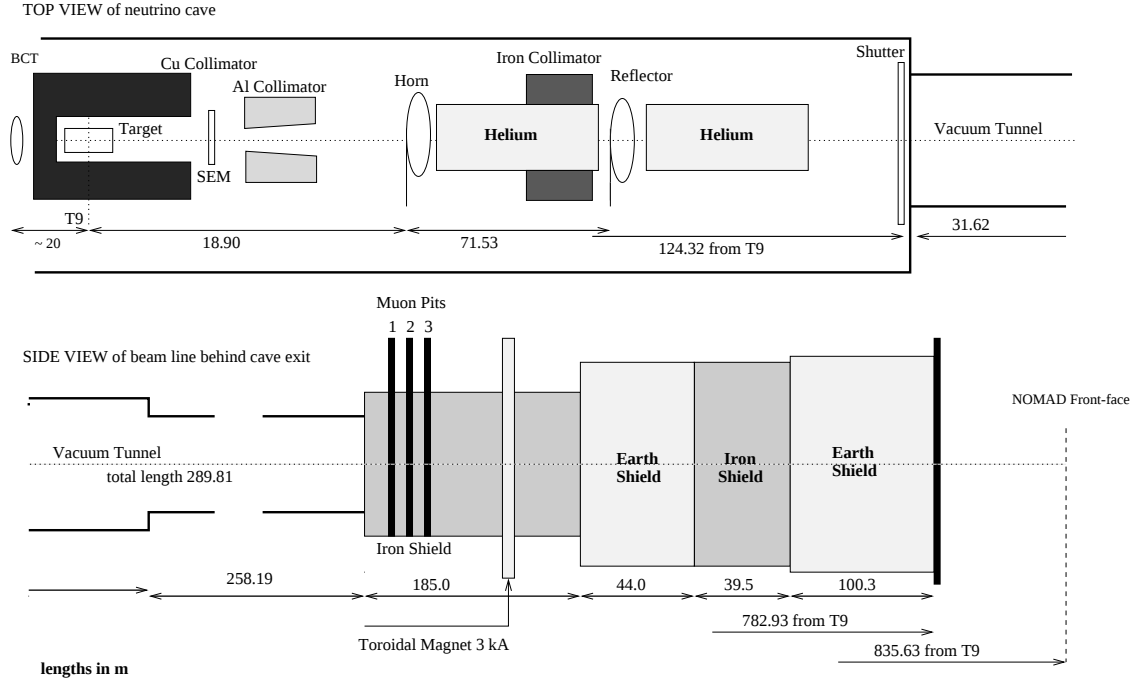


Рис. 2.3: Схематический вид основных элементов, служащих для создания нейтринного пучка.

нее расстояние от точки распада адрона 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. 2.4 показан расчетный энергетический спектр и состав нейтринного пучка, полученный с помощью детального GEANT моделирования распадного канала. Поток нейтрино даются в расчете на 10^9 протонов на мишень (protons on target - p.o.t.).

Параметры различных компонентов нейтринного пучка приведены в таблице 2.1 (вверху - Монте-Карло, внизу - опытные данные). Основные неоднозначности при моделировании возникают из-за неточного знания выходов π и K мезонов при адронных взаимодействиях в бериллиевой мишени.

2.3 Установка NOMAD.

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

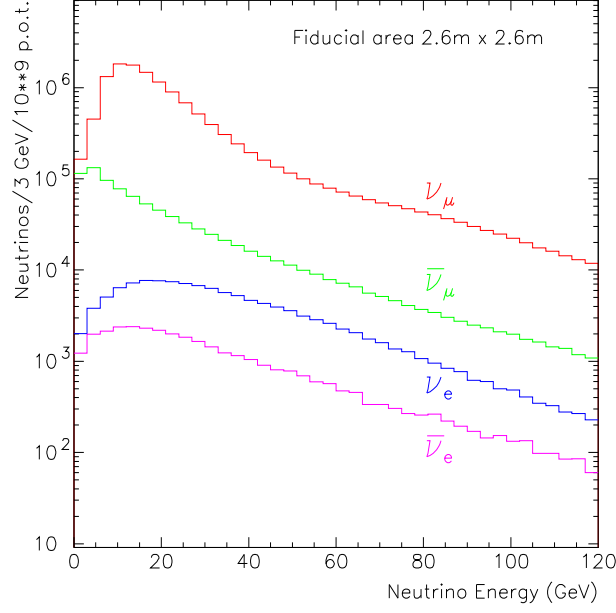


Рис. 2.4: Расчетный энергетический спектр и состав нейтринного пучка.

2.3.A 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 оптимальным образом 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 железа

Таблица 2.1: Средняя энергия и состав нейтринного пучка. Ожидаемое число CC взаимодействий в эффективном объеме детектора NOMAD (для $2.4 \times 10^{19} \text{ p.o.t.}$)

	Средняя E_ν (ГэВ)	Относительное содержание	Число ν CC взаимодействий
ν_μ	$\frac{23.6}{23.5}$	$\frac{1.000}{1.000}$	1.15×10^6
$\bar{\nu}_\mu$	$\frac{22.7}{19.2}$	$\frac{0.07}{0.061}$	0.39×10^5
ν_e	$\frac{37.0}{37.1}$	$\frac{0.01}{0.0094}$	0.17×10^5
$\bar{\nu}_e$	$\frac{33.2}{31.3}$	$\frac{0.003}{0.0025}$	0.22×10^4

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 постоянно проверяется и является постоянной на уровне 96-97%.

2.3.В Передний калориметр.

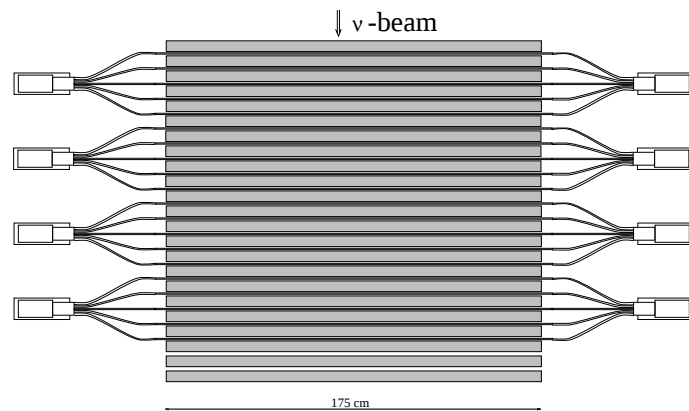
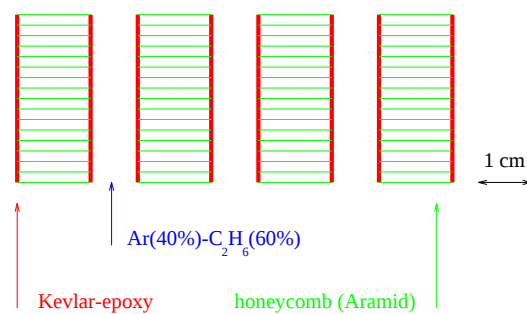


Рис. 2.5: Вид сверху на FCAL

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. Физические задачи, которые могут быть изучены с помощью переднего калориметра (forward calorimeter - FCAL), включают многомюонную 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 см × 190 см (см. рис. 2.5). Детектор имеет общую массу 17.7 т и глубину, эквивалентную 5 длинам ядерного взаимодействия.

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



Close-up of a drift cell

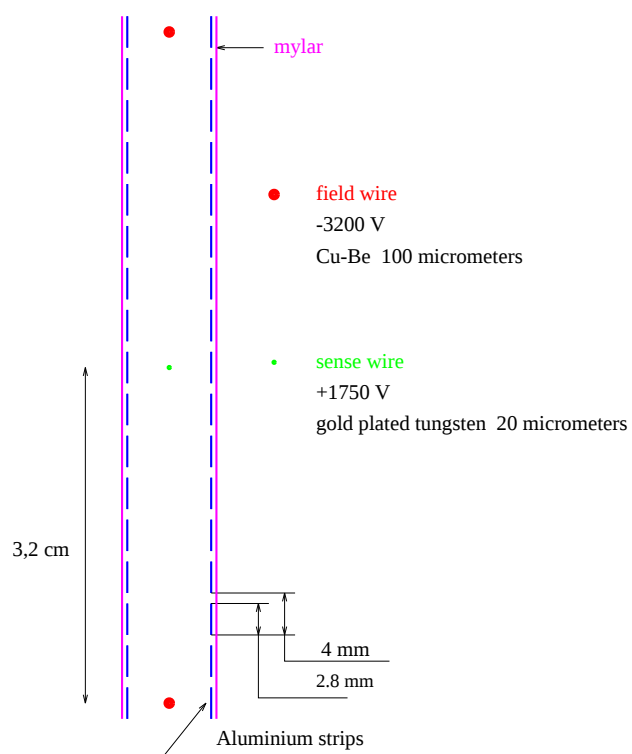


Рис. 2.6: Общий вид дрейфовых камер установки NOMAD.

2.3.C Дрейфовые камеры.

Дрейфовые камеры (Drift Chambers - DC), являющиеся одновременно мишенью для нейтринных взаимодействий и трековым детектором (разрешение по импульсу достигает 3.5%), 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 меньше 1% радиационной длины. Каждая камера (рис. 2.6) состоит из четырех панелей, разделенных промежутками, заполненными газовой смесью аргон - этан (40% - 60%) при атмосферном давлении. Поскольку панели не являются абсолютно газонепроницаемыми, газовая смесь постоянно циркулирует в замкнутом контуре, содержащем систему очистки, которая служит для удаления примесей кислорода и водяных паров. Чтобы определять координаты трека (x и y), три дрейфовых промежутка оборудованы сигнальными проволочками, составляющими углы +5, 0 и -5 градусов по отношению к направлению магнитного поля.

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 проследживание треков через плоскости TRD до электромагнитного калориметра (ECAL).

Каждая камера соответствует 0.02 радиационной длины. Эффективная масса системы дрейфовых камер в поперечной области $2.6 \times 2.6 \text{ м}^2$ составляет 2.7 т. Мишенная часть установки NOMAD является изоскалярной ($N_{\text{протонов}} : N_{\text{нейтронов}} = 50\% : 50\%$).

2.3.D 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 $280 \text{ см} \times 286 \text{ см}$ 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%.

С фотоумножителей в триггерный модуль подается сигнал отрицающего ИЛИ, поэтому

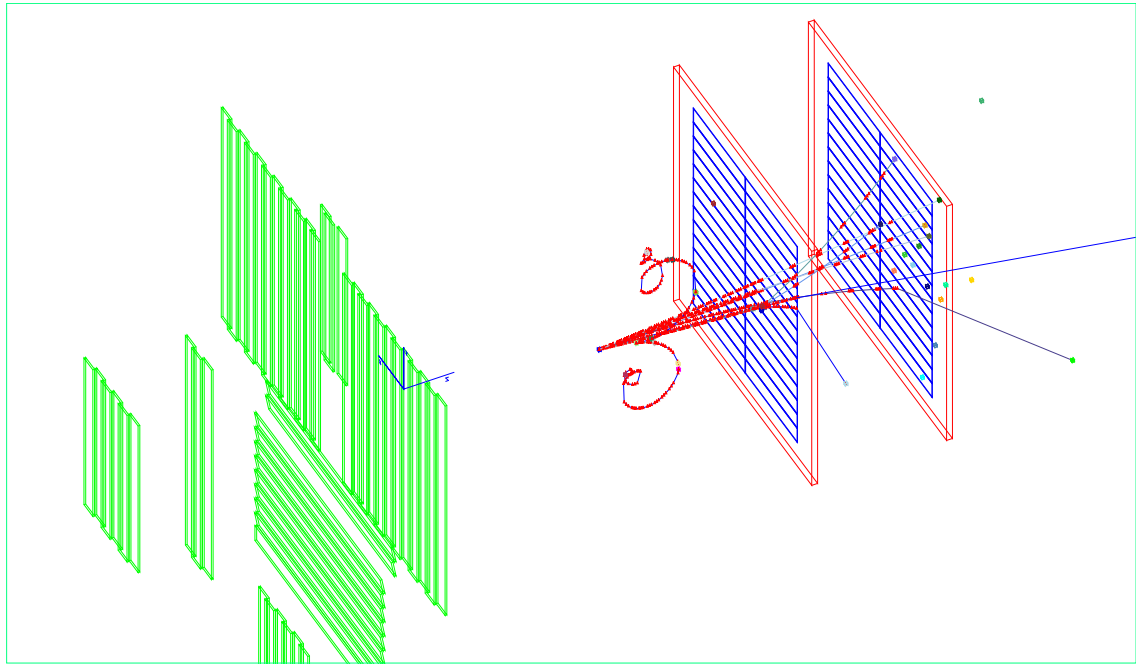


Рис. 2.7: Реакция триггерных плоскостей.

для отбора “полезных” взаимодействий требуется совпадение сигналов с обеих плоскостей (см. рис. 2.7).

Средняя **эффективность триггерных счётчиков** определена с использованием экспериментальных данных и соответствует $(97.5 \pm 0.1)\%$.

2.3.Е 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. рисунки 2.1 и 2.2.

Конфигурация детектора была оптимизирована, принимая во внимание два основных экс-

периментальных ограничения: ограниченное продольное пространство внутри магнита и менее чем 1% радиационной длины на каждый модуль² TRD. Вид TRD модуля см. на рисунке (2.8)

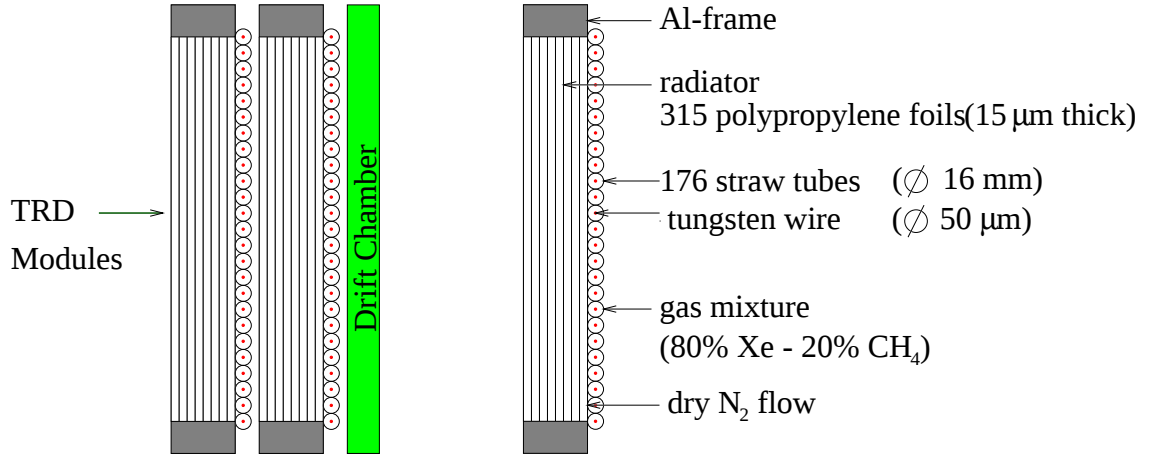


Рис. 2.8: Схематический вид сверху на TRD модуль.

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. 2.9). Заряженные частицы с $\gamma < 500$ выделяют энергию в газовой смеси ксенон – метан преимущественно за счет ионизационных потерь, тогда как релятивистские заряженные частицы ($\gamma > 500$, главным образом электроны в установке NOMAD), испускают также переходное излучение на границах раздела между слоями фольги в радиаторе. В результате, при пересечении радиатора электроном образуются несколько фотонов в кэВ-ной области энергий ($\langle N_\gamma \rangle \sim 3$ с $\langle E_\gamma \rangle \sim 14$ кэВ для электрона 10 ГэВ).

Около 60% всех фотонов, испущенных в радиаторе, поглощаются в детектирующих плоскостях из-за большого сечения поглощения в Хе для фотонов в области нескольких кэВ. Энергия переходного рентгеновского излучения добавляется к энерговыделению от ионизационных потерь родительской частицы в той же трубке, поскольку угловое распределение

²Меньше чем 2% X_0 между двумя измерительными плоскостями дрейфовых камер.

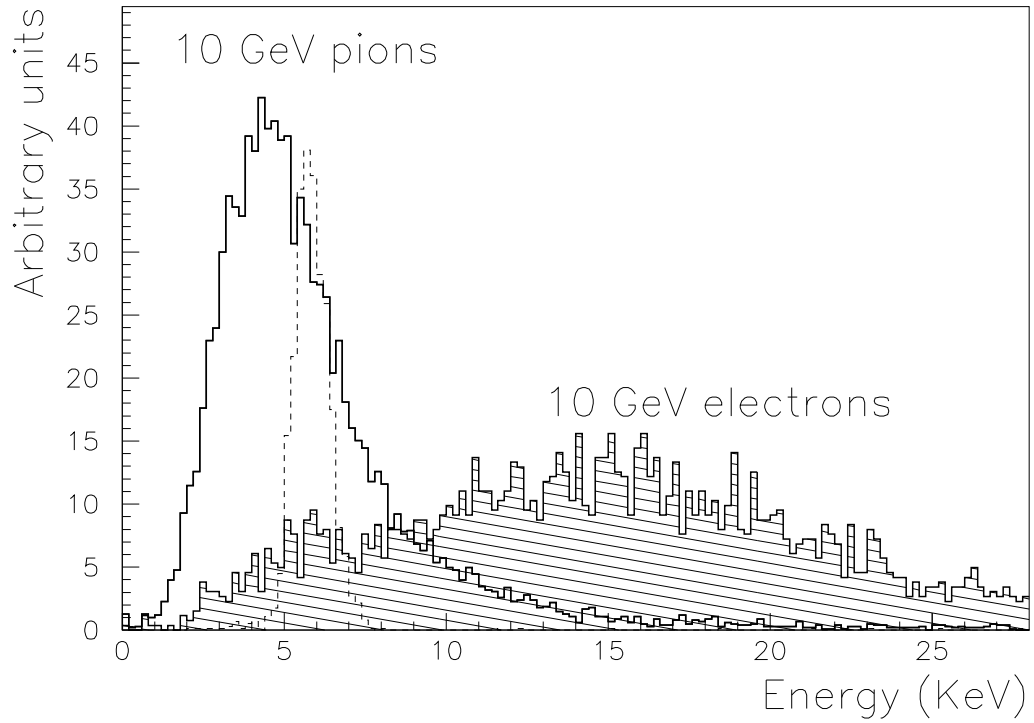


Рис. 2.9: Отклик трубки TRD на 10 ГэВ-ный пион и электрон (измерения на тестовом пучке). Пунктирная линия соответствует сигналу от источника ^{55}Fe (5.89 кэВ).

вылетающих фотонов практически совпадает с начальным направлением движения частицы (средний угол вылета порядка $1/\gamma$).

2.3.F 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, соответ-

ствующих заряженным трекам, остальное энергосодержание может быть приписано фотонам³.

2.3.G Электромагнитный калориметр.

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 решением. 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.

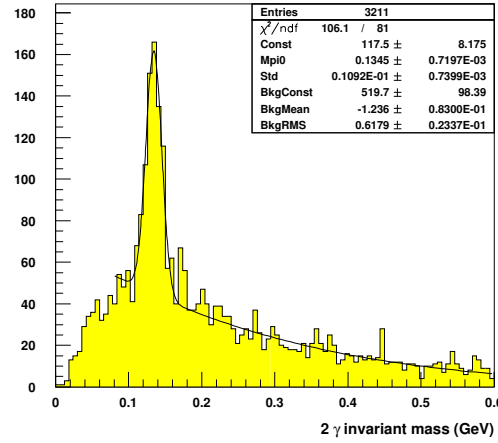


Рис. 2.10: Распределение инвариантной массы системы двух фотонов, реконструированных в электромагнитном калориметре, содержит явный пик от π^0 .

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 (рис. 2.10). Результаты на тестовом пучке $m_\pi = 133.7 \pm 1.2$ МэВ и $\sigma_m = 16$ МэВ.

Отклик калориметра на мюоны соответствует среднему энергосодержанию (0.502 ± 0.003) ГэВ. Он был найден стабильным в пределах $\pm 1\%$ на протяжении двухлетнего периода, что

³ ~ 70% фотонов конвертируют в PRS.

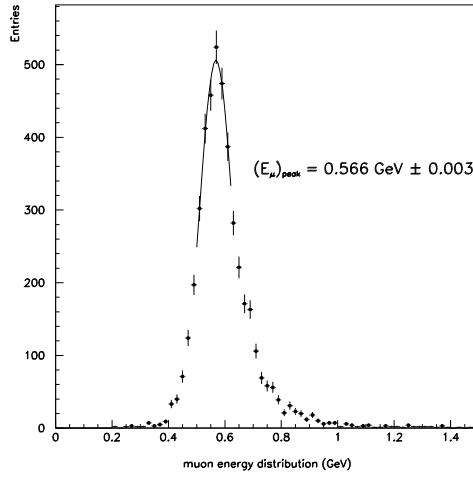


Рис. 2.11: Энерговыведение в ECAL, вызванное мюонами, пересекающими детектор во время набора данных. Сигналы поправлены с учетом зависимости энерговыведения от угла мюона по отношению к плоскости калориметра.

обеспечивает хорошую проверку устойчивости работы калориметра. Рис. 2.11 показывает типичное энерговыведение, соответствующее мюонам, пересекающим ECAL.

Электромагнитный калориметр используется так же и для отбора нейтринных событий (~ 2.5 события на нейтринный сброс), которые являются очень полезными как для физических целей, так и для проверки качества пучка.

2.3.Н 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 сцинтиллятора. 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.

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

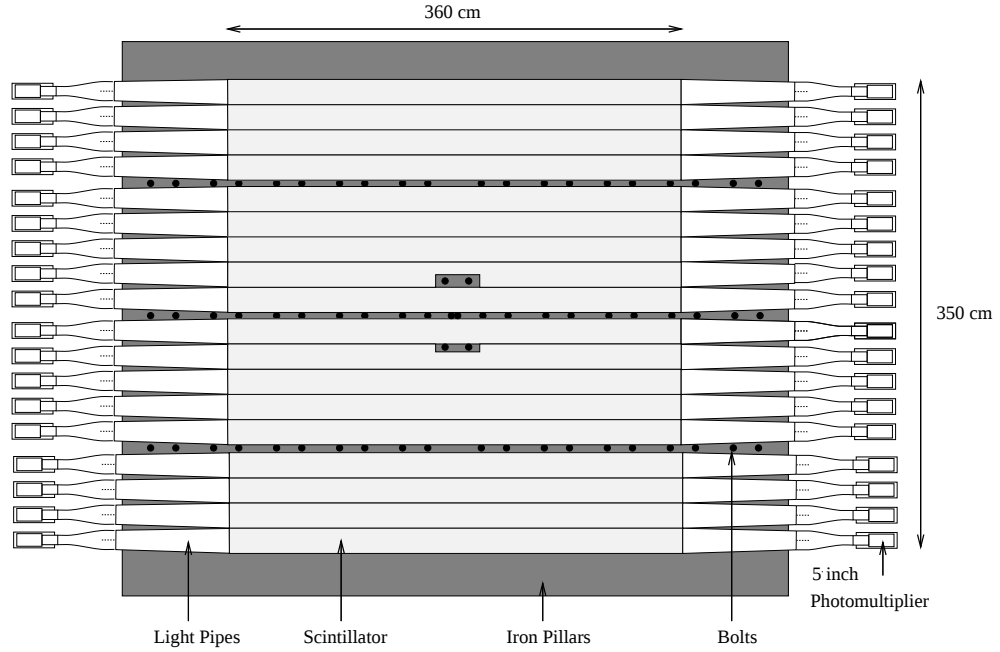


Рис. 2.12: Вид на HСAL.

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 энерговыведения определяется длиной затухания в сцинтилляторе и отношением сигналов с фотоэлементов. Рис. 2.13 показывает разницу между предсказанной координатой и результатом измерения в адронном калориметре для мюонов, проходящих через отдельный модуль; типичное **координатное разрешение** порядка **20 см**.

Вертикальная координата определяется по форме энерговыведения 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 энерговыведений в адронном и электромагнитном калориметрах.

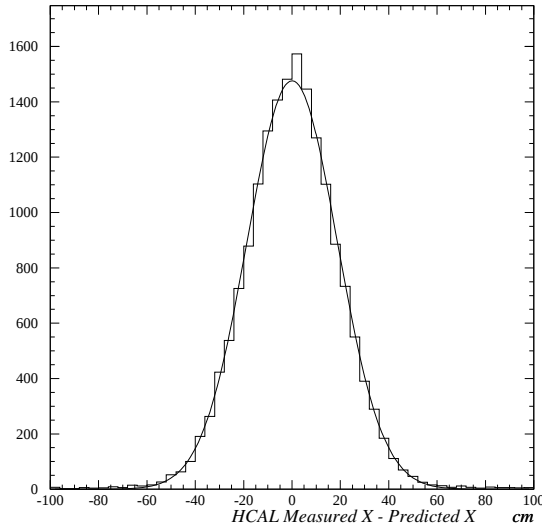


Рис. 2.13: Координатное разрешение для мюонов, проходящих через отдельный модуль адронного калориметра.

2.3.1 Мюонные камеры.

Мюонный детектор установки NOMAD состоит из 10 дрейфовых камер, использованных ранее в эксперименте UA1. Каждая камера имеет активную область $3.75 \times 5.55 \text{ м}^2$ с двумя плоскостями дрейфовых трубок в горизонтальном и двумя в вертикальных направлениях.

Камеры комбинируются в пары (модули) для реконструкции сегментов трека. Первая мюонная станция состоит из трех модулей и расположена за адронным калориметром. За ней следует железный поглотитель толщиной 80 см и вторая мюонная станция из двух модулей, см. рисунки 2.1 и 2.2.

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, см. рис. 2.15.

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

Сегменты треков восстановлены отдельно в каждой из станций (3 или 4 отсчета на проекцию), см. рис. 2.14. Измеренная **эффективность реконструкции** сегментов трека **97%**.

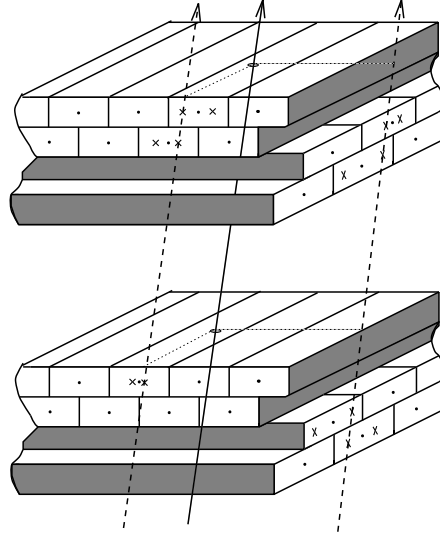


Рис. 2.14: Разрез модуля мюонных камер показывает геометрию дрейфовых трубок и характерное расположение отсчетов при прохождении мюона (основная линия) и реконструированные сегменты в проекциях (пунктирные линии).

Мюоны идентифицируются если они проходят более чем 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.

Геометрический аксептанс для мюона попасть 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.

2.4 Триггеры и набор данных.

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

- $\vec{V} \times T_1 \times T_2$. Этот триггер позволяет проводить анализ нейтринных взаимодействий в дрейфовых камерах мишенной части установки. По крайней мере по одному отсчету должно быть в триггерных плоскостях T_1 и T_2 . Для того, чтобы отбросить события с

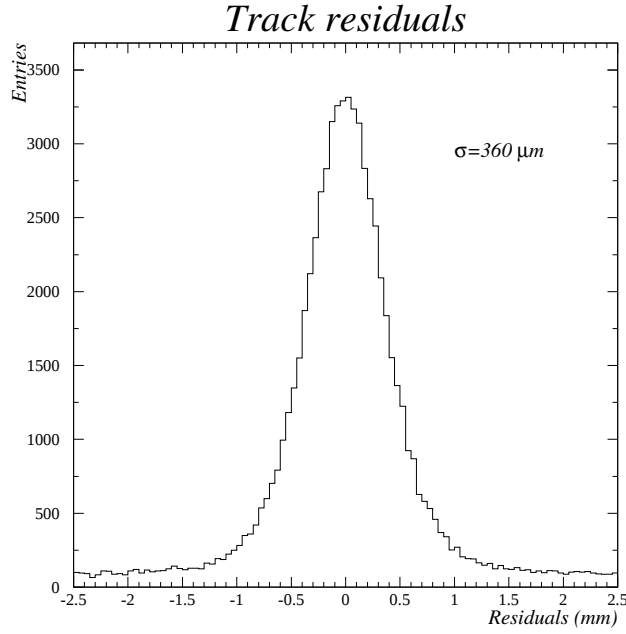


Рис. 2.15: *Residuals* для сегментов в мюонных камерах, содержащих 4 отсчета, при хорошем качестве газовой смеси.

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 энерговыделением больше 3 *mip* 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* энерговыделения 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 таким образом: $\overline{V} \times T_1 \times T_2$ триггер был взят и задержан 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 (как будет изложено ниже). 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%.

2.5 Резюме.

Было показано, что качество работы различных элементов установки NOMAD находятся в хорошем согласии с нашими ожиданиями.

Как видно из описания детектора NOMAD, эксперимент предоставляет уникальную возможность изучать свойства нейтринных взаимодействий с качеством экспериментов, выполненных на пузырьковых камерах (относительно реконструкции треков и идентификации частиц), и со статистикой, сравнимой с полученной в экспериментах калориметрического типа.

Большой набор данных в детекторе с плотностью водородной пузырьковой камеры позволит эксперименту NOMAD изучить не только нейтринные осцилляции, но также многие другие процессы с участием нейтрино.

Глава III

Идентификация событий V^0 -типа.

3.1 Общее описание процедуры идентификации.

Ввиду того, что основной нашей задачей является поиск поляризации Λ^0 -гиперонов, то идентификация последних производится среди событий, обладающих характерным видом, а именно: на некотором расстоянии (единицы-десятки сантиметров) от первичной вершины нейтральная частица (т.е. отсутствует трек в камере) распадается на две противоположно заряженные частицы (наблюдается т.н. “вилкообразный” распад). Такого рода события мы будем в дальнейшем называть событиями V^0 -типа (см. рис. 3.1).

Помимо Λ^0 -гиперонов в ν_μ СС взаимодействиях также могут рождаться и другие нейтральные частицы, распадающиеся впоследствии на две противоположно заряженные частицы. В нашем эксперименте существует четыре практических гипотезы:

- три распада:
 - Распад Λ^0 -гиперона: $\Lambda^0 \longrightarrow p + \pi^-$;
 - Распад $\bar{\Lambda}^0$ -гиперона: $\bar{\Lambda}^0 \longrightarrow \pi^+ + \bar{p}$;
 - Распад K_S^0 -мезона: $K_S^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$;
- конверсия γ -квантов: $\gamma \longrightarrow e^+ + e^-$.

$\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0$ и K_S^0 , обладающие близкими по порядку величины временами распада и инвариантными массами, представлены в данных в соизмеримых количествах. Учитывая также большое число γ -квантов (в неск. раз больше, чем всех странных частиц), проблема идентификации становится весьма трудной. В частности, из всех V^0 -распадов, зарегистрированных в

NOMAD, Λ^0 могут быть обнаружены только в 5.1% случаев, K_S^0 в 7.8%, а $\bar{\Lambda}^0$ лишь в 0.49% событий.

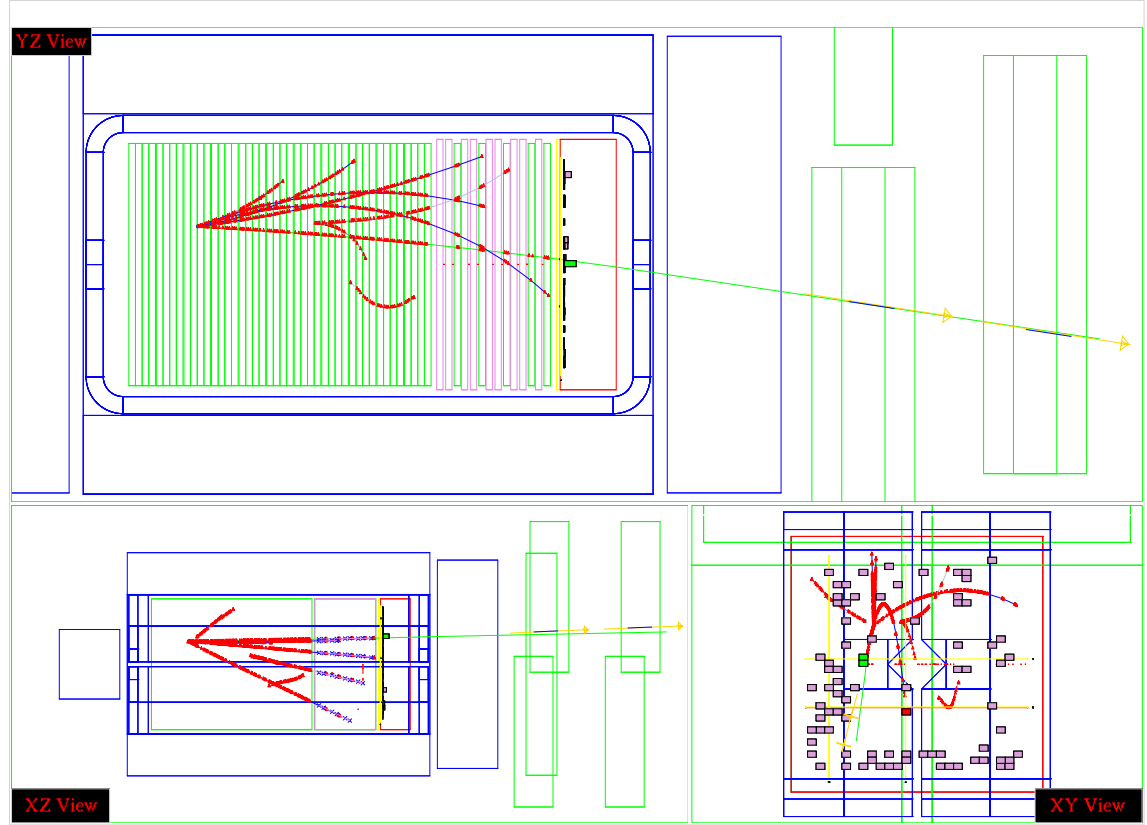


Рис. 3.1: Восстановленный вид события с ν_μ CC взаимодействием. На рисунке в плоскости YZ можно заметить характерное событие V^0 -типа.

Процесс идентификации частиц состоит из трёх основных этапов:

- 1) Проводится минимизация некоторой функции, характеризующей несогласованность кинематических переменных с их измеренными значениями и с законами сохранения энергии и импульса (классическая функция χ^2 в методе Лагранжа).
- 2) После получения четырёх значений минимизируемой функции для каждого разделяемого типа, осуществляется разделение в четырёхмерном пространстве этих величин на несколько областей, содержащих события, которым приписывается определённый тип ($\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0, K_S^0$ или γ).
- 3) На конечном этапе происходит “фильтрация” событий V^0 -типа с целью устранения за-

ведомо “плохих” ν_μ СС взаимодействий. К ним относятся произошедшие вне детектора, являющиеся взаимодействием космических нейтрино, имеющие менее двух заряженных треков, выходящих из первичной вершины, имеющие идентифицированный мюон, выходящий опять же из первичной вершины и т.п.

3.2 Метод поиска значений χ^2 для всех гипотез.

Для поиска величин χ^2 для событий V^0 -типа использовался метод функции Лагранжа. Суть метода состоит в минимизации целевой χ^2 -функции

$$H = \sum_{i,j} (x_i - x_i^m) G_{ij} (x_j - x_j^m) \quad (3.2.1)$$

(где x_i^m измеренные значения кинематических переменных, а G_{ij}^{-1} - матрица ошибок x_i^m), с наложенными на переменные ограничениями в виде равенств, в качестве которых выступают законы сохранения энергии и импульса:

$$\begin{aligned} F_1 &= p_{x1} + p_{x2} - p_V \sin \delta = 0 \\ F_2 &= p_{y1} + p_{y2} - p_V \cos \delta \sin \phi = 0 \\ F_3 &= p_{z1} + p_{z2} - p_V \cos \delta \cos \phi = 0 \\ F_4 &= \sqrt{p_1^2 + m_1^2} + \sqrt{p_2^2 + m_2^2} - \sqrt{p_V^2 + m_V^2} = 0. \end{aligned} \quad (3.2.2)$$

Здесь оси x и z направлены вдоль магнитного поля и пучка соответственно. δ - угол между направлением полёта V^0 и плоскостью yz , а угол ϕ - азимутальный (угол между проекцией направления V^0 на плоскость yz и осью z). Для решения поставленной задачи нужно минимизировать функцию Лагранжа, которая имеет в нашем случае следующий вид:

$$M(x, y) = (x - x^m)^T G (x - x^m) + 2\alpha^T F(x, y), \quad (3.2.3)$$

где α_λ - коэффициенты Лагранжа. Необходимым условием существования минимума функции (3.2.3) является $\nabla M = 0$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial x} &= 2 \left[(x - x^m)^T G + \alpha^T \frac{\partial F(x, y)}{\partial x} \right] = 0 \\ \frac{\partial M}{\partial y} &= 2 \left[\alpha^T \frac{\partial F(x, y)}{\partial y} \right] = 0 \\ \frac{\partial M}{\partial \alpha} &= 2F(x, y) = 0 \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

В результате имеем восемь измеренных величин (шесть компонент импульсов и два угла направления V^0 -частицы) и одну неизвестную величину (полный импульс V^0 -частицы), а также четыре параметра (множители Лагранжа). Они удовлетворяют 13-ти уравнениям (4 закона сохранения (3.2.2) и 9 необходимых условий (3.2.4) минимума функции $M(x, y)$).

Для упрощения записи введём обозначение матрицы производных $F_x = \frac{\partial F}{\partial x}$:

$$\begin{matrix} & / \partial p_{x1} & / \partial p_{y1} & / \partial p_{z1} & / \partial p_{x2} & / \partial p_{y2} & / \partial p_{z2} & / \partial \tan \delta & / \partial \phi \\ \begin{matrix} \partial F_1 \\ \partial F_2 \\ \partial F_3 \\ \partial F_4 \end{matrix} & \left(\begin{array}{cccccc} 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 \\ p_{x1}/E_1 & p_{y1}/E_1 & p_{z1}/E_1 & p_{x2}/E_2 & p_{y2}/E_2 & p_{z2}/E_2 \end{array} \right. & \begin{array}{cc} -p_V \cos^3 \delta & 0 \\ p_V \sin \delta \cos^2 \delta \sin \phi & -p_V \cos \delta \cos \phi \\ p_V \sin \delta \cos^2 \delta \cos \phi & p_V \cos \delta \sin \phi \\ 0 & 0 \end{array} \end{matrix} \right), \quad (3.2.5)$$

и вектора производных $F_y = \frac{\partial F}{\partial y}$:

$$\begin{aligned} F_{y1} &= -\sin \delta; \\ F_{y2} &= -\cos \delta \sin \phi; \\ F_{y3} &= -\cos \delta \cos \phi; \\ F_{y4} &= -p_V/E_V. \end{aligned} \quad (3.2.6)$$

Напомним, что G^{-1} - симметричная матрица размерности 8×8 относительно переменных x .

Для решения этой существенно нелинейной системы уравнений используется численный итерационный метод. Система решается в предположении, что начальные значения последовательных приближений находятся вблизи её реального решения. Тогда для ν -го приближения (начальные значения соответствуют $\nu = 0$) уравнения (3.2.2) можно разложить в ряд Тейлора в точке (x^ν, y^ν) :

$$F_\lambda^\nu + \sum_i \frac{\partial F_\lambda}{\partial x_i^\nu} (x_i^{\nu+1} - x_i^\nu) + \sum_j \frac{\partial F_\lambda}{\partial y} (y_j^{\nu+1} - y_j^\nu) + \dots = 0, \quad \lambda = 1, \dots, 4 \quad (3.2.7)$$

Если пренебречь членами второго порядка малости и выше, то уравнения (3.2.7) перепишутся в виде

$$F^\nu + F_x^\nu (x^{\nu+1} - x^\nu) + F_y^\nu (y^{\nu+1} - y^\nu) = 0, \quad (3.2.8)$$

где все верхние индексы ν показывают, что величины F , F_x , F_y должны вычисляться в точке (x^ν, y^ν) . Тогда линеаризованная система уравнений примет следующий вид:

$$\begin{aligned} (x^{\nu+1} - x^m)^T G + (\alpha^T)^{\nu+1} F_x^\nu &= 0 \\ (\alpha^T)^{\nu+1} F_y^\nu &= 0 \\ F^\nu + F_x^\nu (x^{\nu+1} - x^\nu) + F_y^\nu (y^{\nu+1} - y^\nu) &= 0 \end{aligned} \quad (3.2.9)$$

Можно явно выразить все неизвестные величины $(\nu+1)$ -го приближения через их ν -е приближения. Подставив $x^{\nu+1}$ из первого уравнения в третье (см. 3.2.9), мы получим соотношения, включающие только $\alpha^{\nu+1}$ и $y^{\nu+1}$:

$$F^\nu + F_x^\nu [x^m - G^{-1} (F_x^T)^\nu \alpha^{\nu+1}] + F_y^\nu (y^{\nu+1} - y^\nu) = 0 \quad (3.2.10)$$

или

$$R + F_y^\nu (y^{\nu+1} - y^\nu) = S \alpha^{\nu+1},$$

где $R = F^\nu + F_x^\nu (x^m - x^\nu)$, и $S = F_x^\nu G^{-1} (F_x^T)^\nu$ (симметричная 4×4 матрица). Тогда,

$$\alpha^{\nu+1} = S^{-1} [R + F_y^\nu (y^{\nu+1} - y^\nu)]. \quad (3.2.11)$$

Заметим, что параметры α_λ не нуждаются в начальном приближении, что полностью устраняет влияние на сходимость итерационного метода неточного задания начальных значений неизвестных *a priori* множителей Лагранжа. Подставляя выражение (3.2.11) для $\alpha^{\nu+1}$ во второе уравнение (3.2.9), мы получим соотношение, в котором будет только одна неизвестная - $y^{\nu+1}$:

$$(F_y^T)^\nu S^{-1} [R + F_y^\nu (y^{\nu+1} - y^\nu)] = 0. \quad (3.2.12)$$

Таким образом, при решении линеаризованных уравнений (3.2.9) сначала находится $y^{\nu+1}$:

$$y^{\nu+1} = y^\nu - [(F_y^T)^\nu S^{-1} F_y^\nu]^{-1} (F_y^T)^\nu S^{-1} R, \quad (3.2.13)$$

а затем (учитывая 3.2.11) - $x^{\nu+1}$:

$$x^{\nu+1} = x^m - G^{-1} (F_x^T)^\nu \alpha^{\nu+1}. \quad (3.2.14)$$

Следующее приближение целевой функции $H(x^{\nu+1})$ будет

$$H^{\nu+1} = (\alpha^{\nu+1})^T S \alpha^{\nu+1}, \quad (3.2.15)$$

где матрица S вычисляется в точке (x^ν, y^ν) .

Итерационный процесс заканчивается, когда текущее относительное изменение χ^2 -функции не превышает некоторого малого значения ϵ_1 , а норма ограничений F_λ - некоторого ϵ_2 :

$$\frac{H^{\nu+1} - H^\nu}{H^\nu} < \epsilon_1 \quad (3.2.16)$$

$$\sqrt{F_1^2 + F_2^2 + F_3^2 + F_4^2} < \epsilon_2$$

Мы выбрали значения $\epsilon_1 = 0.1\%$ и $\epsilon_2 = 10 \text{ MeV}$. Эти критерии удовлетворяются через небольшое число итераций (см. рис. 3.2, слева), причём достигается хорошее согласие кинематических переменных с законами сохранения (см. рис. 3.2, справа).

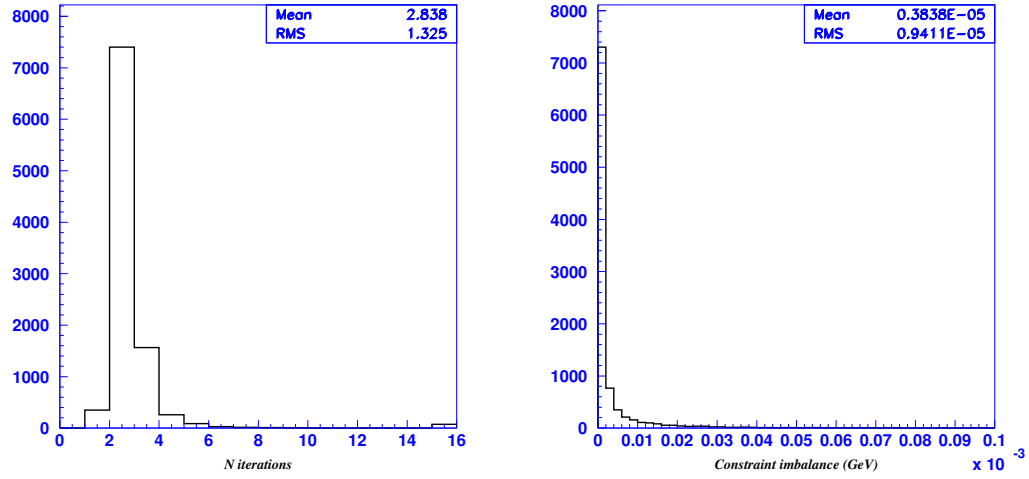


Рис. 3.2: *Слева*: количество итераций, приводящих к удовлетворению критериев (3.2.16). *Справа*: абсолютная величина отклонения от нуля кинематических ограничений.

3.3 Определение типа частицы.

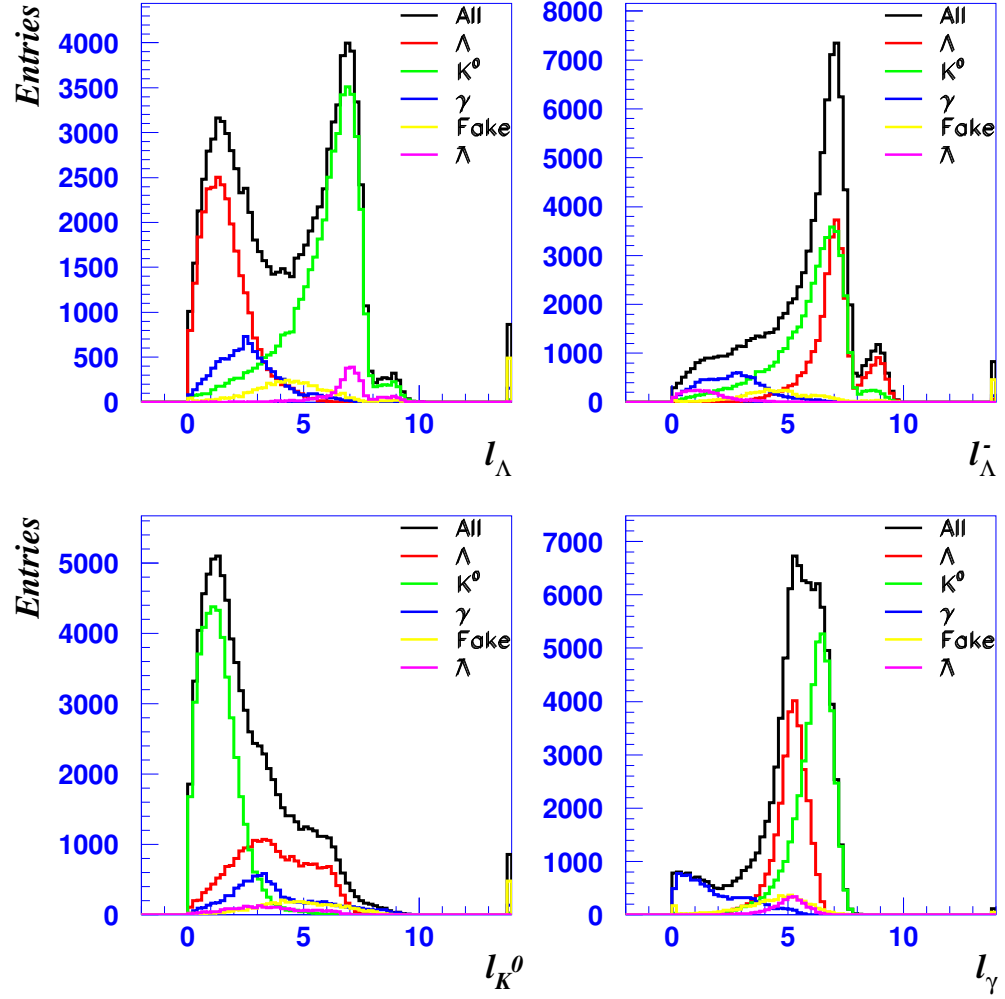
После получения четырёх значений χ^2 для каждого события V^0 -типа, встаёт задача выбора одного из них, и определения типа частицы. Было обнаружено, что эта задача решается путём выделения в 4-х мерном пространстве четырёх областей, в каждой из которых сосредоточены, в основном, частицы одного типа. Для перехода к более удобному масштабу были выбраны следующие переменные вместо χ_i^2 :

$$\begin{aligned}
 l_{\Lambda} &= \ln(1 + \chi_{\Lambda}^2) \\
 l_{\bar{\Lambda}} &= \ln(1 + \chi_{\bar{\Lambda}}^2) \\
 l_{K_S^0} &= \ln(1 + \chi_{K_S^0}^2) \\
 l_{\gamma} &= \ln(1 + \chi_{\gamma}^2)
 \end{aligned} \tag{3.3.17}$$

Области разделялись гиперплоскостями с таким расчётом, чтобы достичь максимальной эффективности (см. 3.3.20) и минимального вклада примесей от других частиц V^0 -типа.

- **Λ выборка** состоит из *однозначно* и *неоднозначно* (Λ/K_S^0) идентифицированных Λ -гиперонов, где *однозначно* идентифицированные Λ выбраны след. условиями:

$$(l_{\Lambda} - 0.97 \cdot l_{K_S^0}) \leq 0 \quad \text{и} \quad l_{\Lambda} \leq (l_{\gamma} - 0.3) \quad \text{и} \quad l_{\bar{\Lambda}} > 5.1,$$


 Рис. 3.3: Распределения величин $l_i = \ln(1 + \chi_i^2)$ для каждой гипотезы V^0 .

в то время как неоднозначно идентифицированные Λ заполняют область

$$l_\Lambda \leq 2 \text{ и } l_{K_S^0} \leq 2 \text{ и } (l_\Lambda - 0.95 \cdot l_{K_S^0}) \leq 0.05 \text{ и } l_{\bar{\Lambda}} > 5 \text{ в } l_i \text{ пространстве;}$$

- K_S^0 выборка состоит из однозначно и неоднозначно (K_S^0/Λ) идентифицированных K_S^0 , где однозначно идентифицированные K_S^0 выбраны след. условиями:

$$l_{K_S^0} \leq (l_\gamma - 1) \text{ и } l_\Lambda \geq (l_{K_S^0} + 1) \text{ и } l_{K_S^0} \leq 0.75 \cdot l_{\bar{\Lambda}}$$

а неоднозначно идентифицированные K_S^0 заполняют область

$$5 < l_{\bar{\Lambda}} \leq 10 \text{ и } l_\gamma \leq 7 \text{ and } l_\Lambda \leq 2 \text{ и } l_{K_S^0} \leq 2 \text{ и } (l_\Lambda - 0.95 \cdot l_{K_S^0}) \geq 0.294 \text{ в } l_i \text{ пространстве;}$$

- $\bar{\Lambda}$ выборка состоит из однозначно и неоднозначно ($\bar{\Lambda}/K_S^0$) идентифицированных Λ -гиперонов,

где *однозначно* идентифицированные $\bar{\Lambda}$ выбраны след. условиями:

$$l_{\Lambda} \geq 5 \text{ и } l_{\gamma} \geq 3 \text{ и } l_{\bar{\Lambda}} \leq (l_{K_S^0} - 0.88) \text{ и } l_{\Lambda} \geq (l_{\bar{\Lambda}} + 3)$$

в то время как *неоднозначно* идентифицированные Λ заполняют область

$$l_{\Lambda} > 6.25 \text{ и } l_{\gamma} > 4.26 \text{ и } l_{\Lambda} \leq 7.88 \text{ и } l_{\bar{\Lambda}} \leq (1.13 \cdot l_{K_S^0} - 0.84) \text{ и } l_{\bar{\Lambda}} \geq (0.93 \cdot l_{K_S^0} - 0.92) \text{ в } l_i \text{ пространстве;}$$

- γ **выборка** содержит всё остальное...

После разделения V^0 “кандидатов”, были наложены необходимые ограничения, позволяющие отбросить события, не удовлетворяющие элементарным кинематическим требованиям:

- обе, первичная и вторичная V^0 вершины, должны находиться в объёме камеры: $|X, Y| < 120 \text{ (cm)}$, $5 < Z < 395 \text{ (cm)}$;
- необходимо наличие мюонного трека, исходящего из первичной вершины;
- квадрат реконструированной массы адронной струи должен быть положительным, т.е. $W^2 > 0$;
- χ^2 вероятности реконструкции V^0 -вершины больше, чем 0.01;
- измеренное время жизни должно быть в пределах $c\tau_{V^0} < 6 \text{ } c\tau_{V^0}(PDG)$ для выбранной гипотезы;
- внутренний p_T заряженного трека (p_T одного из выходящих заряженных треков по отношению к их сумме, p_T^{int}) должен быть $> 20 \text{ MeV}$. Это ограничение значительно сокращает количество примесных фотонов конверсии;
- поперечная компонента полного импульса двух исходящих заряженных треков по отношению к направлению V^0 (линия, соединяющая первичную вершину и вторичную V^0 вершину) p_T^{dirv} должна быть меньше 100 MeV . Это ограничение, в основном, устраняет V^0 события, вышедшие не из первичной вершины (не образованные напрямую из нуклона мишени).

После завершения полной процедуры идентификации, мы получаем три выборки, в которых, как мы полагаем, присутствуют частицы определённого типа с малой примесью других частиц или каких-либо других событий (не идентифицированные, невосстановленные, но случайно попавшие и т.п.). Для наглядной демонстрации способности метода идентификации выделять необходимые события, на рис.3.4 приведён т.н. Armenteros-Podolansky plot¹. На нём

¹Здесь $\alpha = \frac{p_- - p_+}{p_- + p_+}$, и приведены события ν_{μ} CC

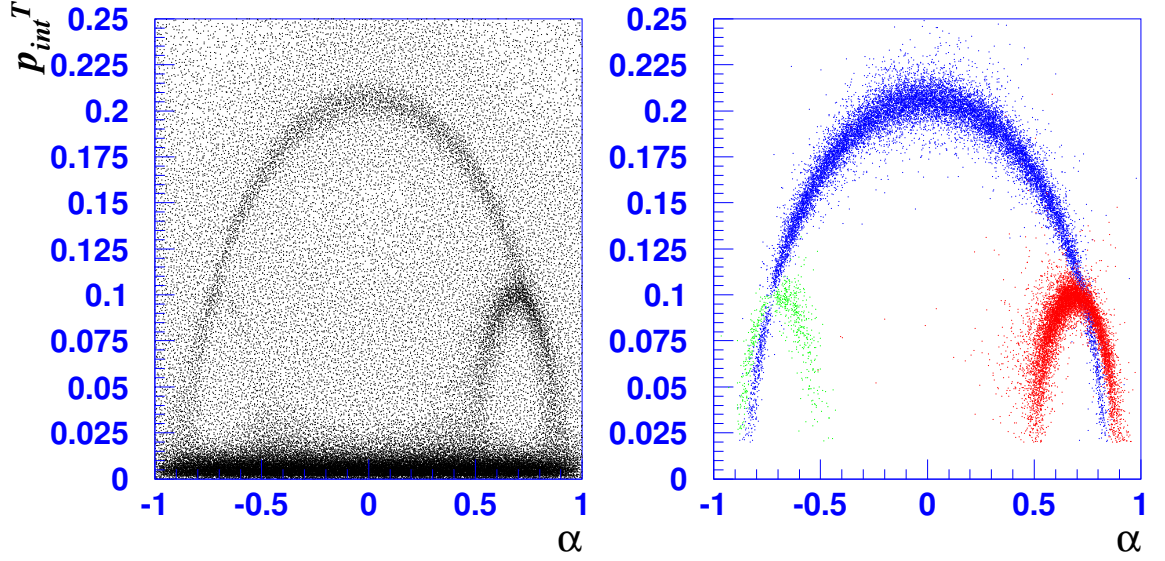


Рис. 3.4: Распределения событий в координатах (α, P_{int}^T) в экспериментальных данных. Слева: до идентификации, справа - после. K_S^0 , Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ соответственно.

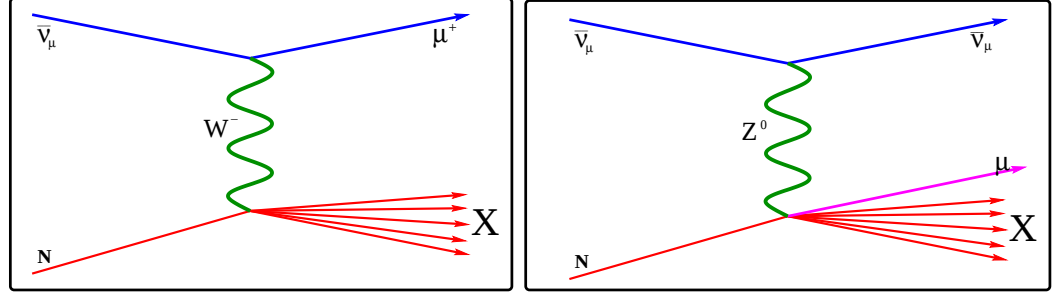
также можно увидеть основной источник неопределённости - это кинематическая область, в которой события неотделимы друг от друга (на графике они расположены на пересечении распределений, что аналогично тому, когда, например, Λ и K_S^0 имеют одинаковую инвариантную массу).

Дополнительно ко всей основной процедуре, в $\bar{\nu}_\mu$ СС присутствует достаточное количество реакций с участием нейтрального тока (см. рис.3.5), что заставляет нас использовать дополнительные критерии отбора, уменьшающие влияние данных реакций.

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

$$ratio Q_T^2 = \frac{Q_T^2(CC)}{Q_T^2(NC)}, \quad \rho_\nu = \frac{p_T^{lep} - p_T^{miss}}{p_T^{had}}. \quad (3.3.18)$$

Основная идея заключается в том, что в глубоконеупругом взаимодействии есть уходящий лептон и адронная струя, имеющие примерно одинаковые по величине поперечные импульсы (относительно налетающего нейтрино). Если мы имеем реакцию с **заряженным током**, то отношение $ratio Q_T^2$ будет близко к **нулю**, т.к. в данном случае в знаменатель добавляется достаточно большой квадрат поперечного импульса мюона. В случае же с **нейтральным током**, исключение из суммы квадрата поперечного импульса мюона, находящегося в адронной


 Рис. 3.5: Реакции заряженного (слева) и нейтрального (справа) токов в $\bar{\nu}_\mu$ CC.

струе (продукт распада какого-либо адрона), незначительно меняет квадрат среднего поперечного импульса струи, что приводит к $ratio Q_T^2 \approx 1$. Аналогичное разделение наблюдается и для величины ρ_ν , где события **заряженного тока** имеют значения выше **нуля** (поперечный импульс лептона близок к недостающему поперечному импульсу, либо выше, за счёт нейтральных адронов). Для **нейтрального же тока**, она существенно **меньше нуля**, т.к. в данном случае поперечный импульс лептона значительно меньше недостающего поперечного импульса (нейтрино). Это позволяет разделять реакции разных токов на двумерной плоскости (т.е. по двум параметрам), что оказывается весьма эффективным. Критерием отбора послужило уравнение прямой, указанной на графике 3.6:

$$ratio Q_T^2 < 0.7 + 0.9 \cdot \rho_\nu . \quad (3.3.19)$$

Введём определения эффективностей реконструкции (ϵ_r) и идентификации (ϵ_i) для набора сгенерированных V^0 событий²:

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

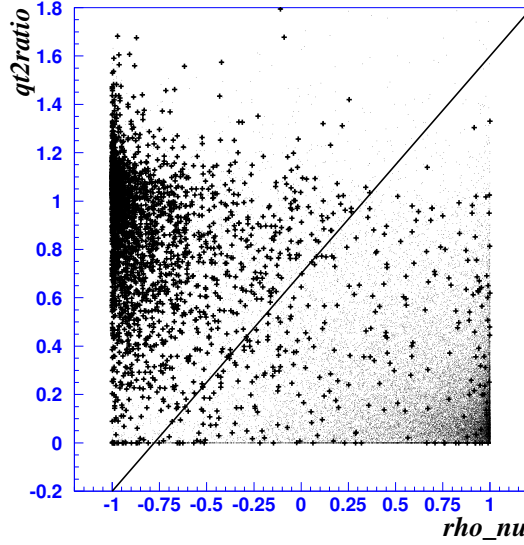
$$\epsilon_i = \frac{\text{Количество идентифицированных } V^0 \rightarrow h^+ h^-}{\text{Количество реконструированных } V^0 \rightarrow h^+ h^-}$$

Полная эффективность равна произведению этих эффективностей:

$$\epsilon = \epsilon_r \times \epsilon_i = \frac{\text{Количество реконструированных и идентифицированных } V^0 \rightarrow h^+ h^-}{\text{Общее количество симулированных } V^0 \rightarrow h^+ h^-} . \quad (3.3.20)$$

Результаты отбора Λ^0 , K_S^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гипотез в идентифицированных ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ событиях заряженного тока приведены в таблицах 3.1 и 3.2 соответственно.

² в эффективном объеме детектора.

Рис. 3.6: Фазовая диаграмма в переменных $(^{ratio}Q_T^2, \rho_\nu)$.

Таким образом, после отбора событий и идентификации V^0 -событий в реакциях $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ СС, мы получили набор Λ^0 -гиперонов, состоящий из **95,9%** (**97,0%**) настоящих Λ^0 , **2,3%** (**2,0%**) K_S^0 , 0,2% (0,2%) случаев γ -конверсии и 1,6% (0,8%) остальных фоновых событий.

Набор K_S^0 состоит из **97,2%** (**97,4%**) настоящих K_S^0 , **1,7%** (**1,7%**) Λ^0 , вклад от γ -конверсии $\bar{\Lambda}^0$ и случайно реконструированных событий составляет 1,1% (0,9%).

В наборе $\bar{\Lambda}^0$, рождающихся в ν_μ взаимодействиях заряженного тока, содержится **89,6%** настоящих $\bar{\Lambda}^0$, **5,4%** K_S^0 и 5,0% Λ^0 , γ -конверсий и случайно реконструированных треков.

3.4 Альтернативные способы идентификации и перспективы дальнейшего развития.

Описанная выше методика является достаточно эффективной при идентификации странных нейтральных частиц. Более того, в процессе обработки данных сформировалась устойчивая технология контроля получаемых результатов и самих методов обработки. Данные с Λ , K_S^0 и др. могут быть использованы для опробования улучшенных способов идентификации как самих странных гиперонов, так и других частиц, образующихся, в частности, и в эксперименте NOMAD. Несмотря на доселе невиданную статистику Λ -гиперонов в нейтринных

взаимодействиях, имеется возможность повысить и уже имеющееся количество идентифицированных странных частиц, используя усовершенствованные методы³.

Одним из способов улучшения может оказаться изменение “масштабирующей” функции (см. 3.3.17). По всей видимости, может оказаться полезным применение функции $\mathbf{th}(\mathbf{c} \cdot \chi_i^2)$, “проектирующей” значения χ^2 на единичный промежуток $[0;1]$, где при специальном подборе коэффициента $\mathbf{c}$ можно добиться лучшей разделяемости частиц. Посредством комбинации дробно-линейных преобразований и гиперболического тангенса можно “спроектировать” значения χ^2 на промежуток $[-1;1]$, что помогло бы “симметризовать” относительно нуля полученные величины (что можно использовать как входы для нейронных сетей, см. ниже).

Использованный в данном анализе метод разделения величин на области является не наиболее оптимальным. В активной разработке⁴ находятся несколько методов идентификации, использующие для разделения областей искусственные нейронные сети (см., например, [15]). Для оптимизации существующего метода разделения гиперплоскостями можно использовать т.н. двухслойные нейронные сети с обычной (линейной) свёрткой входных значений с весами персептронов:

$$\mathbf{a} = \omega^{(0)} + \sum_i \omega_i^{(1)} x_i . \quad (3.4.21)$$

Более прогрессивным может оказаться применение персептронов с “нелинейной свёрткой” (как в однослойных, так и в двухслойных сетях, комбинируя различные типы персептронов и их выходных функций)[16]:

$$\mathbf{a} = \omega^{(0)} + \sum_i \omega_i^{(1)} x_i + \sum_{i < j} \omega_{ij}^{(2)} x_i x_j + \sum_{i < j < k} \omega_{ijk}^{(3)} x_i x_j x_k + \omega_{1234}^{(4)} x_1 x_2 x_3 x_4 . \quad (3.4.22)$$

Такая свёртка позволит ограничивать области уже не гиперплоскостями, как в (3.4.21), а сложными поверхностями, что позволит более гибко учитывать возможные “неровности” разделяемых областей. Включение/выключение определённых l в $\omega^{(l)}$ позволит изменять порядок разделяющих поверхностей, что также положительно влияет на универсальность разрабатываемых методик.

Проделанные исследования позволят использовать весь материал в данном направлении при продолжении изучения нейтринных взаимодействий с веществом, т.к. набор статистики в эксперименте NOMAD будет ещё долгие годы оставаться уникальным. Постоянное усовершенствование позволит проводить широкий спектр исследований с высокой степенью достоверности получаемых результатов.

³Из таблиц (3.1, 3.2) видно, что возможность для роста существует.

⁴но, пока не дошедшие до стадии “промышленной” эксплуатации.

Таблица 3.1: Результаты применения критериев отбора V^0 в идентифицированных ν_μ взаимодействиях заряженного тока. Чистота и эффективность для различных наборов событий.

Набор событий	Монте Карло ν_μ CC				Монте Карло $\bar{\nu}_\mu$ CC				Монте Карло ν_μ CC				Реальные Данные		
Полное число	3 523 367				546 984				1 664 945				3 431 195		
ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) взаимодей.															
Отбор событий															
Тип V^0	Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$	Fake	Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$	Fake	Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$	Fake	V^0 события		
Всего сген.	219160	286061	14295	—	46371	43914	2204	—	128878	159519	8095	—	—		
в эфф. объёме	147097	182494	9278	—	29688	24929	1283	—	87918	103053	5250	—	—		
Реконстр.	43347	66327	4095	741191	6882	9572	583	93353	22516	34642	2186	410139	502447		
Усл. на ν_μ CC	36013	54849	3399	606641	169	223	7	1267	148	321	18	3492	300572		
Отбор V^0	29042	44624	2690	17367	145	180	6	40	124	246	14	85	35689		
Идентификация															
Набор	Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$		Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$		Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$		Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$
Полное число	25173	41533	1937		123	163	6		112	225	10		8087	15075	649
Состав															
Λ^0	24132	707	1		120	3	0		105	5	0		—	—	—
K_S^0	593	40387	106		1	160	1		4	216	1		—	—	—
$\bar{\Lambda}^0$	0	97	1737		0	0	4		0	0	8		—	—	—
Fake	448	342	93		2	0	1		3	4	1		—	—	—
ε_r (%)	29, 5	36, 3	44, 1		23, 2	38, 4	45, 4		25, 6	33, 6	41, 6		—	—	—
ε_s (%)	67, 0	67, 3	65, 7		2, 1	0, 7	1, 0		0, 6	0, 7	0, 6		—	—	—
ε_i (%)	86, 6	93, 1	72, 0		84, 8	90, 6	100, 0		90, 3	91, 5	71, 4		—	—	—
ε (%)	17, 1	22, 8	20, 9		0, 4	0, 7	0, 5		0, 1	0, 2	0, 2		—	—	—
Чистота (%)	95, 86	97, 24	89, 67		—	—	—		—	—	—		—	—	—

Таблица 3.2: Результаты применения критериев отбора V^0 в идентифицированных $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях заряженного тока. Чистота и эффективность для различных наборов событий.

Набор событий	Монте Карло ν_μ CC				Монте Карло $\bar{\nu}_\mu$ CC				Монте Карло ν_μ CC				Реальные Данные		
Полное число	3 523 367				546 984				1 664 945				3 431 195		
ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) взаимодей.															
Отбор событий															
Тип V^0	Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$	Fake	Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$	Fake	Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$	Fake	V^0 события		
Всего сген.	219160	286061	14295	—	46371	43914	2204	—	128878	159519	8095	—	—		
в эфф. объёме	147097	182494	9278	—	29688	24929	1283	—	87918	103053	5250	—	—		
Реконстр.	43347	66327	4095	741191	6882	9572	583	93353	22516	34642	2186	410139	502447		
Усл. на $\bar{\nu}_\mu$ CC	177	375	9	2404	6110	8531	505	83069	276	348	10	3338	15791		
Отбор V^0	142	316	7	71	4803	6759	388	2363	216	271	6	96	1961		
Усл. на NC	57	110	3	23	4509	6305	358	2147	21	19	0	10	1507		
Идентификация															
Набор	Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$		Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$		Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$		Λ^0	K_S^0	$\bar{\Lambda}^0$
Полное число	50	100	1		3799	5878	243		20	17	0		331	694	17
Состав															
Λ^0	47	2	0		3674	102	0		20	0	0		—	—	—
K_S^0	1	98	0		77	5715	16		0	17	0		—	—	—
$\bar{\Lambda}^0$	0	0	1		0	13	212		0	0	0		—	—	—
Fake	2	0	0		48	48	15		0	0	0		—	—	—
ε_r (%)	29, 5	36, 3	44, 1		23, 2	38, 4	45, 4		25, 6	33, 6	41, 6		—	—	—
ε_s (%)	0, 13	0, 17	0, 07		65, 5	65, 8	61, 4		0, 09	0, 05	0		—	—	—
ε_i (%)	87, 7	90, 9	33, 3		84, 3	93, 2	67, 9		95, 2	89, 5	—		—	—	—
ε (%)	0, 03	0, 05	0, 01		12, 8	23, 6	18, 9		0, 02	0, 02	0		—	—	—
Чистота (%)	—	—	—		96, 7	97, 2	87, 2		—	—	—		—	—	—

Глава IV

Поиск поляризации Λ^0 -гиперонов.

4.1 Сравнение событий Монте-Карло и реальных данных.

Применяемый в работе метод поиска поляризации существенно опирается на используемые события Монте-Карло. В связи с этим, нашей первоочередной задачей является проверка правильности описания кинематики Λ^0 -гиперонов и их продуктов распада моделированием. С этой целью было проведено исследование на предмет соответствия кинематических переменных в событиях Монте-Карло и в реальных данных. На рисунках (4.1-4.3) представлены нормированные зависимости для некоторых кинематических переменных¹.

Одним из наиболее ключевых мест в сравнении реальных данных и Монте Карло является энергия нейтрино, т.к. она определяет направление полёта W -бозона, а также вероятности каналов реакций в $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ СС взаимодействиях. Последнее может привести к несоответствию выходов частиц как в общем числе, так и по отношению друг к другу. Источниками (анти)нейтрино служат пионы и каоны, образующиеся в результате взаимодействия протонов (антипротонов) с бериллиевой мишенью. Основная трудность моделирования этого процесса заключается в недостаточном знании выходов π и K и их поведения в распадном канале, что особенно сказывается на спектре $\bar{\nu}_\mu$ пучка (см. рис. 4.3).

Однако, стоит отметить, что неопределённость направлений осей, возникающая из-за неточности вычисления направления полёта W -бозона (особенно при малых углах между $\vec{W}$ и P_{V0})², не оказывает влияния на значения поляризации из-за слабой анизотропии углового

¹по оси ординат отложены произвольные значения.

²когда угловая неопределённость $\vec{W}$ порядка или выше синуса угла между ними (см. ниже).

распределения вылетающих частиц.

Одной из серьёзных проблем, связанной с выходами странных частиц, может также оказаться и фактор подавления морских странных $s\bar{s}$ пар в нуклоне (см., например, табл. 1.3). Однако, это может сказаться только на неадекватности оценки относительного вклада одних источников поляризации (например, $s\bar{s}$ пары), перед другими (например, глюоны). Общей же картины наличия/отсутствия поляризации и её величины это не изменяет. Аргументом в пользу этого могут служить измеренные значения параметра B , используемого в модели, заложенной в программу Монте-Карло. Зависимость числа частиц, рождённых из $q\bar{q}$ пар, должна, согласно модели LUND³, спадать по закону $A \cdot \exp(-B \cdot p_T^2)$ примерно в области $p_T^2 < 0,5 \text{ GeV}^2$. Полученные данные (из Монте-Карло и опыта) сравниваются в таблице 4.1 с экспериментом, проведённом в Лаборатории Ферми, США (в пузырьковых камерах).

Таблица 4.1: Значения параметра B для распределения по переменной p_T^2 в событиях Монте Карло и реальных данных в нейтринных взаимодействиях заряженного тока.

События ($0 < p_T^2 < 0,5 \text{ ГэВ}^2$)		Λ^0 в ν_μ	K_S^0 в ν_μ	$\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ	Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$
NOMAD	Симулир.	$4,03 \pm 0,05$	$4,79 \pm 0,04$	$3,54 \pm 0,19$	$4,67 \pm 0,15$
	Эксп.	$3,92 \pm 0,09$	$4,37 \pm 0,07$	$4,06 \pm 0,37$	$4,41 \pm 0,44$
Fermilab	Эксп.	$4,53 \pm 0,21$	$4,68 \pm 0,18$	—	—

Однако, для распределения числа частиц от переменной z_{V0} не наблюдается такого хорошего совпадения, как для p_T^2 . Это может быть связано с не совсем точным заданием выходов различных резонансов (возбуждённых состояний, испускающих недетектируемые γ -кванты). Эта проблема может повлиять на интерпретацию данных, например, в области фрагментации пучка.

В наиболее чувствительной области, кинематике распадов странных частиц, наблюдается прекрасное соответствие всех наиболее значимых величин Монте-Карло реальным данным. Среди них x_{Bj} , y_{Bj} , y^* , $P_t^2 v_0$, $P_{t \text{ int}}$, α , P_{V0} , st и др. Средние величины, необходимые для разделения нейтральных и заряженных токов (Q_T^2 , ρ_ν) также прекрасно совпадают. Для наглядности, некоторые средние значения важных кинематических переменных сведены в таблицу 4.2.

В целом пакет симулирования Монте-Карло обеспечивает достаточно хорошее описание реальных событий, происходящих в детекторе. Это позволяет нам при поиске поляризации

³вероятность встретить пару $q\bar{q}$ с большим p_T^2 , и, следовательно, с большим орбитальным моментом, экспоненциально мала.

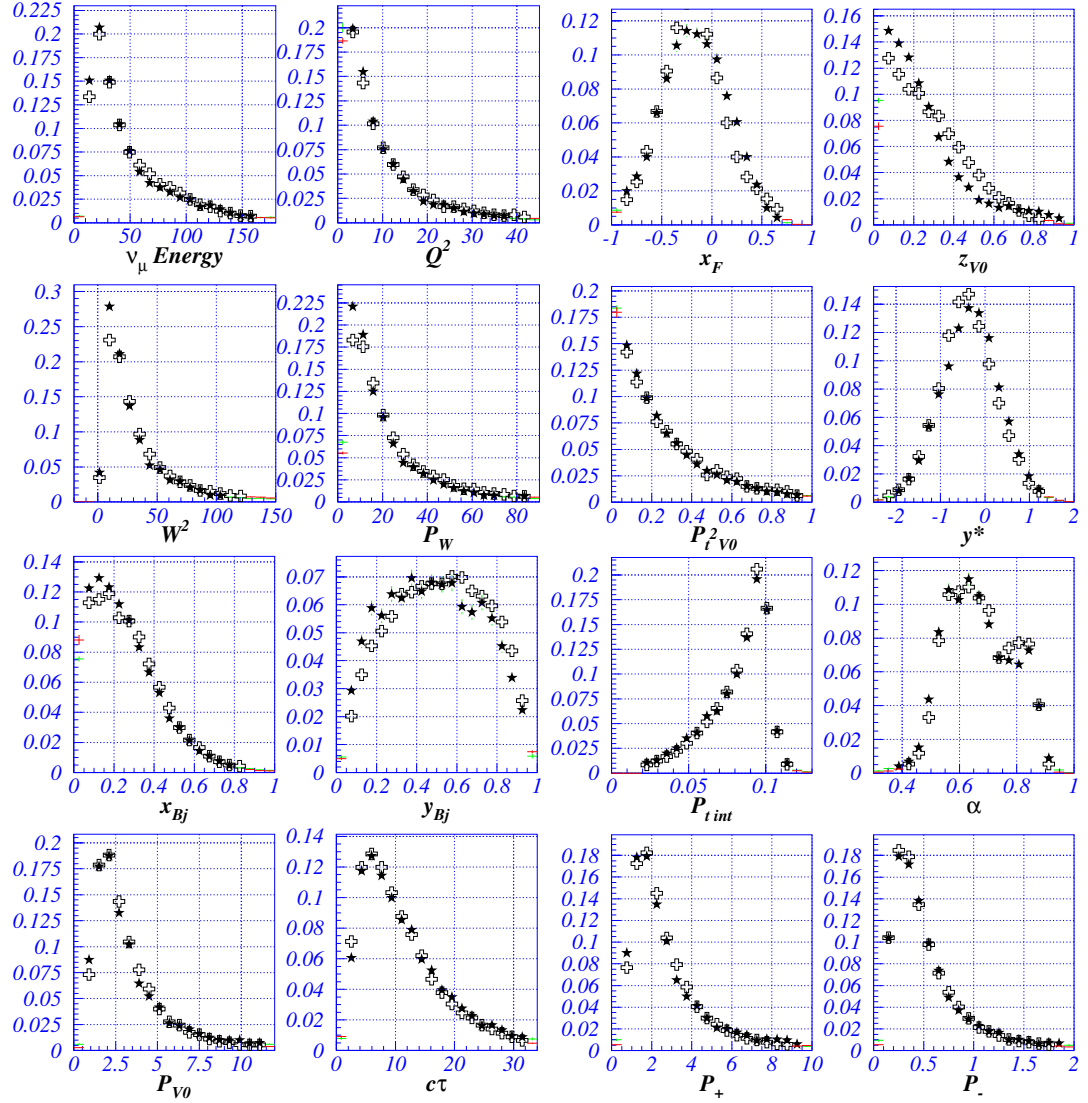


Рис. 4.1: Сравнение симулированных Монте-Карло кинематических переменных и реальных данных для Λ^0 в ν_μ CC. *Полный крест* - Монте Карло данные, *звезда* - реальные данные.

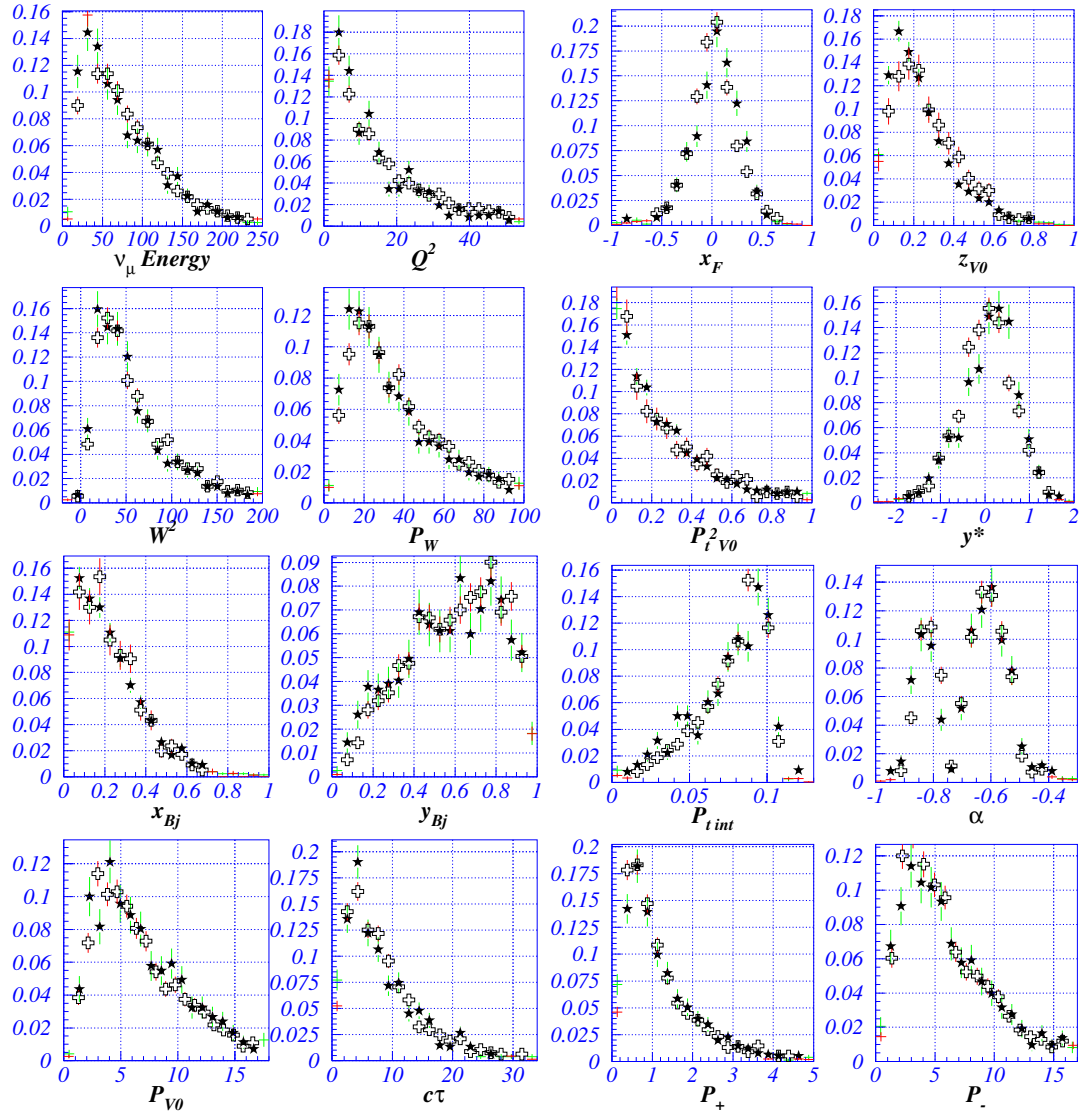


Рис. 4.2: Сравнение смоделированных Монте-Карло кинематических переменных и реальных данных для $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС. *Польный крест* - Монте Карло данные, *звезда* - реальные данные.

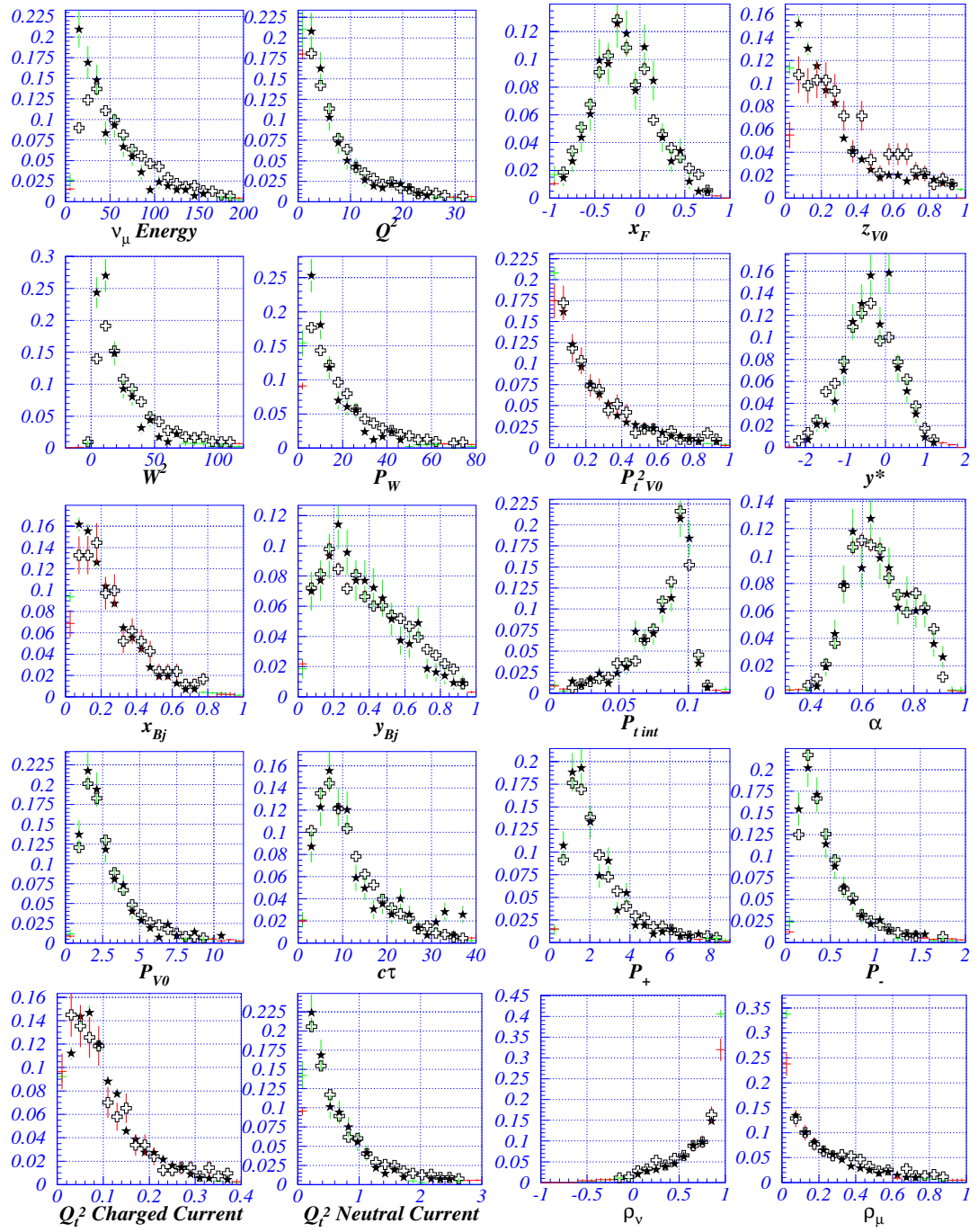


Рис. 4.3: Сравнение симулированных Монте-Карло кинематических переменных и реальных данных для Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ CC. *Полный крест* - Монте Карло данные, *звезда* - реальные данные.

Λ^0 -гиперонов опираться на программу Монте-Карло, как “идеальное” описание процессов рождения и распада частиц, учитывая всевозможные неэффективности восстановления в детекторе.

Таблица 4.2: Средние значения кинематических переменных, относящихся к рождению странных нейтральных частиц.

События		Λ^0 в ν_μ	K_S^0 в ν_μ	$\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ	Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$
<u>Переменные</u>					
$< E_\nu >$ (ГэВ)	Монте-Карло	53,31	62,84	78,07	65,90
	Реальные Данные	51,96	62,29	75,13	47,98
$< W^2 >$ (ГэВ ²)	Монте-Карло	40,03	51,84	69,20	37,17
	Реальные Данные	36,34	48,50	61,30	25,25
$< Q^2 >$ (ГэВ ²)	Монте-Карло	12,70	14,19	18,69	9,06
	Реальные Данные	11,43	13,63	16,68	6,6
$< x_{Bj} >$	Монте-Карло	0,26	0,23	0,23	0,23
	Реальные Данные	0,26	0,23	0,23	0,26
$< y_{Bj} >$	Монте-Карло	0,51	0,55	0,59	0,38
	Реальные Данные	0,48	0,53	0,57	0,35

4.2 Определение системы координат.

Выбор системы координат зависит от рассматриваемой задачи. В нашем случае мы, ориентируясь на описанные модели, выберем систему координат, наиболее удобную для описания поляризационных эффектов. Ею является естественная система координат глубоконеупругих взаимодействий с веществом.

Эта система иногда называется “ J ” системой координат. В ней оси определяются следующим образом:

- ось $\mathbf{n}_x$ выбирается вдоль направления реконструированного W -бозона;
- $\mathbf{n}_y = \mathbf{P}_{V^0} \times \mathbf{n}_x / |\mathbf{P}_{V^0} \times \mathbf{n}_x|$,
ось $\mathbf{n}_y$ ортогональна плоскости рождения V^0 (определяется как плоскость, содержащая вектора V^0 и W);

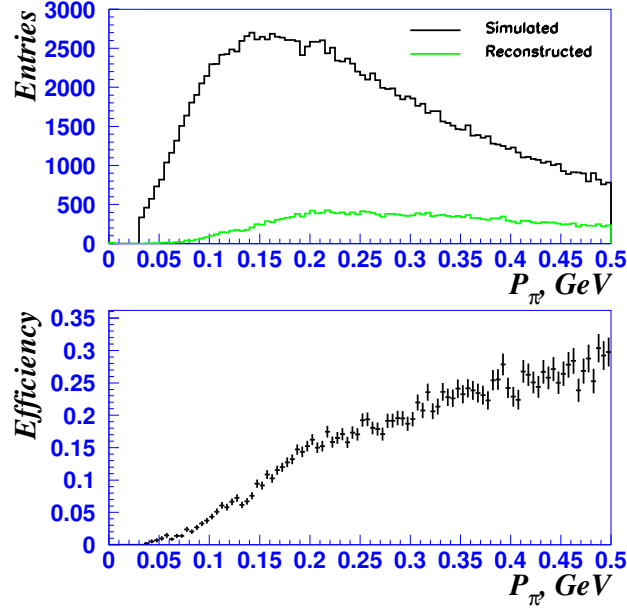


Рис. 4.4: Эффективность восстановления π^- в распаде $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, как функция импульса пиона.

- $\mathbf{n}_z = \mathbf{n}_x \times \mathbf{n}_y$,

ось $\mathbf{n}_z$ выбирается таким образом, чтобы система координат была правосторонней.

Вектор поляризации $\Lambda^0 (\bar{\Lambda}^0)$, рождающихся в $\nu_\mu N (\bar{\nu}_\mu N)$ взаимодействиях, определяется из распада $\Lambda \rightarrow p\pi^- (\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+)$ по угловой асимметрии распределения протонов (π^+ -мезонов), имеющего следующий вид:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} (1 + \alpha \mathbf{P} \mathbf{k}) \quad (4.2.1)$$

где $\alpha = 0.642 \pm 0.013$ - постоянная асимметрии, характеризующая интерференцию S и P волн, $\mathbf{k}$ - единичный вектор направления вылета положительной частицы ⁴.

Правильность полученных результатов зависит от точности восстановления 4-вектора W -бозона (для построения " J'' " системы) и реконструкции направления вылета распадных протонов и пионов. О достаточно хорошем выполнении этих условий говорит рисунок (4.5), на котором показана корреляция между смоделированными и реконструированными угловыми переменными $\cos\theta_i = \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{k}$.

⁴Для простоты, все угловые распределения строятся для положительных треков, и в случае $\bar{\Lambda}^0$ ими являются пионы. Способность детектора восстанавливать низкоэнергетические пионы продемонстрирована на рис. 4.4 (для $\bar{\Lambda}^0$ распределение полностью идентично).

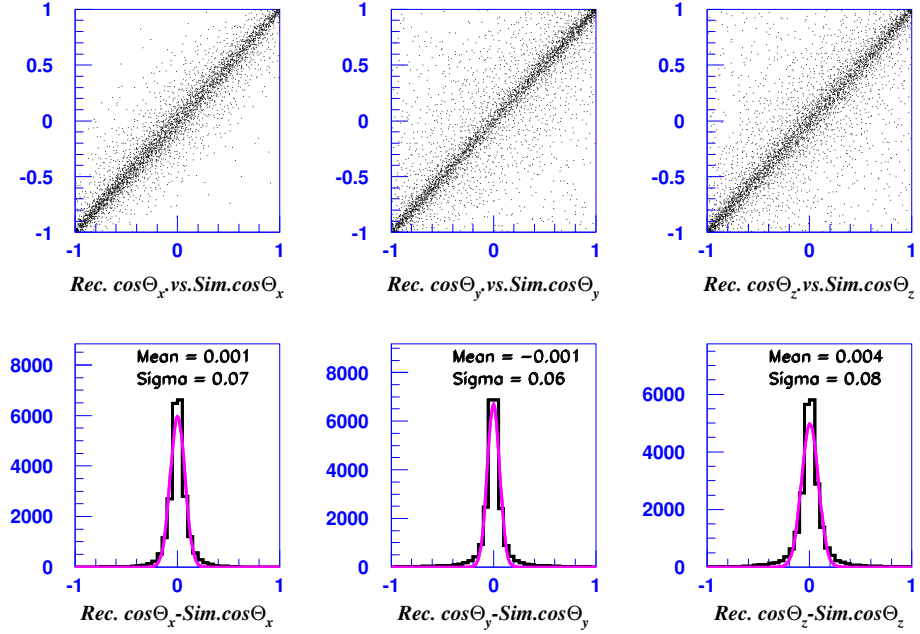


Рис. 4.5: Корреляция между симулированными и реконструированными угловыми переменными для Λ -гиперонов во взаимодействиях заряженного тока в событиях Монте Карло.

Помимо " J " системы координат существуют и альтернативные системы. Т.н. " P " система, где векторы направлений вылета W -бозона и $\mathbf{P}_{V^0}$ "меняются" местами, т.е. вместо направления W -бозона по оси x выбирается направление вектора $\mathbf{P}_{V^0}$. В " ν " системе за направление оси x выбирается направление полёта ν_μ , и далее аналогично " J " системе. Эти оси удобны в некоторых моделях, описывающих поляризацию Λ -гиперонов.

4.3 Метод измерения поляризации.

Итак⁵, в сферической системе координат реконструированный единичный вектор направления вылета распадных протонов $\mathbf{k}^{rec}$ определяется двумя углами (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 $N_{mn}^{rec} = N_{mn}^{\Lambda} + N_{mn}^{bg}$ частиц, где N_{mn}^{Λ} - количество "настоящих" Λ^0 , а N_{mn}^{bg} - количество фоновых событий, находящихся в mn бине. Учитывая достаточную малость разбиения, перейдём в формуле (4.2.1) к конечным приращениям:

⁵ см. [12]

$$\Delta N = W_{mn}(\mathbf{P}) = \lambda(1 + \alpha \mathbf{P} k^{sim}), \quad (4.3.2)$$

где нормировочный множитель λ определяется из условия сохранения полного числа Λ^0 -гиперонов⁶, а k^{sim} будет некоторым усреднённым значением.

Тогда несложно получить для бина mn :

$$W_{mn}(\mathbf{P}) = \frac{^{sim}N_{mn}^{\Lambda}(1 + \alpha \mathbf{P} \langle k^{sim} \rangle_{mn})}{1 + \alpha \mathbf{P} \langle k^{sim} \rangle} \quad (4.3.3)$$

где $\langle k^{sim} \rangle_{mn}$ и $\langle k^{sim} \rangle$ являются усреднением вектора $\mathbf{k}^{sim}$ в mn области и на всей сфере соответственно.

Три компоненты вектора $\mathbf{P}$ одновременно подбираются путем минимизации функции χ^2 , при “подгонке” распределения симулированных событий к реальным данным:

$$\chi^2(\mathbf{P}) = 2 \sum_{mn} [(N_{mn}^{data} - N_{mn}^{MC}) + N_{mn}^{data} \ln(N_{mn}^{data}/N_{mn}^{MC})] \quad (4.3.4)$$

где $N_{mn}^{MC} = K f_{mn}(\mathbf{P})$ количество Монте-Карло частиц в mn области, нормированное на полное число событий в реальных данных, $K = N^{data}/N^{MC}$ нормировочный фактор, а $f_{mn}(\mathbf{P}) = W_{mn}(\mathbf{P}) + N_{mn}^{bg}$.

Для проверки вычислений были использованы два других функционала:

традиционный χ^2 :

$$\chi^2(\mathbf{P}) = \sum_{mn} \frac{[N_{mn}^{data} - N_{mn}^{MC}(\mathbf{P})]^2}{\sigma_{mn}^2} \quad (4.3.5)$$

где возможны два значения для σ_{mn}^2 : $\sigma_{mn}^2 = N_{mn}^{data}$ и $\sigma_{mn}^2 = N_{mn}^{MC}$, логарифм функции правдоподобия $\ln L$:

$$\ln L(\mathbf{P}) = - \sum_{mn} N_{mn}^{data} \ln N_{mn}^{MC}(\mathbf{P}) \quad (4.3.6)$$

Все три функции минимизации дают практически одинаковые результаты, однако, учитывая их особенности при малой статистике, для дальнейших вычислений будем использовать выражение (4.3.4).

Приведённый выше метод имеет большое число степеней свободы, что может оказаться решающим фактором при расчёте поляризации с малой статистикой событий. Число степеней свободы можно сократить, записав формулу 4.3.2 в сферических координатах:

$$\frac{dN_{mn}^{\Lambda}}{d(\cos \theta_m) d\phi_n} = \lambda(1 + \alpha \mathbf{P} k^{sim}), \quad (4.3.7)$$

⁶здесь и далее мы будем опускать индекс Λ , подразумевая, что она вычисляется для каждого уравнения отдельно, из соотв. условий нормировки.

далее проинтегрируем по ϕ , и, т.к. $\int_0^1 \sin \phi \, d\phi = \int_0^1 \cos \phi \, d\phi = 0$, тогда останется

$$\frac{dN_m^\Lambda}{d(\cos \theta_m)} = \lambda(1 + \alpha P_z k_z^{sim}). \quad (4.3.8)$$

Предположив независимость поляризаций по осям, заменим ось z последовательно на x и y . Тогда получим:

$$\frac{dN_m^\Lambda}{d(\cos \theta_m)} = \lambda(1 + \alpha P_x k_x^{sim}), \quad (4.3.9)$$

$$\frac{dN_m^\Lambda}{d(\cos \theta_m)} = \lambda(1 + \alpha P_y k_y^{sim}). \quad (4.3.10)$$

Описанный выше алгоритм, который позволяет извлекать компоненты вектора поляризации как одновременно (трёхмерный случай), так и независимо друг от друга (одномерный случай), был реализован на языке FORTRAN, используя для минимизации функции (4.3.4) стандартный пакет MINUIT, позволяющий вычислять корреляцию между компонентами вектора $\mathbf{P}$ в трехмерном случае. Эта корреляция 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 наилучшим образом подходит для набора данных с низкой статистикой, что важно при изучении зависимости поляризации от различных кинематических переменных.

4.4 Тестирование кода

Для того чтобы убедиться в точности восстановления значения поляризации, в формулу (4.3.4) вместо реальных данных подставлялся искусственно поляризованный набор Монте-Карло событий (каждому Λ^0 -гиперону приписывался вес из (4.3.2), а фоновые частицы оставались неполяризованными), после чего находились значения поляризации, как в обычном случае. Результаты тестирования для трёх компонент вектора $\mathbf{P}$ показаны на рис. 4.6, где по оси x отложена “искусственная” величина поляризации, а по оси y - ошибка восстановления, которая не превышает 10^{-5} . Это позволяет полностью пренебречь ошибками метода при восстановлении поляризации.

4.5 Влияние фоновых событий на поляризацию

Полученная в предыдущем пункте ошибка восстановления поляризации характеризует точность вычисления программы поиска поляризации при идеальных условиях, т.е. при оди-

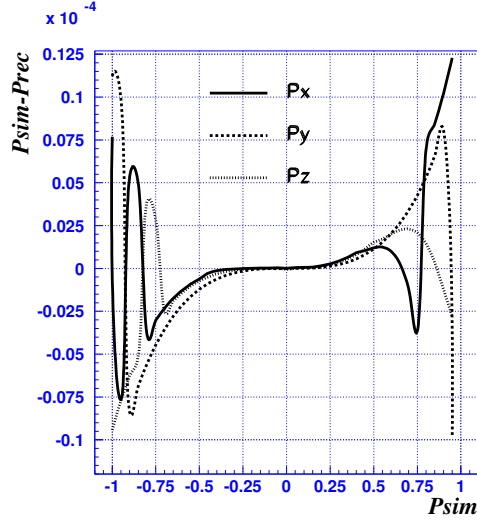


Рис. 4.6: Зависимость $P_{sim} - P_{rec}$ от P_{sim} для “поляризованных” Λ в ν_μ взаимодействиях заряженного тока в наборе Монте Карло событий.

наковом количестве и угловом распределении фоновых событий, чего практически невозможно добиться в реальной жизни. Поэтому, необходимо оценить влияние неправильного предсказания фона с помощью Монте Карло симулирования.

Для этого, поступая так же как и в предыдущем пункте, поляризуем Λ^0 в Монте Карло событиях 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. Рассмотрим подробнее эту методику.

Пусть полный набор Λ^0 состоит из N_Λ чистых Λ^0 и N^{bg} фоновых событий:

$$N = N_\Lambda + \sum_{\beta} N_{\beta}^{bg}$$

При изменении процентного отношения Λ^0 за счёт определенного типа фоновых событий (так, чтобы полное число частиц оставалось неизменным), необходимо произвести следующие замены:

$$N_\Lambda \Rightarrow \frac{p}{p_0} N_\Lambda, \quad N_{\alpha}^{bg} \Rightarrow N_{\alpha}^{bg} + N_{\alpha}^{bg} \cdot \xi \left(1 - \frac{p}{p_0}\right)$$

где α -тип фоновых частиц, вклад в поляризацию которых 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 области выглядит

следующим образом:

$$N_{mn} = \frac{p}{p_0} N_{\Lambda, mn} + \xi \left(1 - \frac{p}{p_0}\right) N_{\alpha, mn} + \sum_{\beta} N_{\beta, mn}^{bg}$$

Подставляя это выражение в (4.3.4) вместо реальных данных, строим зависимость реконструированного вектора поляризации от вариации фона в единицах изменения чистоты $p_0 - p$ (см. рисунок 4.7). 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: **1)** поляризация Λ^0 стабильна к изменениям фона в достаточно большой области; **2)** поляризация $\bar{\Lambda}^0$, из-за низкой чистоты набора, более чувствительна к процентному изменению фона (см. рис. 4.7).

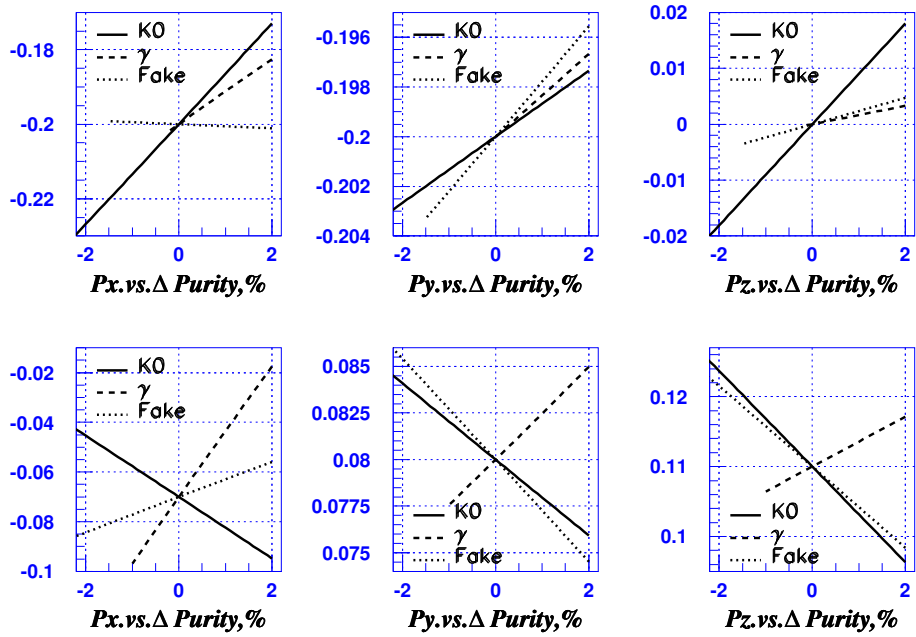


Рис. 4.7: Зависимость поляризации Λ^0 (верху) и $\bar{\Lambda}^0$ (внизу) при вариации числа фоновых событий. Вариация вклада фоновых событий дана в единицах изменения чистоты выборки ($p_0 - p$).

4.6 Контроль вычисления поляризации

Контроль правильности вычислений можно осуществить с помощью набора K_S^0 -мезонов, которые являясь бесспиновыми частицами, не могут иметь поляризации.

Так же как и для протонов, анализировалось угловое распределение π^+ (т.е. положительных треков), образовавшихся при распаде K_S^0 (значение асимметричного параметра в этом случае принималось равным $\alpha = 1$), и было найдено, что поляризация вдоль всех направлений отсутствует (см. рис. 4.8).

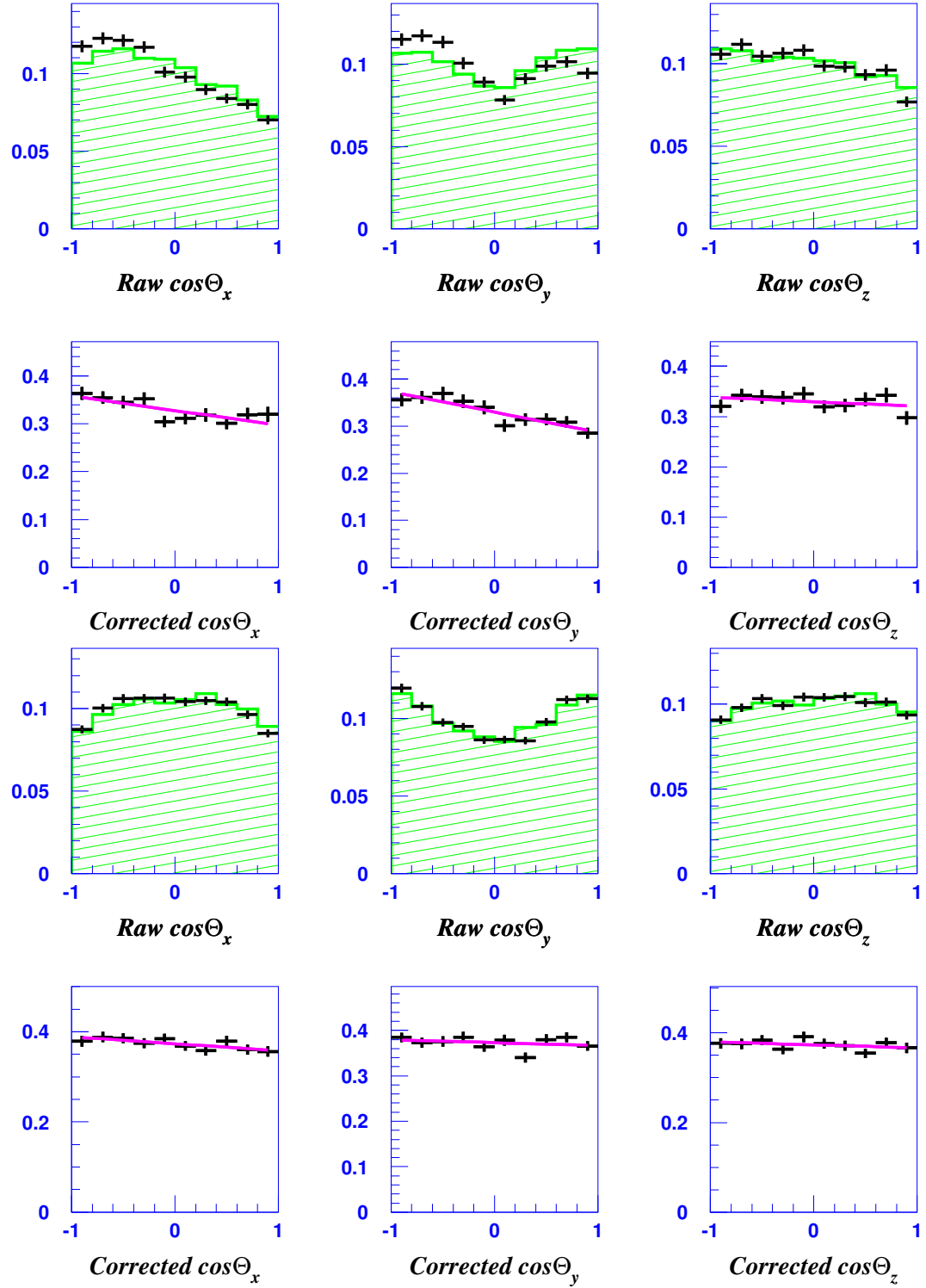


Рис. 4.8: Первоначальные и скорректированные угловые распределения числа положительных продуктов распада для Λ^0 -гиперонов (верхняя половина) и K_S^0 -мезонов (нижняя половина).

Глава V

Изучение систематических ошибок.

Одним из достоинств эксперимента NOMAD, является наличие программного обеспечения, позволяющего смоделировать возникновение и прохождение частиц через детектор. В отличие от предыдущих экспериментов, проводившихся с использованием пузырьковых камер, где не было возможности моделирования происходящих реакций, в NOMADе мы можем использовать данные Монте-Карло для выявления систематических ошибок. Это может дать дополнительную долю уверенности в представляемых данных о поляризации.

5.1 Источники систематических ошибок.

В работе изучались следующие источники систематических ошибок, в той или иной степени влияющие на конечные результаты измерений:

- неточность в определении энергии налетающего нейтрино, ведущая к неверному восстановлению направления импульса W -бозона и, как следствие, к неправильному построению системы координат (“ J ” системы), в которой измеряется поляризация Λ^0 ;
- неточное предсказание выходов фоновых частиц (K_S^0 , γ -конверсия и др.) программой моделирования событий в детекторе;
- возможная зависимость конечных результатов от критериев отбора событий;
- прецессия спина частиц, летящих в магнитном поле;
- “размывание” x_F распределения;

- вклад от фоновых событий $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ взаимодействий нейтрального тока.

5.2 Неопределённость, связанная с измерениями кинематических величин.

Для оценки систематических ошибок, относящихся к неточности восстановления энергии налетающего нейтрино, использовались три различных способа её вычисления¹: по полной видимой энергии мюона и образовавшихся адронов ("J"); по методу построения недостающего импульса ("J[†]"); и по методу двойного угла ("J*").

Результаты, полученные для этих случаев, даны в таблице 5.5, а систематическая неопределённость, связанная с выбором метода, приведена в таблицах 5.1, 5.2 и 5.3, для Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ и Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях соответственно.

Недостаточное знание физики процессов, связанных с фрагментацией кварков в адроны (выходы странных частиц, отсутствие КХД-эффектов и т.п.), является причиной неточного предсказания состава и процентного соотношения фоновых событий в наборе идентифицированных Λ^0 , которое можно оценить при сравнении распределений смоделированных и реальных данных в различных кинематических областях и скорректировать таким образом, набор МК.

Используя симметрию относительно переменной α (см. Рис. 3.4), в [14] были вычислены следующие поправочные коэффициенты, на которые домножались соответствующие V^0 события в данных МК: 1,1 для K_S^0 , 2,0 для γ -квантов и 2,1 для остальных событий. Систематические ошибки, относящиеся к неправильному предсказанию фона программой симулирования, численно равные разности результатов до и после корректирования, приведены в таблицах 5.1, 5.2 и 5.3.

“Размывание” x_F распределения.

Как и во всех установках подобного типа, из-за пространственного разрешения детектора, зависящего от угла пролета частиц через измерительные плоскости в дрейфовых камерах, мы имеем небольшую неопределённость в измерении координат и импульсов треков, приводящей к т.н. эффекту “размывания” распределений кинематических величин, т.е. перетеканию событий из одной области в другую, которое может сказаться на интерпретации результатов измерений.

¹см. приложение А.

Таблица 5.1: Суммарные систематические ошибки для трёх компонент вектора поляризации Λ^0 в ν_μ событиях заряженного тока.

Источники систематических ошибок		Λ^0 в ν_μ СС			
		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}	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$6,9 \cdot 10^{-3}$	$8,1 \cdot 10^{-3}$
	$c\tau$	$8,0 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-3}$
Прецессия спина		$1,4 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$
Суммарная ошибка		$1,6 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$

Исследованное нами распределение событий по x_F показало, что количество мигрировавших Λ^0 из области фрагментации мишени (области фрагментации пучка) составило 12% (3%), от их общего числа в области фрагментации мишени (области фрагментации пучка). 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:

$$\frac{\text{Количество } \Lambda^0 \text{ Обл. фрагм. миш.} \rightarrow \text{Обл. фрагм. пуч.}}{\text{Количество } \Lambda^0 \text{ в Обл. фрагм. пуч.}} \times \text{Поляризация } \Lambda^0 \text{ в Обл. фрагм. миш.}$$

и составила $2,2 \cdot 10^{-2}$. Влияние этого эффекта на общую поляризацию отсутствует, так как угловое распределение “мигрирующих” частиц изотропно.

5.3 Неопределённость условий отбора.

Кроме ошибок, связанных с неточностью измерений кинематических величин, существует также неопределённость и при отборе “полезных” событий. Дело в том, что накладываемые ограничения на события V^0 и нейтринные взаимодействия выбираются скорее из качественных соображений, нежели из строгих количественных соотношений. Поэтому, чтобы убедиться в стабильность результатов при изменении этих условий, варьировались критерии

Таблица 5.2: Суммарные систематические ошибки для трёх компонент вектора поляризации $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ событиях заряженного тока.

Источники		$\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС			
систематических ошибок		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}	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$5,7 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$
	$ст$	$7,2 \cdot 10^{-3}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$
	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		$9,1 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$6,5 \cdot 10^{-2}$	$8,6 \cdot 10^{-2}$

отбора в следующих пределах²: p_T^{int} от 0,01 до 0,03 ГэВ, p_T^{dirv} от 0,09 до 0,115 ГэВ, $ст$ от 40 до 64 см (примерно 5 $ст$ и 8 $ст$ табличных значений из PDG соотв.), отклонение от табличного значения инвариантной массы (этот критерий применялся только для $\bar{\Lambda}^0$) m_{inv} от 0,020 до 0,040 ГэВ. Максимальное отклонение поляризации внутри этих интервалов приписывалось систематической неопределённости, связанной с отбором событий (см. таблицы 5.1, 5.2 и 5.3). Влиянием же изменения эффективного объема детектора на результаты измерений (при этом эффективный объём изменялся в пределах: $|X, Y| < 110$ см и $50 < Z < 395$ см) можно пренебречь.

Аналогичным образом изучалась поляризация Λ^0 в зависимости от критерия, накладываемого на набор $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействий заряженного тока при отделении фоновых событий нейтрального тока. За статистическую ошибку, как и в предыдущем случае, принималось наибольшее отклонение результатов, при варьировании свободного параметра в неравенстве (3.3.19), в пределах от 0,5 до 0,9. Соответствующий результат приведен в таблице 5.3.

Используя набор симулированных событий Монте Карло при анализе реальных данных, следует принимать во внимание тот факт, что в программе моделирования не заложена прецессия спина частиц, летящих в магнитном поле детектора NOMAD, т.к. программа моделирования была написана для основной цели эксперимента - нейтринных осцилляций, где прецессия спина в магнитном поле не играет никакой роли. После соответствующих вычислений (см. приложение В) было найдено, что угол поворота спина Λ^0 -гиперонов составляет в

²Внутри этих интервалов статистика меняется на 2-6%.

Таблица 5.3: Суммарные систематические ошибки для трёх компонент вектора поляризации Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ событиях заряженного тока.

Источники систематических ошибок		Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ СС			
		P_x	P_y	P_z	$ \mathbf{P} $
Реконструкция энергии $\bar{\nu}$		$4,9 \cdot 10^{-2}$	$7,4 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$7,6 \cdot 10^{-2}$
Коррекция фоновых событий		$3,0 \cdot 10^{-3}$	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$	$5,7 \cdot 10^{-3}$
Вариация критериев отбора	p_T^{dirv}	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$
	p_T^{int}	$6,4 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$
	$c\tau$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$
События NC		$5,5 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$7,6 \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^{-2}$
Прецессия спина		$4,6 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$9,3 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$
Суммарная ошибка		$1,0 \cdot 10^{-1}$	$9,5 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$

среднем $\sim 1,7^\circ$, а возникающие при этом ошибки на поляризацию приведены в таблицах 5.1, 5.2 и 5.3.

Окончательные систематические ошибки измерения компонент вектора поляризации приведены в последних строках таблиц 5.1, 5.2 и 5.3, и их численное значение эквивалентно квадратному корню из суммы квадратов всех вышеперечисленных ошибок³.

В таблице 5.4 приведены суммарные систематические ошибки для различных кинематических областей.

5.4 Результаты в различных системах координат

Дополнительной проверкой правильности вычислений может послужить сравнение абсолютного значения вектора поляризации, полученного в “J” системе, с результатами в других системах, определяемых следующим образом:

- “P” система:

$$\mathbf{n}_x = \mathbf{P}_{V^0}, \quad \mathbf{n}_y = \frac{\mathbf{n}_x \times \mathbf{P}_W}{|\mathbf{n}_x \times \mathbf{P}_W|}, \quad \mathbf{n}_z = \mathbf{n}_x \times \mathbf{n}_y;$$

- “ν” система (заметим, что для неё можно пренебречь ошибкой определения энергии

³Пренебрегая корреляцией между вариацией условий и корректировкой фоновых событий.

приходящего нейтрино, избавляя нас, таким образом, от этой неопределённости):

$$\mathbf{n}_x = \mathbf{P}_\nu, \quad \mathbf{n}_y = \frac{\mathbf{n}_x \times \mathbf{P}_N}{|\mathbf{n}_x \times \mathbf{P}_N|}, \quad \mathbf{n}_z = \mathbf{n}_x \times \mathbf{n}_y.$$

Из результатов, полученных для этих систем (см. таблицу 5.5) видно, что существующая корреляция между направлением W -бозона и нейтринным пучком (“J”(“P”) и “ ν ” системы имеют, в среднем, одну и ту же ось y), позволяет перейти из одной системы в другую путём простого поворота относительно оси Oy (см. рис. 5.1).

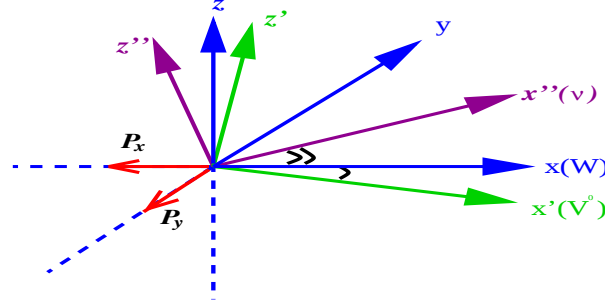


Рис. 5.1: Относительная ориентация трёх систем координат (“J”, “ ν ”, “P”).

5.5 Влияние на результат способа разбиения гистограмм.

При малой статистике, например, в $\bar{\nu}_\mu$ СС может оказаться важным количество бинов, на которое разбивается угловое распределение. Было исследовано изменение поляризации в зависимости от числа бинов, и обнаружено, что влиянием этого эффекта на поляризацию можно пренебречь (см. рис. 5.2).

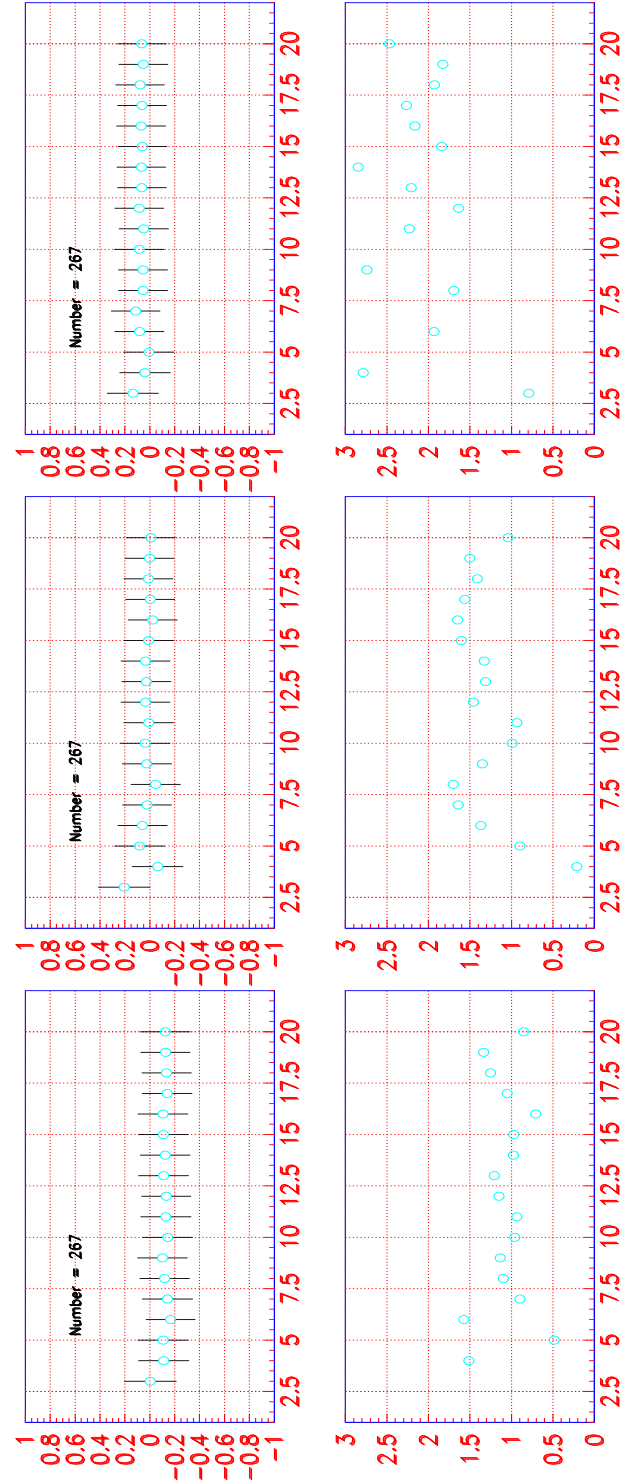


Рис. 5.2: (Вверху, слева направо) Значение поляризации в зависимости от числа разбиения гистограммы в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях для осей x, y, z соотв. (Внизу) Величины χ^2 для каждого вычисления.

Таблица 5.4: Суммарные систематические ошибки в различных кинематических областях для трёх компонент вектора поляризации $\Lambda^0(\bar{\Lambda}^0)$ -гиперонов в $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ взаимодействиях заряженного тока.

Кинематическая область	Λ^0 в ν_μ СС				Δp^*
	P_x	P_y	P_z	$ \mathbf{P} $	
$x_F < 0$	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$
$x_F > 0$	$3.2 \cdot 10^{-2}$	$4.8 \cdot 10^{-2}$	$6.7 \cdot 10^{-2}$	$4.2 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
$p_T^2 < 0.06$	$5.8 \cdot 10^{-2}$	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$4.1 \cdot 10^{-2}$	$5.7 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-2}$
$0.06 < p_T^2 < 0.144$	$5.4 \cdot 10^{-2}$	$3.1 \cdot 10^{-2}$	$6.5 \cdot 10^{-2}$	$4.9 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
$0.144 < p_T^2 < 0.264$	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$6.5 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$6,1 \cdot 10^{-3}$
$0.264 < p_T^2 < 0.486$	$5.1 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$5.8 \cdot 10^{-2}$	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
$p_T^2 > 0.486$	$3.2 \cdot 10^{-2}$	$3.3 \cdot 10^{-2}$	$6.8 \cdot 10^{-2}$	$3.6 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$
$z < 0.42$ ($x_F > 0$)	$3.5 \cdot 10^{-2}$	$6.5 \cdot 10^{-2}$	$8.8 \cdot 10^{-2}$	$4.6 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$
$z > 0.42$ ($x_F > 0$)	$2.3 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-1}$	$4.6 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$
$y_B < 0.47$ ($x_F > 0$)	$1.9 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-1}$	$8.3 \cdot 10^{-2}$	$9.7 \cdot 10^{-2}$	$6,9 \cdot 10^{-4}$
$y_B > 0.47$ ($x_F > 0$)	$4.2 \cdot 10^{-2}$	$4.6 \cdot 10^{-2}$	$5.0 \cdot 10^{-2}$	$4.6 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$
Кинематическая область	$\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС				Δp^*
	P_x	P_y	P_z	$ \mathbf{P} $	
$x_F < 0$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
$x_F > 0$	$7,5 \cdot 10^{-2}$	$5,2 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
$p_T^2 < 0,10$	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$2,6 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$7,5 \cdot 10^{-2}$
$0,10 < p_T^2 < 0,31$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$5,4 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$
$p_T^2 > 0,31$	$5,7 \cdot 10^{-2}$	$8,4 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$5,3 \cdot 10^{-2}$
Кинематическая область	Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ СС				Δp^*
	P_x	P_y	P_z	$ \mathbf{P} $	
$x_F < 0$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$6,9 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$8,8 \cdot 10^{-3}$
$x_F > 0$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$3,2 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$2,6 \cdot 10^{-1}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$
$p_T^2 < 0,10$	$2,3 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$3,5 \cdot 10^{-1}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$
$0,10 < p_T^2 < 0,31$	$8,3 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
$p_T^2 > 0,31$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$9,6 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$

* Изменение чистоты набора в данной кинематической области.

Таблица 5.5: Поляризация Λ и $\bar{\Lambda}$ гиперонов в различных системах отсчёта, с использованием нескольких методов расчёта энергии нейтрино (указаны только статистические ошибки).

Система отсчёта	Λ в ν_μ CC			
	P_x	P_y	P_z	$ P_{\text{tot}} $
“J” система	-0.15 ± 0.03	-0.22 ± 0.03	-0.04 ± 0.03	0.27 ± 0.03
“J [†] ” система	-0.15 ± 0.03	-0.21 ± 0.03	-0.06 ± 0.03	0.27 ± 0.03
“J [*] ” система	-0.15 ± 0.03	-0.21 ± 0.03	-0.05 ± 0.03	0.27 ± 0.03
“P” система	-0.17 ± 0.03	-0.22 ± 0.03	0.08 ± 0.03	0.29 ± 0.03
“P [†] ” система	-0.17 ± 0.03	-0.21 ± 0.03	0.07 ± 0.03	0.28 ± 0.03
“P [*] ” система	-0.17 ± 0.03	-0.21 ± 0.03	0.07 ± 0.03	0.28 ± 0.03
“ ν ” система	-0.10 ± 0.03	-0.05 ± 0.03	-0.02 ± 0.03	0.12 ± 0.03

Система отсчёта	$\bar{\Lambda}$ в ν_μ CC			
	P_x	P_y	P_z	$ P_{\text{tot}} $
“J” система	-0.07 ± 0.12	0.08 ± 0.13	0.11 ± 0.13	0.15 ± 0.13
“J [†] ” система	-0.09 ± 0.12	0.01 ± 0.12	0.13 ± 0.13	0.16 ± 0.13
“J [*] ” система	-0.09 ± 0.12	0.01 ± 0.12	0.12 ± 0.12	0.16 ± 0.12
“P [*] ” система	0.03 ± 0.12	0.01 ± 0.12	0.20 ± 0.12	0.20 ± 0.12
“ ν^* ” система	0.12 ± 0.12	0.09 ± 0.12	-0.10 ± 0.12	0.18 ± 0.12

Система отсчёта	Λ в $\bar{\nu}_\mu$ CC			
	P_x	P_y	P_z	$ P_{\text{tot}} $
“J” система	-0.12 ± 0.16	0.14 ± 0.16	0.06 ± 0.16	0.19 ± 0.16
“J [†] ” система	-0.07 ± 0.16	0.08 ± 0.16	-0.06 ± 0.17	0.12 ± 0.16
“J [*] ” система	-0.06 ± 0.16	0.13 ± 0.15	-0.07 ± 0.15	0.16 ± 0.15
“P [*] ” система	0.01 ± 0.17	0.13 ± 0.15	-0.05 ± 0.15	0.14 ± 0.15
“ ν^* ” система	0.06 ± 0.16	-0.06 ± 0.14	-0.22 ± 0.16	0.24 ± 0.16

Глава VI

Результаты измерения поляризации.

В этой главе даны результаты измерения поляризации $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ гиперонов в ν_μ взаимодействиях заряженного тока и Λ^0 гиперонов в $\bar{\nu}_\mu$ СС взаимодействиях. Помимо общего результата, исследованы значения компонент вектора поляризации в зависимости от различных кинематических переменных, в разных областях взаимодействия, позволяя, тем самым, выяснить механизм возникновения поляризации у Λ^0 -гиперонов.

6.1 $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ -гипероны в $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ взаимодействиях заряженного тока.

В таблице 6.1 приведены результаты измерений поляризации Λ^0 в различных кинематических областях, которые подбирались таким образом, чтобы обнаружить эффект её максимального увеличения (переменные Q^2 , W^2), а также проверить различные модели, объясняющие возникновение и способы передачи поляризации (переменные x_F , p_T^2).

Стоит отметить, что наличие поляризации при малых W^2 и отсутствие её при малых можно объяснить тем, при таких энергиях Λ^0 образуются прямо из поляризованной $s\bar{s}$ пары и ud остатка (см. 1.3.В), когда при больших W^2 доля этих Λ^0 -гиперонов падает, тем самым, уменьшая общую поляризацию.

Зависимость от переменной x_{Bj} изучалась с целью выяснения вклада рассеяния нейтри-

Таблица 6.1: Поляризация Λ^0 -гиперонов в ν_μ событиях заряженного тока (только статистические ошибки).

Кинематическая область	Количество Событий	Поляризация Λ^0		
		P_x	P_y	P_z
полный набор	8137	-0.16 ± 0.03	-0.22 ± 0.03	-0.04 ± 0.03
$x_F < 0$	5646	-0.21 ± 0.04	-0.27 ± 0.04	-0.08 ± 0.04
$x_F > 0$	2491	-0.10 ± 0.06	-0.10 ± 0.06	0.01 ± 0.06
$x_{Bj} < 0.2$	3535	-0.15 ± 0.05	-0.17 ± 0.05	-0.11 ± 0.05
$x_{Bj} > 0.2$	4602	-0.16 ± 0.04	-0.26 ± 0.04	0.00 ± 0.05
$W^2 < 15 \text{ ГэВ}^2$	2770	-0.34 ± 0.06	-0.24 ± 0.06	-0.08 ± 0.06
$W^2 > 15 \text{ ГэВ}^2$	5367	-0.06 ± 0.04	-0.21 ± 0.04	-0.03 ± 0.04
$Q^2 < 5 \text{ ГэВ}^2$	3454	-0.21 ± 0.05	-0.20 ± 0.05	-0.08 ± 0.05
$Q^2 > 5 \text{ ГэВ}^2$	4683	-0.11 ± 0.04	-0.24 ± 0.04	-0.01 ± 0.04
$P_T^2 < 0.06$	1640	-0.27 ± 0.08	-0.02 ± 0.08	-0.07 ± 0.08
$0.06 < P_T^2 < 0.144$	1732	-0.36 ± 0.07	-0.19 ± 0.07	-0.01 ± 0.07
$0.144 < P_T^2 < 0.264$	1672	0.01 ± 0.07	-0.30 ± 0.07	0.02 ± 0.07
$0.264 < P_T^2 < 0.486$	1755	0.00 ± 0.07	-0.31 ± 0.06	-0.05 ± 0.07
$P_T^2 > 0.486$	1338	-0.24 ± 0.08	-0.24 ± 0.08	-0.11 ± 0.08

но на морских кварках в поляризацию Λ^0 (см. также рис. 6.3). Результаты, приведённые в таблице 6.1, говорят об отсутствии этого эффекта.

На рис. 6.1 изображена зависимость поперечной поляризации Λ^0 в зависимости от p_T^2 , качественно повторяющей результаты, полученные из экспериментов по неполяризованным адрон-адронным столкновениям. Не менее интересно и поведение продольной компоненты, которая (см. таблицу 6.1) максимальна по модулю при низких p_T^2 , а когда поперечная выходит на плато, она становится исчезающе малой и затем снова увеличивается при больших p_T^2 .

Отдельно, в области фрагментации пучка рассматривалась зависимость поляризации от переменных $y_B = \nu/E$ - доля первоначальной энергии лептона, уносимой адронами и $z = E_{lab}(V^0)/E_{lab}$ (все адроны) - относительная энергия, уносимая Λ^0 в лабораторной системе (см. таблицу 6.2)¹. Эти результаты позволяют напрямую измерять поляризационные функции фрагментации с теми же ошибками, что и поляризацию. Действительно, при $y_B \rightarrow 1$,

¹ Систематическая неопределенность, связанная с эффектом перетекания событий из области фрагментации мишени в область фрагментации пучка ниже статистических ошибок.

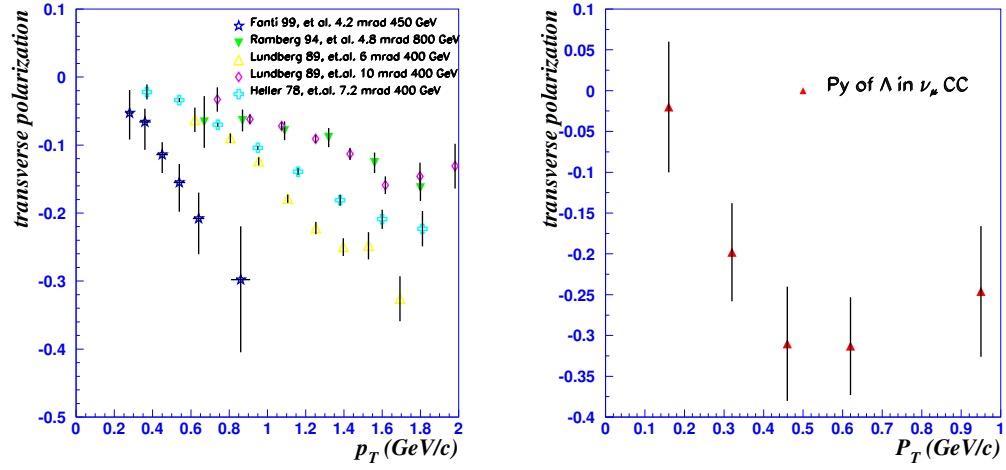


Рис. 6.1: Зависимость поперечной поляризации Λ^0 , полученной в адрон-адронных столкновениях (слева) и в эксперименте NOMAD (справа).

для выражения (1.3.75) получим: $\frac{\Delta \hat{u}_\Lambda(z, Q^2)}{\hat{u}_\Lambda(z, Q^2)} \approx 0.1$, что может говорить о наличии некоторой положительной корреляции между поляризацией фрагментировавшего u -кварка и поляризацией Λ^0 -гиперона (см. также табл. 1.3).

Таблица 6.2: Поляризация Λ^0 -гиперонов в ν_μ событиях заряженного тока в области фрагментации пучка (только статистические ошибки).

Кинематическая область	Количество событий	Среднее Значение z	Поляризация Λ^0		
			P_x	P_y	P_z
$z < 0,42$	1221	0,30	$-0,16 \pm 0,08$	$-0,03 \pm 0,09$	$0,06 \pm 0,09$
$z > 0,42$	1258	0,57	$-0,01 \pm 0,08$	$-0,17 \pm 0,09$	$-0,03 \pm 0,09$
$y_{Bj} < 0,47$	1228	0,49	$-0,07 \pm 0,08$	$-0,13 \pm 0,09$	$-0,13 \pm 0,09$
$y_{Bj} > 0,47$	1251	0,39	$-0,10 \pm 0,08$	$-0,07 \pm 0,09$	$0,15 \pm 0,09$

Результаты измерения поляризации $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ СС представлены в таблице 6.3. Результаты измерения поляризации Λ^0 , рождающихся в $\bar{\nu}_\mu$ СС взаимодействиях, приведены в таблице 6.4.

В случае с $\bar{\Lambda}^0$ следует обратить внимание на наличие положительной продольной поляризации в области фрагментации мишени.

Также наблюдается обратное изменение поляризации в зависимости от W^2 , по сравнению с Λ^0 (ср. с табл. 6.1).

Таблица 6.3: Поляризация $\bar{\Lambda}^0$ -гиперонов в ν_μ событиях заряженного тока (только статистические ошибки).

Кинематическая область	Количество событий	Поляризация $\bar{\Lambda}^0$		
		P_x	P_y	P_z
полный набор	649	-0.07 ± 0.12	0.09 ± 0.13	0.10 ± 0.13
$x_F < 0$	248	0.23 ± 0.20	0.04 ± 0.20	-0.08 ± 0.21
$x_F > 0$	401	-0.23 ± 0.15	0.10 ± 0.17	0.25 ± 0.16
$x_{Bj} < 0.2$	331	-0.12 ± 0.17	0.08 ± 0.18	0.01 ± 0.17
$x_{Bj} > 0.2$	318	-0.03 ± 0.17	0.10 ± 0.18	0.20 ± 0.19
$W^2 < 30 \text{ ГэВ}^2$	202	0.16 ± 0.24	0.44 ± 0.25	0.05 ± 0.26
$W^2 > 30 \text{ ГэВ}^2$	447	-0.15 ± 0.14	-0.03 ± 0.15	0.14 ± 0.15
$Q^2 < 5 \text{ ГэВ}^2$	161	-0.35 ± 0.25	-0.07 ± 0.26	0.34 ± 0.27
$Q^2 > 5 \text{ ГэВ}^2$	488	0.02 ± 0.14	0.13 ± 0.15	0.02 ± 0.15
$P_T^2 < 0.10$	220	0.72 ± 0.21	-0.20 ± 0.25	0.10 ± 0.25
$0.10 < P_T^2 < 0.31$	211	-0.59 ± 0.20	0.31 ± 0.21	-0.10 ± 0.22
$P_T^2 > 0.31$	218	-0.33 ± 0.19	0.09 ± 0.20	0.28 ± 0.21

Из 345 событий (с наложенным условием на нейтральный ток), 172 относится к специальному антинейтринному сеансу, проводившемуся в течение двух недель в 1998 году, а остальные являются фоновыми в ν_μ взаимодействиях. К сожалению, наблюдается заметное расхождение в поляризации для событий из этого сеанса и обычным режимом (нейтринный пучок), что может усложнить интерпретацию данных по поляризации в случае $\bar{\nu}_\mu$ СС взаимодействий.

Таблица 6.4: Поляризация Λ^0 -гиперонов в $\bar{\nu}_\mu$ событиях заряженного тока (только статистические ошибки).

Кинематическая область	Количество событий	Поляризация Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$		
		P_x	P_y	P_z
полный набор	331	-0.13 ± 0.17	0.12 ± 0.16	0.09 ± 0.17
$\bar{\nu}$ сеанс	161	0.08 ± 0.23	0.34 ± 0.23	-0.06 ± 0.24
ν сеанс	170	-0.35 ± 0.24	-0.09 ± 0.23	0.23 ± 0.23
$x_F < 0$	236	-0.10 ± 0.20	0.05 ± 0.18	0.07 ± 0.19
$x_F > 0$	95	-0.19 ± 0.29	0.29 ± 0.34	0.15 ± 0.33
$x_{Bj} < 0.2$	156	0.10 ± 0.22	0.12 ± 0.23	0.18 ± 0.24
$x_{Bj} > 0.2$	175	-0.40 ± 0.24	0.13 ± 0.23	0.01 ± 0.23
$W^2 < 15 \text{ ГэВ}^2$	172	-0.37 ± 0.23	0.36 ± 0.24	0.26 ± 0.24
$W^2 > 15 \text{ ГэВ}^2$	159	0.13 ± 0.23	-0.02 ± 0.22	-0.12 ± 0.24
$Q^2 < 5 \text{ ГэВ}^2$	185	-0.20 ± 0.21	-0.01 ± 0.22	0.26 ± 0.23
$Q^2 > 5 \text{ ГэВ}^2$	146	-0.01 ± 0.27	0.25 ± 0.24	-0.10 ± 0.25
$P_T^2 < 0.10$	109	-0.35 ± 0.31	-0.15 ± 0.30	0.00 ± 0.30
$0.10 < P_T^2 < 0.31$	116	0.11 ± 0.27	0.43 ± 0.25	0.16 ± 0.28
$P_T^2 > 0.31$	106	-0.21 ± 0.28	0.00 ± 0.28	0.12 ± 0.29

6.2 Поляризация K_S^0 мезонов в $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ взаимодействиях заряженного тока.

В таблицах 6.5 и 6.6 представлены результаты измерения поляризации K_S^0 , рождающихся в ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях заряженного тока.

Из табл. 6.5 видно, что поляризация у K_S^0 мезонов в ν_μ СС, во всех исследуемых кинематических диапазонах, как и предполагается, отсутствует.

Таблица 6.5: “Поляризация” K_S^0 в ν_μ взаимодействиях заряженного тока (только статистические ошибки).

Кинематическая область	Количество событий	“Поляризация” K_S^0		
		P_x	P_y	P_z
полный набор	15074	-0.04 ± 0.02	-0.02 ± 0.01	-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
$x_{Bj} < 0.2$	7575	-0.05 ± 0.02	-0.02 ± 0.02	0.00 ± 0.02
$x_{Bj} > 0.2$	7499	-0.04 ± 0.02	-0.01 ± 0.02	-0.04 ± 0.02
$W^2 < 15 \text{ ГэВ}^2$	2787	-0.05 ± 0.04	0.01 ± 0.04	0.03 ± 0.04
$W^2 > 15 \text{ ГэВ}^2$	12287	-0.04 ± 0.02	-0.02 ± 0.02	-0.03 ± 0.02
$Q^2 < 5 \text{ ГэВ}^2$	5350	-0.05 ± 0.03	-0.04 ± 0.02	0.00 ± 0.03
$Q^2 > 5 \text{ ГэВ}^2$	9724	-0.04 ± 0.02	-0.00 ± 0.02	-0.03 ± 0.02
$P_T^2 < 0.06$	3316	-0.03 ± 0.04	-0.02 ± 0.03	-0.07 ± 0.04
$0.06 < P_T^2 < 0.144$	3323	-0.01 ± 0.03	-0.10 ± 0.03	0.01 ± 0.03
$0.144 < P_T^2 < 0.264$	2955	-0.08 ± 0.03	0.01 ± 0.03	0.02 ± 0.04
$0.264 < P_T^2 < 0.486$	2813	-0.06 ± 0.03	0.01 ± 0.03	-0.02 ± 0.04
$P_T^2 > 0.486$	2667	-0.01 ± 0.04	0.02 ± 0.03	-0.04 ± 0.04

Во взаимодействиях же $\bar{\nu}_\mu$ СС, наблюдается некоторое, иногда заметное, отклонение поляризации от нулевого значения. Подобные отклонения могут быть вызваны, как уже упоминалось при обсуждении систематических ошибок, неверным заданием выходов пионов и каонов в адронных реакциях, приводящем к несоответствию энергетического спектра антинейтринов Монте Карло и реальных данных. Также могут вызвать некоторые разногласия и условия проведения антинейтринного сеанса по сравнению с обычным, нейтринным².

Таблица 6.6: “Поляризация” K_S^0 в $\bar{\nu}_\mu$ событиях заряженного тока (только статистические ошибки).

Кинематическая область	Количество событий	“Поляризация” K_S^0		
		P_x	P_y	P_z
полный набор	882	-0.01 ± 0.07	0.02 ± 0.06	0.04 ± 0.07
$\bar{\nu}$ сеанс	373	0.16 ± 0.10	-0.09 ± 0.09	0.11 ± 0.11
ν сеанс	509	-0.12 ± 0.09	0.11 ± 0.08	-0.01 ± 0.10
$x_F < 0$	134	-0.19 ± 0.17	-0.11 ± 0.14	-0.31 ± 0.20
$x_F > 0$	748	0.02 ± 0.07	0.05 ± 0.07	0.10 ± 0.08
$x_{Bj} < 0.2$	543	0.05 ± 0.08	0.05 ± 0.07	0.06 ± 0.09
$x_{Bj} > 0.2$	339	-0.12 ± 0.11	-0.03 ± 0.11	0.00 ± 0.12
$W^2 < 15 \text{ ГэВ}^2$	243	0.03 ± 0.13	0.16 ± 0.14	0.28 ± 0.15
$W^2 > 15 \text{ ГэВ}^2$	639	-0.03 ± 0.08	-0.01 ± 0.07	-0.04 ± 0.08
$Q^2 < 5 \text{ ГэВ}^2$	505	0.07 ± 0.08	0.01 ± 0.08	0.17 ± 0.10
$Q^2 > 5 \text{ ГэВ}^2$	377	-0.14 ± 0.11	0.01 ± 0.10	-0.10 ± 0.11
$P_T^2 < 0.10$	279	0.07 ± 0.13	-0.09 ± 0.12	0.06 ± 0.13
$0.10 < P_T^2 < 0.31$	308	0.01 ± 0.11	0.02 ± 0.10	0.06 ± 0.12
$P_T^2 > 0.31$	295	-0.08 ± 0.11	0.13 ± 0.10	0.13 ± 0.12

²Напомним, что большая доля статистики $\bar{\nu}_\mu$ СС взаимодействий обеспечивалась именно этим дополнительным сеансом.

6.3 Обсуждение результатов.

Усиление поляризации в области фрагментации мишени отражает факт существования в нуклоне отрицательно поляризованных, относительно его спина, $s\bar{s}$ пар (см. Рис. 6.2). Тем не менее, эта интерпретация не может являться однозначной, пока не будет принят во внимание вклад от Λ^0 , образовавшихся в результате распада тяжелых барионов, который зависит от их выходов и спинового состава.

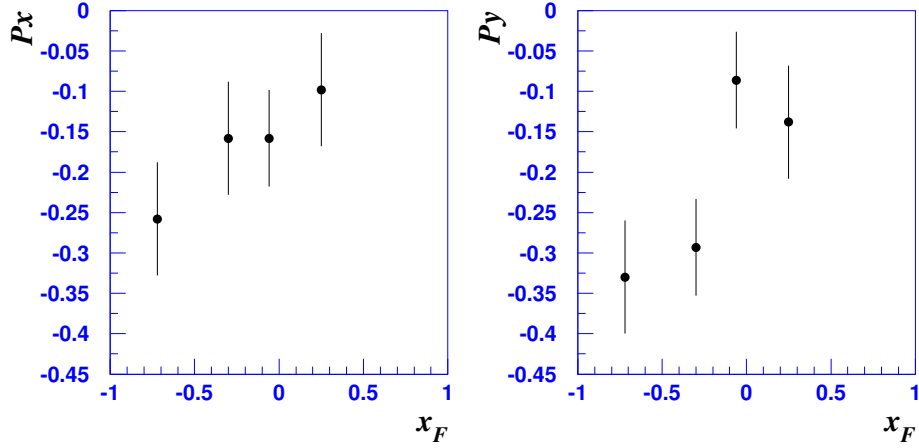


Рис. 6.2: Зависимость продольной (*слева*) и поперечной (*справа*) поляризации Λ^0 -гиперонов от x_F .

Однако, также в пользу образования Λ^0 в области фрагментации мишени из $s\bar{s}$ и остатка ud , может говорить тот факт, что взаимодействия, где присутствуют Λ^0 -гипероны, происходят на валентных кварках.

Если вкладом от морских кварков пренебречь, то из сечений³

$$\begin{aligned}\frac{d^2\sigma^\nu}{dx dy} &\sim [q(x) + (1-y)^2\bar{q}(x)] \\ \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} &\sim [\bar{q}(x) + (1-y)^2q(x)]\end{aligned}$$

можно получить для $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ :

$$\langle y_{Bj} \rangle_{\nu q} = \frac{\int_0^1 y dy}{\int_0^1 dy} = \frac{1}{2}.$$

Аналогично для Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ будет:

$$\langle y_{Bj} \rangle_{\bar{\nu} q} = \frac{\int_0^1 y(1-y)^2 dy}{\int_0^1 (1-y)^2 dy} = \frac{1}{4}.$$

³ см., например, [17].

Отсутствие вклада морских кварков для Λ^0 в ν_μ отчётливо показывает распределение на рис. 6.3. Для Λ^0 в $\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\Lambda}^0$ в ν_μ , тем не менее, есть отклонение от $1/4$ и $1/2$ соответственно, что обусловлено множителем $(1 - y)^2$ в доминирующих кварковых распределениях.

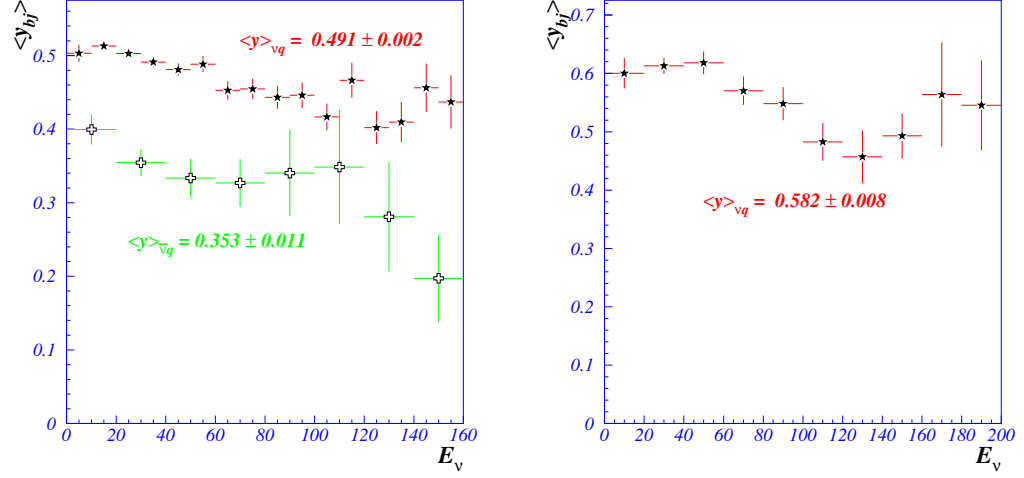


Рис. 6.3: Зависимость $\langle y_{Bj} \rangle$ от энергии налетающего *нейтрино*(*антинейтрино*) для Λ^0 (*слева*) и $\bar{\Lambda}^0$ (*справа*) соответственно.

Тем не менее, стоит учесть, что в рассмотрение не были взяты резонансы и другие тяжёлые барионы, распадающиеся на Λ^0 : $\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda^0 \pi$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$ и $\Xi \rightarrow \Lambda^0 \pi$. Пока не существует адекватной теоретической модели, дающей предсказания поляризации Λ^0 -гиперонов, учитывая как прямое рождение, так и образование из распадов более тяжёлых барионов и резонансов.

Принимая во внимание вышесказанные опасения, можно попытаться качественно описать зависимость продольной поляризации от p^T для Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов. Основная тенденция увеличения продольной поляризации $\bar{\Lambda}^0$ и одновременное уменьшение её у Λ^0 наталкивают на мысль об их образовании из поляризованной $s\bar{s}$ пары (см. рис. 6.4, слева).

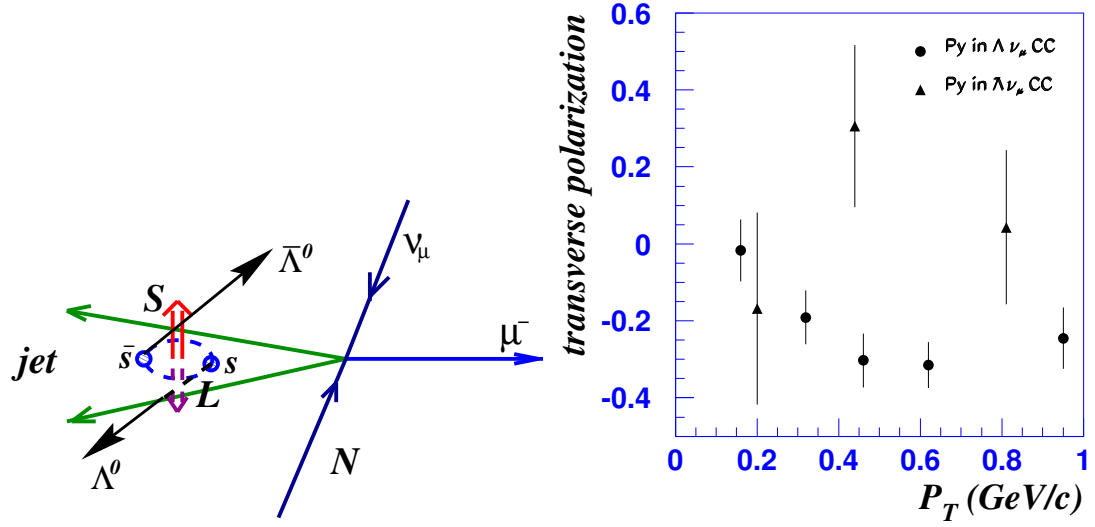


Рис. 6.4: (Слева) Качественное объяснение рождения пары ($\Lambda^0, \bar{\Lambda}^0$) в глубоко неупругих взаимодействиях.

(Справа) Зависимость поперечной поляризации от p_T для Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$.

Глава VII

Заключение.

Используя огромную статистику нейтринных взаимодействий в эксперименте NOMAD и хорошие характеристики по реконструкции треков и определению основных параметров взаимодействий, появилась реальная возможность осуществить поиск поляризации Λ -гиперонов в глубоконеупругих ν_μ взаимодействиях.

На основе уже существующих программ реконструкции V^0 треков и идентификации нейтральных частиц, было выполнено полномасштабное исследование поляризации странных нейтральных частиц. Первоначально выполненные в пакете **PAW** программы вычисления поляризации частиц и некоторые способы проверки (распределения по некоторым кинематическим переменным и т.п.), были затем, с оригинальной разработкой метода вычисления поляризации, заново написаны на языке программирования **FORTRAN 77**. Причём, были реализованы как новый, пространственный метод, так и одномерный, идентичный методу пакета **MINUIT**, для определения соответствия между обоими способами.

После получения устойчивых результатов поляризации, были исследованы различные систематические неточности, которые могли бы послужить искажению полученных результатов. Для этого программа поиска поляризации была существенно расширена, после чего она была постепенно унифицирована для лучшей расширяемости при обнаружении новых интересных переменных, критериях и т.п. Для чтения данных с помощью пакета **HBOOK** и визуализации полученных результатов в **PAW** был организован простейший интерфейс обмена данными через файловую систему.

В процессе исследования систематических погрешностей были также разработаны методы оценки вкладов фоновых событий и точности восстановления поляризации.

Далее, получив мощный и надёжный вычислительный инструмент, была проведена работа

по исследованию теоретических моделей и предсказаний на их основе. В результате, были несколько упорядочены области применимости этих моделей, и в сотрудничестве с некоторыми из авторов, удалось приблизить предсказания к интересующей области нейтринных взаимодействий. Также были проведены собственные вычисления и получены соответствующие предсказания, изменяющие или дополняющие уже существующие в рамках предложенных моделей. Были проделаны попытки по усовершенствованию моделей в области фрагментации тока, которые имели ограниченный успех.

На последнем этапе были приложены большие усилия по улучшению методов идентификации частиц для обеспечения большей статистики событий. “Дальней” целью этого является разработка современного объектно-ориентированного программного обеспечения, которое могло быть использовано не только в NOMAD, но и в других экспериментах, и при исследовании в других областях физики высоких энергий. Для этой цели на языке программирования C++ были “объекты” - элементы нейронных сетей, позволяющие, например, оптимальным образом разделять области пространства в зависимости от накладываемых условий. Предварительно были осуществлены однослойные схемы с обычными персептронами, а также персептронами высоких порядков. Первые полученные данные, однако, были менее удовлетворительными, нежели те, которые хотелось улучшить. В дальнейшем планируется построить многослойные сети, способные решать требуемые задачи.

Я хотел бы выразить огромную признательность Наумову Д.В. за неоценимую помощь в работе над многими этапами проделанной работы, без которой бы эта работа не смогла увидеть свет. Также хотелось поблагодарить Чуканова А.В. за сотрудничество, которое привело к созданию удобной методики вычислений в системе FORTRAN, позволившее проводить исследования по многим направлениям в поляризации Λ -гиперонов. Также хотелось выразить благодарность Попову Б.А., непосредственно участвовавшему в создании программ реконструкции треков в NOMAD, благодаря чему появилась возможность исследования поляризации. Хотелось бы высказать слова благодарности в адрес Бунятова С.А. и Попова Б.А. за ту поддержку, которую они оказали на всех этапах исследований, и за ценные советы и замечания, оказавших большое влияние на появление тех или иных методов анализа и способов интерпретации данных; а также Ефремову А.В. за ценные замечания и советы и помощь при разборе некоторых теоретических вопросов.

Хотелось бы поблагодарить всех членов отдела НЭОФЭЧ, оказавших посильную помощь во всех возникающих вопросах и трудностях на нелёгком пути физического исследования и при написании своей первой научной работы.

Приложение А

Измерение энергии нейтрино

Для построения “ J ” и “ P ” систем, в которых мы ищем поляризацию Λ^0 , импульс W -бозона определяется по формуле:

$$\mathbf{P}_W = \mathbf{P}_\nu - \mathbf{P}_l,$$

где $\mathbf{P}_l$ импульс мюона, измеряемый по кривизне траектории в магнитном поле детектора NOMAD, $\mathbf{P}_\nu$ импульс нейтрино, направленный вдоль оси z и численно равный (в системе $c = \hbar = 1$) её энергии, вычисляемой по полной выделившейся энергии в адронном и электромагнитном калориметрах.

Эта процедура осуществляется следующим образом: из-за невозможности определения типа частицы все треки считаются за пионы или каоны, после чего, сравнивая выделившуюся энергию с табличными значениями, определяют энергию самой частицы, при этом никак не учитывая нейтральные и непроконвертировавшие γ -кванты, что ведет к дополнительным ошибкам при измерении поляризации.

Чтобы хоть как-то учесть эти недостатки, был предложен метод построения недостающего импульса, основанный на том, что суммарный поперечный импульс адронной струи и мюона, относительно направления нейтрино, должен равняться нулю. При этом делается предположение о том, что он лежит вдоль этой оси (см. рис. 1.1):

$$\mathbf{P}_\mu \cdot \sin \gamma = -(\mathbf{P}_H + \mathbf{P}_N) \cdot \sin \theta, \quad (\text{A.1})$$

где $\mathbf{P}_\mu$ и $\mathbf{P}_H$ импульсы мюона и адронной струи, а $\mathbf{P}_N$ недостающий импульс.

Из закона сохранения импульса получаем:

$$E_\nu = |\mathbf{P}_\nu| = |\mathbf{P}_\mu| \cdot \cos \gamma + (|\mathbf{P}_H| + |\mathbf{P}_N|) \cdot \cos \theta, \quad (\text{A.2})$$

где E_ν и $\mathbf{P}_\nu$ энергия и импульс нейтрино.

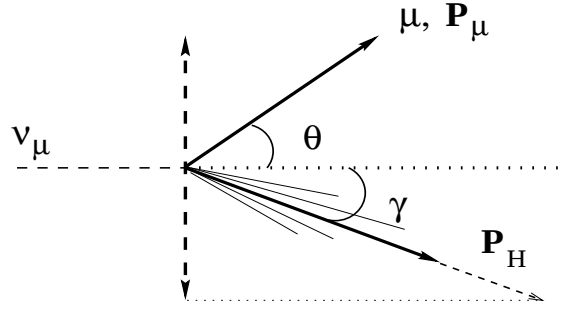


Рис. 1.1: Простроение недостающего импульса в нейтринном взаимодействии.

Из уравнений (A.1) и (A.2) получаем выражение для энергии нейтрино:

$$E_\nu = |\mathbf{P}_\mu| \cdot \frac{\sin(\gamma + \theta)}{\sin \gamma}, \quad (\text{A.3})$$

то есть, для её определения требуется знать лишь импульс мюона и два угла, которые легко вычисляются.

Для дополнительной проверки также использовался метод двойного угла [13], в котором энергия нейтрино определялась следующим образом (см. рис. 1.1):

$$E_\nu = E_\mu \frac{\sin \gamma + \sin \theta + \sin(\gamma + \theta)}{2 \sin \gamma}. \quad (\text{A.4})$$

Основной недостаток последних двух методов заключается в том, что недостающий импульс может не совпадать с осью адронной струи.

На рис. 1.2 изображена относительная ошибка восстановления энергии нейтрино для всех трёх методов.

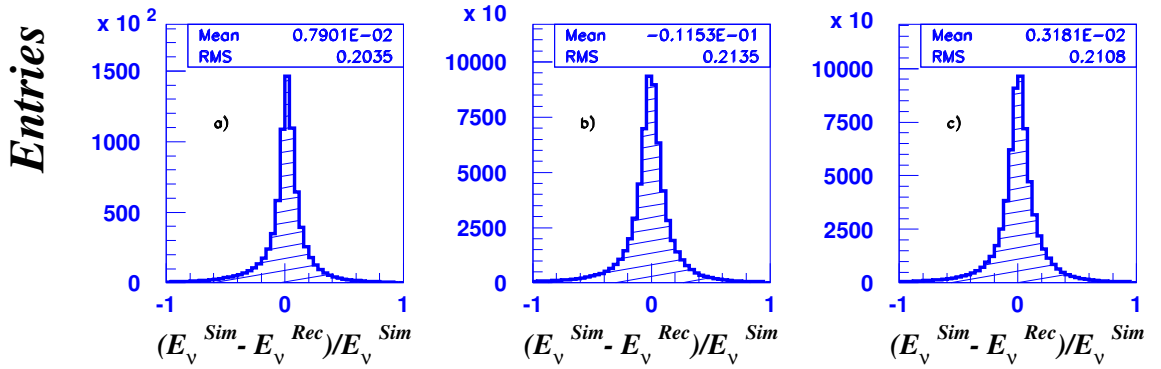


Рис. 1.2: Относительная ошибка восстановления энергии нейтрино для трёх различных способов её вычисления: а) по полной видимой энергии, б) построение недостающего импульса, в) метод двойного угла.

Приложение В

Прецессия спина в магнитном поле

Пусть ξ - единичный вектор, направленный вдоль спина частицы в системе ее покоя. В лабораторной системе, где 4-х импульс частицы равен $P^\mu = (E, \mathbf{P})$, ее спин описывается 4-х вектором $a^\mu = (a^0, \mathbf{a})$, который записывается через ξ посредством преобразований Лоренца в следующем виде:

$$a^0 = \frac{\mathbf{P} \cdot \xi}{m}, \quad \mathbf{a} = \xi + \frac{\mathbf{P} (\mathbf{P} \cdot \xi)}{m (E + m)}, \quad a^2 = \xi^2 + \frac{(\mathbf{P} \cdot \xi)^2}{m^2}.$$

Прецессия спина частицы с магнитным моментом μ в поле $\mathbf{B}$, в системе ее покоя дается следующим выражением:

$$\frac{d\xi}{dt} = 2\mu [\xi \times \mathbf{B}] + \frac{2\mu E}{E + m} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) [\mathbf{v} \times \xi]. \quad (\text{B.1})$$

Для частиц, проходящих в магнитном поле расстояние d за время t , важно рассмотреть два случая:

- если скорость $\mathbf{v}$ перпендикулярна полю $\mathbf{B}$, то спин частицы вращается на угол, равный:

$$\theta_{\perp} = 2 \mu B t = 0.183 \frac{\mu}{\mu_N} B [\text{T}] \frac{E [\text{ГэВ}]}{P [\text{ГэВ}/c]} \frac{d [\text{см}]}{1} \text{ (град)}$$

- если же скорость $\mathbf{v}$ параллельна полю $\mathbf{B}$, то спин вращается на угол, равный:

$$\theta_{\parallel} = 2 \mu B t m / E = 0.183 \frac{\mu}{\mu_N} B [\text{T}] \frac{m [\text{ГэВ}/c^2]}{P [\text{ГэВ}/c]} \frac{d [\text{см}]}{1} \text{ (град)}$$

Для Λ^0 -гиперонов, летящих в магнитном поле детектора NOMAD ($B = 0.4$ Т, $\mu = -0.613 \mu_N$, $d = c\tau = 7.89$ см), средний угол поворота составляет

$$\theta_{\perp} = 1,7 \text{ град}, \quad \theta_{\parallel} = 0,5 \text{ град}.$$

На рис. 2.1 изображены распределения по углу поворота для реальных данных и событий Монте Карло. Учитывая тот факт, что частицы в основном летят перпендикулярно магнитному полю, а также малость самого угла прецессии вдоль поля, поворотом на угол $\theta_{\parallel}$ можно пренебречь. Поэтому, в систематические ошибки включается только изменение поляризации при повороте спина в результате прецессии на $\theta_{\perp} = 1,7$ градусов.

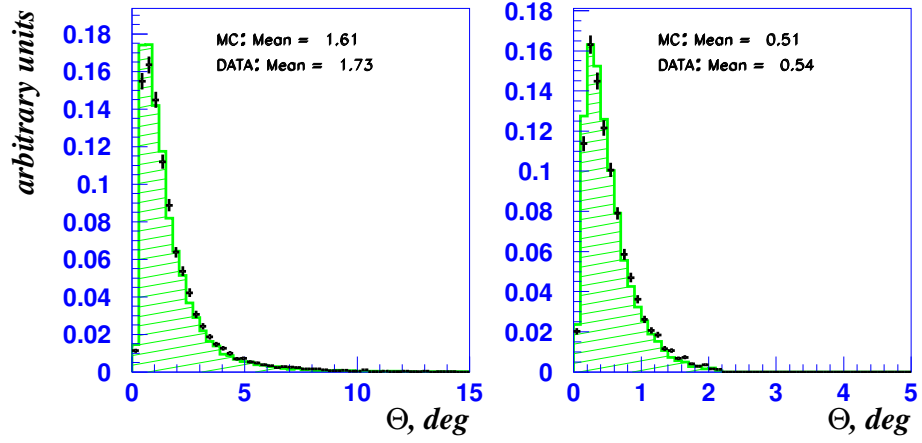


Рис. 2.1: Распределение по углам $\theta_{\perp}$ (слева) и $\theta_{\parallel}$ (справа) поворота спина Λ^0 -гиперонов в эксперименте NOMAD.

Литература

- [1] J. Ellis, R.L. Jaffe *Phys. Rev. D* **9** 1444 (1974)
J. Ellis, R.L. Jaffe *Phys. Rev. D* **10** 1669 (1974)
- [2] M. Anselmino, A.V. Efremov, E. Leader “The theory and phenomenology of polarized deep inelastic scattering” *Physics reports* **V.261** (1 & 2) 1-124 (1995)
- [3] J. Ellis, M. Karliner *Phys. Lett. B* **313** , 131 (1993)
J. Ellis, M. Karliner *Phys. Lett. B* **341** , 397 (1995)
- [4] S.A. Larin, F.V. Tkachev, J.A.M. Vermaseren *Phys. Rev. Lett.* **66**, 862 (1991)
S.A. Larin, J.A.M. Vermaseren *Phys. Lett. B* **259**, 345 (1991)
A.L. Kataev, V. Starshenko, *Mod. Phys. Lett. A* **10**, 235 (1995)
- [5] S.A. Larin *Phys. Lett. B* **334**, 192 (1994)
A.L. Kataev *Phys. Rev. D* **50**, R5469 (1994)
- [6] T. Gehrmann, R.G. Roberts, M.R. Whalley “A compilation of structure functions in deep inelastic scattering” *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **25** A1-A157 (1999)
- [7] J. Ellis, M. Karliner “The strange spin of the nucleon” *hep-ph/9601280* (1995)
R.L. Jaffe “Spin, twist and hadron structure in deep inelastic processes” *hep-ph/9602236* (1995)
- [8] R.L. Jaffe “Polarized Lambdas in the Current Fragmentation Region” *Phys. Rev. D* **54** R6581-R6585 (1996)
- [9] G.T. Jones et al. *Z. Phys.* **C27** (1985) 43
M.R. Adams et al. *Z. Phys.* **C61** (1994) 539
P.D. Acton et al. *Z. Phys.* **C65** (1995) 586
M. Derrick et al. *Z. Phys.* **C68** (1995) 29
S. Aid et al. *Nucl. Phys.* **B480** (1995) 3

- [10] Б.А. Попов “Поиск нейтринных $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ осцилляций по каналу распада $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ в эксперименте NOMAD (CERN)” *Université Denis Diderot (Paris VII), май 1998*
- [11] S.A. Bunyatov, Y.P. Merekov, D.V. Naumov, B.A. Popov “Measurement of the polarization of Λ hyperons produced inclusively in ν_μ CC interactions in the NOMAD experiment” *NOMAD internal note #1999-017*
- [12] A.V. Chukanov, **D.V. Kustov**, D.V. Naumov, B.A. Popov “Measurements of $\Lambda(\bar{\Lambda})$ Polarization in the NOMAD Experiment” *NOMAD internal note #2000-001*
- [13] F.F. Wilson, F.V. Weber, “Comparison of kinematic reconstruction variables” *NOMAD internal note #1996-030*
- [14] C.Lachaud, Ph.D. thesis, *Université Denis Diderot (Paris VII), April 2000*
- [15] “Handbook of Neural Computation” *IOP publishing*
- [16] H. Yoon, J.-H. Oh “Learning of higher-order perceptrons with tunable complexities.” *J. Phys. A: Math. Gen.* **31** (1998) 7771-7784
- [17] Ф.Клоуз “Введение в кварки и партоны.” “*Mup*” *М.: 1982*