РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им Б.П. Константинова

На правах рукописи

Нарышкин Юрий Германович

УДК 539.126.6

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ Λ^0- ГИПЕРОНОВ ПРИ ГЛУБОКО-НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ПОЗИТРОНОВ НА НУКЛОНАХ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ "ГЕРМЕС"

01.04.16-физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:
доктор физ.-мат. наук
С.Л. Белостоцкий,
кандидат физ.-мат. наук
О.Г. Гребенюк

Гатчина, 2001

Введение

1. Глубоко-неупругое рассеяние позитронов на нуклонах

Исследования спиновой структуры нуклонов, а также процессов фрагментации кварков в адроны, относятся к наиболее актуальным задачам в физике элементарных частиц. Интерес к изучению спиновой структуры нуклона возник в связи с проблемой "спинового кризиса". В настоящее время проведено большое количество экспериментов, посвященных исследованию структуры нуклонов, в то же время процессы фрагментации кварков в адроны являются недостаточно хорошо изученными. Структуру нуклонов изучают в реакциях глубоко-неупругого рассеяния. Исследование процессов фрагментации проводится в экспериментах по глубоко-неупругому рассеянию, e^+e^--аннигиляции и в адрон-адронных взаимодействиях. В каждом из упомянутых выше экспериментов процессы фрагментации имеют свои особенности. Для формирования полной картины фрагментации кварков в адроны необходимо знать результаты таких исследований во всех трех типах экспериментов. К настоящему времени накоплено большое количество экспериментальных данных по фрагментации кварков в адроны в e^+e^--аннигиляции и адрон-адронных взаимодействиях. В то же время, подобных данных, полученных при ГНР лептонов на нуклонах, для анализа процессов фрагментации имеется недостаточно.

Реакции глубоко-неупругого рассеяния заряженных лептонов на нуклонах. Глубоко-неупругим рассеянием (ГНР) называют такие процессы, при которых квадрат переданного четырех-импульса от лептона к нуклону велик [1]. В первом порядке теории возмущений квантовой электродинамики процессы ГНР заряженных лептонов описываются как обмен виртуальным фотоном (рис. 1), при этом, виртуальный фотон взаимодействует с составляющими нуклон кварками, делая тем самым процессы ГНР важным инструментом для изучения структуры нуклонов. Считается, что фотон поглощается кварком, кварк получает энергию, после чего начинается процесс фрагментации кварка в адроны. Таким образом, ГНР состоит из двух подпроцессов: рассеяние лептона на кварке и последующей фрагментация кварка, и эти два процесса факторизованы. Процесс фрагментации не может быть рассчитан методами (теории возмущений) КХД и его описание происходит с использованием феноменологических

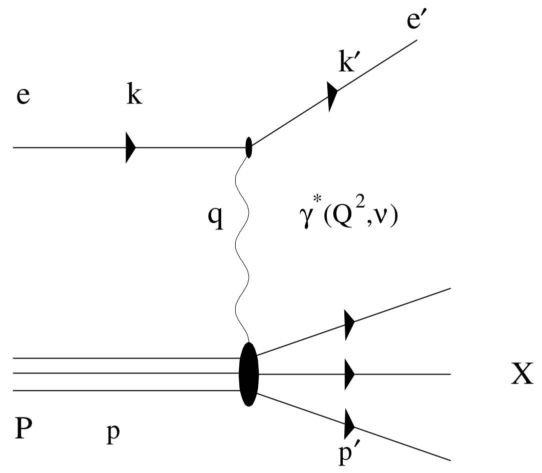

Рис. 1: Диаграмма процесса глубоко-неупругого рассеяния.

моделей.

В инклюзивных реакциях регистрируется только рассеянный позитрон:

$$l + N \to l^{'} + X, \tag{1}$$

где l - начальный (пучковый) лептон, рассеивающийся на нуклоне N, $l^{'}$ - рассеянный лептон, X - конечные адронные состояния, образующиеся в результате фрагментации кварков.

Введем следующие обозначения (рис. 1): $k = (E, \vec{k})$ - четырех -импульс налетающего лептона, $k^{'} = (E^{'}, \vec{k}^{'})$ - четырех -импульс рассеянного лептона, θ - угол рассеяния лептона в лабораторной системе, P - четырех -импульс нуклона-мишени, M - его масса, и $q = k - k^{'}$ - четырех -импульс виртуального фотона (γ^*). Процесс инклюзивного ГНР лептонов на нуклонах определяется через переменные, описанные в табл. 1. При фиксированной энергии пучка E кинематику ГНР неполяризованных частиц полностью можно описать набором из двух переменных.

Процессы ГНР описываются в рамках **кварк-партонной модели. Кварк-партонная модель** - это модель, основанная на предположении, что кварки являются точечными безмассовыми составляющими нуклона [2]. В пределе больших Q^2 (т.е. при $Q^2 \to \infty$) время взаимодействия виртуального фотона с нуклоном мало и длина волны виртуального фотона становится сравнительно меньше внутриядерных расстояний (расстояний между кварками-партонами),

Таблица 1: Переменные, описывающие процесс глубоко-неупругого рассеяния.

$Q^2 = -q^2 = -(k - k^{'})^2$	Квадрат 4^x-импульса виртуального фотона взятый со знаком минус.
$\nu = \frac{qP}{M} = E - E^{'}$	Энергия виртуального фотона γ^*.
$x = \frac{Q^2}{2M\nu}$	Относительная доля импульса нуклона, которую имеет партон.
$y = \frac{qP}{kP} = \frac{\nu}{E}$	Относительная доля энергии электрона переданная нуклону.
$W^2 = (q + P)^2$	Квадрат инвариантной массы системы (γ^*, N)

следовательно, межпартонными взаимодействиями можно пренебречь и рассматривать кварки как "квазисвободные" объекты. В кварк-партонной модели вводятся функции распределения кварков по импульсам $q_f(x, Q^2)$, где f - аромат кварка. Эти функции имеют смысл вероятности обнаружить в нуклоне кварк q_f с относительной долей импульса нуклона x (в системе бесконечного импульса): $p_q = x \cdot P$. Экспериментально измеряемую пару переменных $(E^{'}, \theta)$ обычно конвертируют в пару (x, Q^2) или (ν, Q^2), которые можно интерпретировать в рамках кварк-партонной модели.

Процессы рождения адронов изучают в полуинклюзивных реакциях, в которых, помимо глубоко-неупруго рассеянного лептона $l^{'}$, также регистрируется и образовавшийся адрон h:

$$l + N \to l^{'} + h + X. \tag{2}$$

Кинематику рождения адронов удобно рассматривать в системе центра масс виртуального фотона γ^* и нуклона мишени N (рис. 2), дополнив набор упомяну-

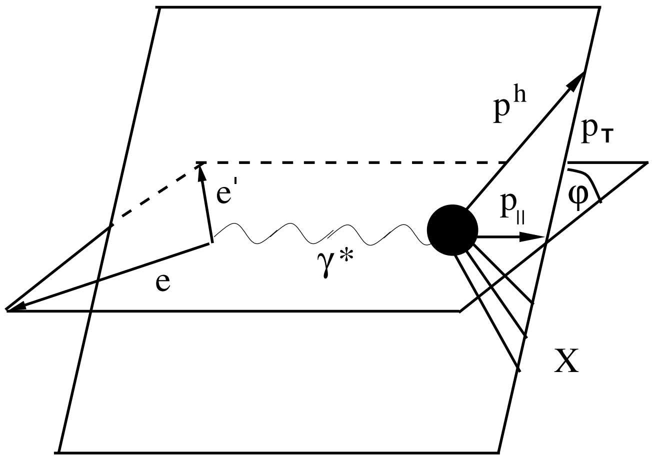

Рис. 2: Определение переменных ϕ и p_T^2, характеризующих полуинклюзивные реакции, в системе (γ^*, p).

тых уже кинематических переменных следующими: p_T - поперечный импульс образовавшегося адрона, ϕ азимутальный угол (угол между плоскостью рассеяния и плоскостью реакции) и $z = \frac{E_h}{\nu}$ - доля переданной нуклону энергии, которую имеет адрон, т.е. отношение энергии адрона (в лабораторной системе) к энергии виртуального фотона.

Таким образом, полуинклюзивные реакции описываются с помощью набора из пяти независимых переменных: Q^2, x, z, p_T и ϕ. Часто, в дополнение к этим переменным, вводят еще переменную: $x_f = \frac{p_{\|}}{p_{\text{макс.}}}$, т.е. отношение продольной компоненты $p_{\|}$ импульса адрона в системе (γ^*, p) к его максимально возможному значению $p_{\text{макс.}}$. Например, максимально возможный импульс Λ^0-частицы получается в том случае, когда в процессе фрагментации образуются только Λ^0-гиперон и K-мезон. Практическая польза этой переменной будет пояснена несколько позднее.

Сечение инклюзивного процесса (2) в приближении однофотонного обмена записывается в виде:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{Q^4}\frac{E'}{E}L_{\mu\nu}W^{\mu\nu}, \tag{3}$$

где $L_{\mu\nu}$ - лептонный тензор и $W_{\mu\nu}$ - адронный тензор, $d\Omega$ телесный угол рассеянного лептона и α -константа электромагнитного взаимодействия, а по индексам μ и ν подразумевается суммирование. Лептонный тензор $L_{\mu\nu}$ вычисляется методами квантовой электродинамики и при усреднении по возможным спиновым состояниям записывается как:

$$L_{\mu\nu} = 2[k_\mu k_\nu^{'} + k_\nu k_\mu^{'}] - Q^2 g_{\mu\nu}, \tag{4}$$

где k_μ, k_ν, $k_\nu^{'}$, $k_\mu^{'}$ - компоненты-четырех импульса пучкового и рассеянного лептонов, а $g_{\mu\nu}$ -метрический тензор. Адронный тензор $W_{\mu\nu}$ не может быть вычислен прямо, так как он описывает внутреннюю структуру нуклона и включает все возможные конечные состояния. Его наиболее общая форма:

$$\begin{gathered} W^{\mu\nu} = W_1(Q^2,\nu)(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}) \\ +W_2(Q^2,\nu)\frac{1}{M^2}(p^\mu - \frac{p\cdot q}{q^2}q^\mu)(p^\nu - \frac{p\cdot q}{q^2}q^\nu), \end{gathered} \tag{5}$$

где $W_1(Q^2,\nu)$ и $W_2(Q^2,\nu)$ - структурные функции. Таким образом, сечение (3) записывается в виде:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE^{'}} = \frac{4\alpha E^{'2}}{Q^4}[2W_1(\nu,Q^2)sin^2\frac{\theta}{2} + W_2(\nu,Q^2)cos^2\frac{\theta}{2}]. \tag{6}$$

Вводя структурные функции:

$$F_1(x,Q^2) = MW_1(Q^2,\nu),$$
$$F_2(x,Q^2) = \nu W_2(Q^2,\nu),$$

инклюзивное сечение рассеяния неполяризованных частиц можно записать в виде:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}[F_1(Q^2,x)\cdot y^2 + \frac{F_2(x,Q^2)}{x}\cdot(1 - y - \frac{Mxy}{2E})]. \tag{7}$$

Полуинклюзивные процессы

Как уже говорилось, процессы рождения адронов (полуинклюзивные реакции) описываются набором из пяти переменных. Дифференциальное сечение, как функция переменных y, x, z, p_T^2 и ϕ, записывается в виде [3]:

$$\frac{d\sigma}{dxdzdydp_T^2d\phi} = \frac{4\pi\alpha^2 ME}{Q^4}[xy^2\mathcal{H}_1 + (1-y)\mathcal{H}_2 +$$
$$\frac{|p_T|}{Q}(2-y)\sqrt{1-y}\ cos(\phi)\mathcal{H}_3 + \frac{p_T^2}{Q^2}(1-y)cos(2\phi)\mathcal{H}_4], \qquad (8)$$

где: $\mathcal{H}_i(x, Q^2, z, p_T^2)$=$\mathcal{H}_1$, $\mathcal{H}_2$, $\mathcal{H}_3$ и $\mathcal{H}_4$ - структурные функции полуинклюзивного рождения адронов в процессе глубоко-неупругого рассеяния лептонов на нуклонах.

После интегрировании по ϕ и p_T^2 сечение полуинклюзивного рождения адронов (8) приводится к виду:

$$\frac{d\sigma}{dxdydz} = \frac{8\pi\alpha^2 ME}{Q^4}[xy^2 H_1(x, Q^2, z) + (1-y)H_2(x, Q^2, z)], \qquad (9)$$

где:

$$H_{1,2}(x, Q^2, z) = \frac{1}{2}\int dp_T^2 d\phi \mathcal{H}_{1,2}(x, Q^2, z, p_T^2). \qquad (10)$$

В рамках кварк-партонной модели структурные функции H_1, H_2 записываются как:

$$H_1(x, Q^2, z) = \frac{1}{2}\sum_f e_f^2 q_f(x, Q^2) D_f^h(z, Q^2), \qquad (11)$$

$$H_2(x, Q^2, z) = \sum_f e_f^2 x q_f(x, Q^2) D_f^h(z, Q^2), \qquad (12)$$

где: e_f- заряд кварка сорта f и $D_f^h(z, Q^2)$ - **функция фрагментации** этого кварка в адрон h, т.е. вероятность того, что в процессе фрагментации кварка сорта f образуется адрон h.

Следует заметить, что формула для инклюзивного сечения (7) получается из (9) после интегрирования $H_1(x, Q^2, z)$ и $H_2(x, Q^2, z)$ по z и введения структурных функций $F_1(Q^2, x)$ и $F_2(Q^2, x)$.

$$F_1(Q^2,x) = \frac{1}{2}\sum_f e_f^2 q_f(x,Q^2)(\sum_h \int D_f^h(z,Q^2)dz) =$$
$$\frac{1}{2}\sum_f e_f^2 q_f(x,Q^2), \qquad (13)$$

$$F_2(Q^2,x) = \sum_f e_f^2 x q_f(x,Q^2)(\sum_h \int D_f^h(z,Q^2)dz) =$$
$$\sum_f e_f^2 x q_f(x,Q^2), \qquad (14)$$

При $Q^2 \to \infty$ для структурных функций имеет место явление "Бьеркеновского склейлинга", т.е. их независимости от переданного импульса Q^2 [4]:

$$H_1(Q^2,x,z) = H_1(x,z). \qquad (15)$$

Структурные функций $H_1(x,z)$ и $H_2(x,z)$ связаны с помощью соотношения Каллана-Гросса [5]:

$$2xH_1(x,z) = H_2(x,z), \qquad (16)$$

которое отвечает пределу $\sigma_L/\sigma_T \to 0$, где σ_L и σ_T - сечения поглощения продольно-скалярных и поперечных фотонов, соответственно.

Окончательно, сечение рождения адрона h при ГНР (8) в рамках кварк-партонной модели, как функцию переменных Q^2, x и z, можно записать в виде:

$$\frac{d\sigma^h(Q^2,x,z)}{dQ^2dxdz} = \sum_f e_f^2 R(Q^2,y) q_f(x,Q^2) D_f^h(z,Q^2), \qquad (17)$$

где $R(Q^2,y)$ - кинематический фактор, равный

$$R(Q^2,y) = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}[1-y+y^2/2]. \qquad (18)$$

2. Фрагментация

Как уже говорилось в предыдущем параграфе, при ГНР кварк поглощает виртуальный фотон, после чего начинается процесс фрагментации этого, как говорят, выбитого кварка в адроны. Как следует из формулы для сечения рождения адронов (17), для описания спектров рождения адронов при ГНР лептонов на нуклонах нужно знать функции распределения кварков по импульсам в нуклоне и функции фрагментации. Функции распределения кварков по импульсам измеряются в экспериментах (существует много параметризаций для функции распределения, см., например, [6] [7] [8]). Функции фрагментации также измеряются в экспериментах, кроме того, существуют и теоретические предсказания для функций фрагментации, о некоторых из них будет рассказано позднее. Процессы фрагментации кварков в адроны изучаются не только при ГНР, но и в экспериментах по e^+e^- -аннигиляции и в адрон-адронных взаимодействиях. Следует заметить, что функции фрагментации кварков в адроны являются универсальными и не должны зависеть от типа реакции, в которых они изучаются. Проверка такой универсальности, в частности, была продемонстрирована в работе [9], для функций фрагментации кварков в мезоны.

Функции фрагментации

Как уже было сказано ранее, для количественного описания процессов фрагментации вводят функции фрагментации $D^h_{q_f}$, которые определяются как вероятность того, что кварк определенного сорта q_f фрагментирует в адрон h.

Для характеристики процессов рождения адронов при ГНР поляризованных частиц вводятся поляризационные (зависящие от спина) функции фрагментации, описывающие фрагментацию продольно-поляризованного кварка в продольно поляризованный адрон:

$$\Delta D^h_f(z,Q^2) = D^{h(\uparrow)}_{f(\uparrow)}(z,Q^2) - D^{h(\downarrow)}_{f(\uparrow)}(z,Q^2), \tag{19}$$

где $D^{h(\uparrow)}_{f(\uparrow)}(z,Q^2)$ $(D^{h(\downarrow)}_{f(\uparrow)}(z,Q^2))$ есть вероятности фрагментации кварка одной спиральности, в адрон, имеющий такую же (противоположную) спиральность.

Существуют определенные соотношения между поляризационными и неполяризационными функциями фрагментации, о чем будет сказано позднее.

Исследование рождения Λ^0-гиперонов

Изучение рождения Λ^0-гиперонов представляет особый интерес. Связано это с тем, что распад $\Lambda^0 \to p + \pi^+$ происходит с нарушением четности [10], при этом наблюдается большая анализирующая способность продуктов распада в системе покоя Λ^0-гиперона. Это позволяет измерять поляризацию Λ^0-гиперона и, как следствие, коэффициент передачи поляризации Λ^0-гиперону от выбитого кварка [11], [12].

Поляризационные и неполяризационные функции фрагментации связаны через коэффициент передачи спина $C_q^\Lambda(z)$:

$$\Delta D_q^\Lambda(z) = C_q^\Lambda(z) D_q^\Lambda(z), \tag{20}$$

для которого существуют различные феноменологические модели [13]. В эксперименте HERMES было проведено достаточно детальное исследование коэффициента передачи поляризации [11], [14], [12].

Токовая фрагментация и фрагментация мишени

При ГНР лептонов на нуклонах существует два типа механизмов фрагментации, в которых образуется Λ-гиперон, рис. 3: механизм "токовой" фрагментации и механизм фрагментации мишени. В первом случае Λ-гиперон образуется в результате фрагментации выбитого из нуклона кварка. В случае фрагментации мишени возможны различные варианты образования Λ-гиперонов. Например, оставшийся в нуклоне ud-дикварк подхватывает морской s - кварк и образует Λ-гиперон. Или другой вариант, когда из нуклона выбивается морской $\bar{s}$-кварк, тогда парный с ним s-кварк, вместе с ud-дикварком нуклона, образует Λ^0-гиперон. Приведенные на рис. 3 схемы на самом деле условные, так как оба механизма образования Λ^0-гиперонов достаточно сложны.

При высоких энергиях взаимодействующих частиц, адроны, образовавшиеся в результате токовой фрагментации и фрагментации мишени, достаточно хорошо разделяются с помощью переменной x_f. При этом, в случае токовой фрагментации $x_f > 0$, т.е. Λ^0-гиперон движется в том же направлении, что и выбитый кварк(в системе(γ^*, p)). Для механизма фрагментации мишени $x_f < 0$ и Λ^0-гиперон имеет импульс, направленный в сторону, противоположную направлению выбитого кварка. При не очень больших энергиях разделить эти два механизма сложнее, хотя и существуют модельные предположения об областях их доминирования. Как следует из результатов Монте-Карло моделирования,

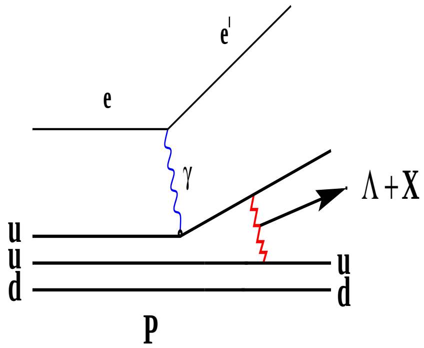

Рис. 3: Схематическое пояснение механизмов образования Λ^0-гиперона: слева - токовая фрагментация, справа - фрагментация мишени.

Λ^0-гиперон в основном образуется при фрагментации мишени (вклад этого процесса составляет 75%).

Обзор теоретических работ

В настоящее время для описания процессов фрагментации существуют разные модели (обзор наиболее распространенных моделей приводится в книге [15]), при этом общепринятой является струнная модель.

Расчеты А.Б .Кайдалова и О.И Пискуновой [16], [17], [18], а также Ю.М.Шабельского [19], [20] сделаны в рамках кварк - глюонной струнной модели для адрон-адронных взаимодействий (например pp взаимодействия). Такие процессы идут с небольшой передачей импульса от первичных адронов вторичным (т.е. являются "мягкими" процессами) [21], [22]. Механизмы фрагментации в этих процессах еще сложнее, чем при ГНР и в e^+e^--аннигиляции, так как рассматриваются взаимодействия двух сложных кварковых систем. Результаты проведенных расчетов хорошо описывают экспериментальные данные по адрон-адронным взаимодействиям.

Еще один теоретический анализ для описания процессов рождения барионов был сделан M.Nzar [23] и основывался на кварк-дикварковой модели структуры нуклона и Λ^0-гиперона. В этой работе были получены функции фрагментации кварков в Λ^0- гиперон и протон, причем полученная функция фрагментации u-кварка в протон находится в хорошем согласии с экспериментальными данными коллаборации EMC. Кроме того, в этой работе сделаны расчеты для Q^2 эволюции функций фрагментации.

Теоретический анализ процессов фрагментации кварков в Λ^0- и $\bar{\Lambda}^0$- гипероны, а также расчеты для Q^2-эволюции функций фрагментации при e^+e^--аннигиляции был проделан группой теоретиков в CERN [24].

Монте-Карло моделирование процессов фрагментации

Одной из наиболее используемых программ, для Монте-Карло моделирования процессов фрагментации, является программа JETSET [25], разработанная в университете г.Лунд, Швеция. В этой программе реализуется несколько моделей фрагментации: модель независимой фрагментации, кластерная модель и струнная модель. Наиболее используемой является струнная модель.

Струнную модель вкратце можно пояснить на примере e^+e^- -аннигиляции. Образованные в результате e^+e^- -аннигиляции кварк и антикварк двигаются в противоположных направлениях. По причине конфайнмента, чем больше расстояния между кварками, тем больше силы цветного поля их удерживающие. Считается, что между кварком и антикварком натягивается струна. Чем дальше кварки удаляются друг от друга, тем больше напряженность цветового поля в струне. При определенных условиях струна разрывается с образованием кварк-антикварковых пар $q\bar{q}$, причем при заданном начальном кварке q_0 пара новых кварков рождается с такими значениями ароматов $q_1\bar{q}_1$ чтобы была возможность сформировать мезон $q_0\bar{q}_1$. Оставшийся q_1- кварк может образовать мезон с кварком $\bar{q}_2$ от следующей пары. Таким образом, на начальной стадии задаются как вероятности рождения кварк-антикварковых пар $u\bar{u}$ $d\bar{d}$ $s\bar{s}$, так и относительные вероятности того, что данная пара кварков $q_{i-1}\bar{q}_i$ образует мезон. В JETSET эти два процесса факторизованы, т.е. сначала рождается пара $q_i\bar{q}_i$ без условия на формирование определенного физического состояния, а затем комбинация кварков $q_{i-1}\bar{q}_i$ формирует мезон с вероятностью единица. Этот процесс продолжается до тех пор, пока энергия в месте разрыва струны не будет превышать $2m_q$, где m_q- масса кварка, то есть когда новая кварк-антикварковая пара не сможет появиться из-за недостатка энергии. В программе задаются вероятности рождения пар кварков разных сортов uu, dd, ss и более тяжелых.

Механизм образования барионов в этой схеме отличается тем, что q_i может представлять собой антидикварк, и струна формируется между этим антидикварком и кварком.

В программе существует возможность выбора функции фрагментации струны, но наиболее используемой является Лундовская симметричная функция фрагментации:

$$F(z) \propto z^{-1}(1-z)^a exp(-bm_\perp^2/z), \tag{21}$$

где $m_\perp^2 = m^2 + p_T^2$ -"поперечная" масса адрона (p_T^2-его поперечный импульс), а a и b- параметры, подобранные экспериментально.

Следует заметить, что именно струнная модель вместе с Лундовской симметричной функцией фрагментации использовалась при Монте-Карло расчетах, проводимых в данной работе.

Экспериментальное получение функций фрагментации

В экспериментах функции фрагментации извлекают с помощью дифференциальной множественности $n(z)$, которая определяется как число адронов dN^h, рожденных в определенном интервале dz, деленное на размер интервала dz и нормированное на полное число глубоко-неупруго рассеянных позитронов N_e:

$$n_h(z) = \frac{1}{N_e}\frac{dN^h(z)}{dz}, \tag{22}$$

В то же время, согласно кварк-партонной модели, $n_h(z)$ можно выразить через полное сечение ГНР позитронов на нуклонах и сечение рождения адронов в процессах ГНР:

$$n_h(z) = \frac{\sum_f e_f^2 \int R(Q^2,y) q_f(x,Q^2) D_f^h(z,Q^2) dx dQ^2}{\sum_{f'} e_{f'}^2 \int R(Q^2,y) q_{f'}(x,Q^2) dx dQ^2} \tag{23}$$

или, введя обозначение:

$$\omega_f = \frac{e_f^2 \int R(Q^2,y) q_f(x,Q^2) dx dQ^2}{\sum_{f'} e_{f'}^2 \int R(Q^2,y) q_{f'}(x,Q^2) dx dQ^2}, \tag{24}$$

где ω_f имеет смысл вероятности того, что глубоко-неупругое рассеяние произойдет на кварке сорта f, можно записать формулу (23), при условии усреднения по Q^2, в виде:

$$n_h(z) = \sum_f \omega_f D_f^h(z)|_{<Q^2>}. \tag{25}$$

О применении формулы (25) для получения функции фрагментации D_u^Λ и об используемых при этом модельных предположениях будет рассказано во второй главе.

3. Обзор экспериментальных данных

Процессы фрагментации изучаются в экспериментах по электрон - позитронной аннигиляции [26]-[28], глубоко-неупругому рассеянию лептонов на нуклонах [29]-[34] и в адрон-адронных взаимодействиях (подробный список ссылок на статьи, посвященные анализу данных экспериментов по адрон-адронным взаимодействиям, приведен в работе [17]). К настоящему времени имеется большое количество данных по изучению фрагментации при e^+e^- -аннигиляции и в адрон-адронных взаимодействиях, но, к сожалению, данных по фрагментации кварков в адроны в процессах ГНР имеется недостаточно. Вкратце остановимся на экспериментах, в которых исследовалось рождение странных частиц.

Один из первых экспериментов, посвященных изучению рождения странных частиц при рассеянии заряженных лептонов на нуклонах, был проведен в **Корнельском университете**, в Нью-Йорке [29]. В этом эксперименте исследовалось рождение Λ^0-гиперонов и K_s^0-мезонов при рассеянии пучка электронов с энергией $E_e = 11.5$ ГэВ на водородной мишени. Данные анализировались в кинематической области: $0.5 < Q^2 < 6$ ГэВ^2, при этом средние значения переменных были равны: $< Q^2 >= 1.45$ ГэВ^2, $< W >= 3.15$ ГэВ и $< x >= 0.14$. В этой работе были получены: $n(z)$ для K_s^0-мезонов и распределения по квадрату поперечного импульса - p_T^2 для Λ^0-гиперонов и K_s^0-мезонов, а также продемонстрирована зависимость $< p_T >$ от переменной z для K_s^0-мезонов. Следует заметить, что кинематическая область этого эксперимента находится ближе к области эксперимента HERMES, в отличие от описываемых далее экспериментов.

В коллаборации **EMC**, в CERN, [30], [35] изучалась фрагментация кварков и дикварков в адроны при ГНР мюонов с энергией $E_\mu = 280$ ГэВ на протонах. Данные анализировались в кинематических границах: $Q^2 > 4$ ГэВ^2, $20 < \nu < 260$ ГэВ, $16 < W^2 < 400$ ГэВ^2. Были получены распределения по переменным: x_f, p_T^2, W^2 и z (функция фрагментации).

Исследование рождения K_s^0-мезонов и Λ^0-гиперонов проводилось и на коллайдере HERA(с использованием встречных пучков), в коллаборации **H1** [31], [32]. Были измерены распределения по переменным x_f, p_T^2, а также распределения по другим переменным. Следует заметить, что поперечный импульс в этом эксперименте рассматривался относительно пучка. Данные анализировались в кинематической области: $10 < Q^2 < 70$, $0.0001 < x_bj < 0.001$ и $0.05 < y < 0.6$.

В эксперименте **E665** [33], который проводился в ускорительном центре **FNAL**, исследовалось рождение K^0-мезонов и Λ^0, $\bar{\Lambda}^0$ - гиперонов при ГНР мюонов с энергией $E_\mu = 490$ ГэВ на нуклонах. В этом эксперименте были получены p_T^2-распределения для разных интервалов переменной x_f, а также измерена средняя множественность и значение $< p_T^2 >$ как функции переменных x_f и W^2. Как было показано в данной работе, заметный вклад при формировании p_T^2-распределений, при энергиях этого эксперимента, вносят КХД процессы (излучение и поглощение "жестких" глюонов).

В другом эксперименте **E398** [34], также проведенном в ускорительном центре **FNAL** с использованием мюонов с импульсами $p_\mu = 225$ ГэВ/с в кинематической области: $0.4 < Q^2 < 50$ ГэВ^2 $20 < \nu < 210$ ГэВ, было получено распределение $n(z)$ (функция фрагментации).

Детальный обзор и параметризация данных экспериментов по e^+e^- - аннигиляции были сделаны в работе [24]. Следует заметить, что в этих процессах существует только механизм фрагментации выбитого кварка (так как не существует остатка мишени) и, таким образом, измеряемые функции фрагментации являются чисто токовыми (т.е. в $n(z)$ нет вклада от механизма фрагментации мишени). При получении функций фрагментации авторы использовали следующее предположение: $D_u^\Lambda = D_d^\Lambda = D_s^\Lambda = D_{\bar{u}}^\Lambda = D_{\bar{d}}^\Lambda = D_{\bar{s}}^\Lambda$. Кроме того, в силу невозможности разделения в этих экспериментах Λ^0- и $\bar{\Lambda}^0$-гиперонов полученная функция фрагментации являлась суммой: $D_u^\Lambda = D_u^\Lambda + D_u^{\bar{\Lambda}}$.

Механизмы фрагментации достаточно сложны и являются многоступенчатыми. При получении функций фрагментации из экспериментальных данных используются модельные предположения, что необходимо учитывать при сравнении функций фрагментации, полученных в разных экспериментах (об этом будет рассказано в третьей главе). При сравнении функций фрагментации, полученных при разных энергиях, следует учитывать также и Q^2-зависимость.

4. Эксперимент HERMES

Эксперимент HERMES проводится на ускорителе HERA в исследовательском центре DESY в г.Гамбурге, Германия. Идея постановки эксперимента HERMES возникла с известной проблемой "спинового кризиса". Основной задачей эксперимента является изучение инклюзивных и полуинклюзивных процессов глубоко-неупругого рассеяния поляризованных позитронов (электронов) на нуклонах [36].

Первыми важными результатами были измерения спиновых структурных функций $g^1(p)$ [37] и $g^1(n)$ [38]. Одним из наиболее существенных достижений эксперимента HERMES явилось исследование вкладов кварков разных сортов в спин протона [39]. Другими важными достижениями являются измерение вклада глюонов $\frac{\Delta G}{G}$ в спин нуклона [40], а также измерение азимутальной асимметрии фотонов, рожденных в процессе глубоко-неупругого комптоновского рассеяния виртуального фотона на нуклоне (DVCS) [41], [42]. Как уже было сказано ранее, в эксперименте HERMES изучалась и поляризация Λ^0-гиперонов [12]. В эксперименте HERMES также проводилось исследование процессов фрагментации кварков в пионы [43], [44] и K_s^0-мезоны [45].

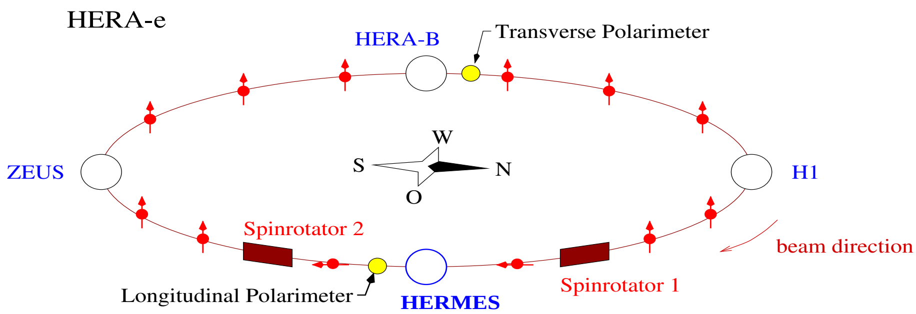

Рис. 4: Коллайдер "HERA".

Ускоритель HERA представляет собой позитрон-протонный коллайдер, рис. 4. Поляризованный позитронный пучок имеет энергию 27.5 ГэВ, протонный пучок не поляризован и его энергия - 920 ГэВ.

В эксперименте HERMES используется поляризованный позитронный пучок, который рассеивается на газообразной "фиксированной" мишени. Детектор HERMES находится в восточном зале ускорителя HERA. Детальное описание детектора HERMES дано в работе [46]. Вид сбоку детектора показан на рис. 5.

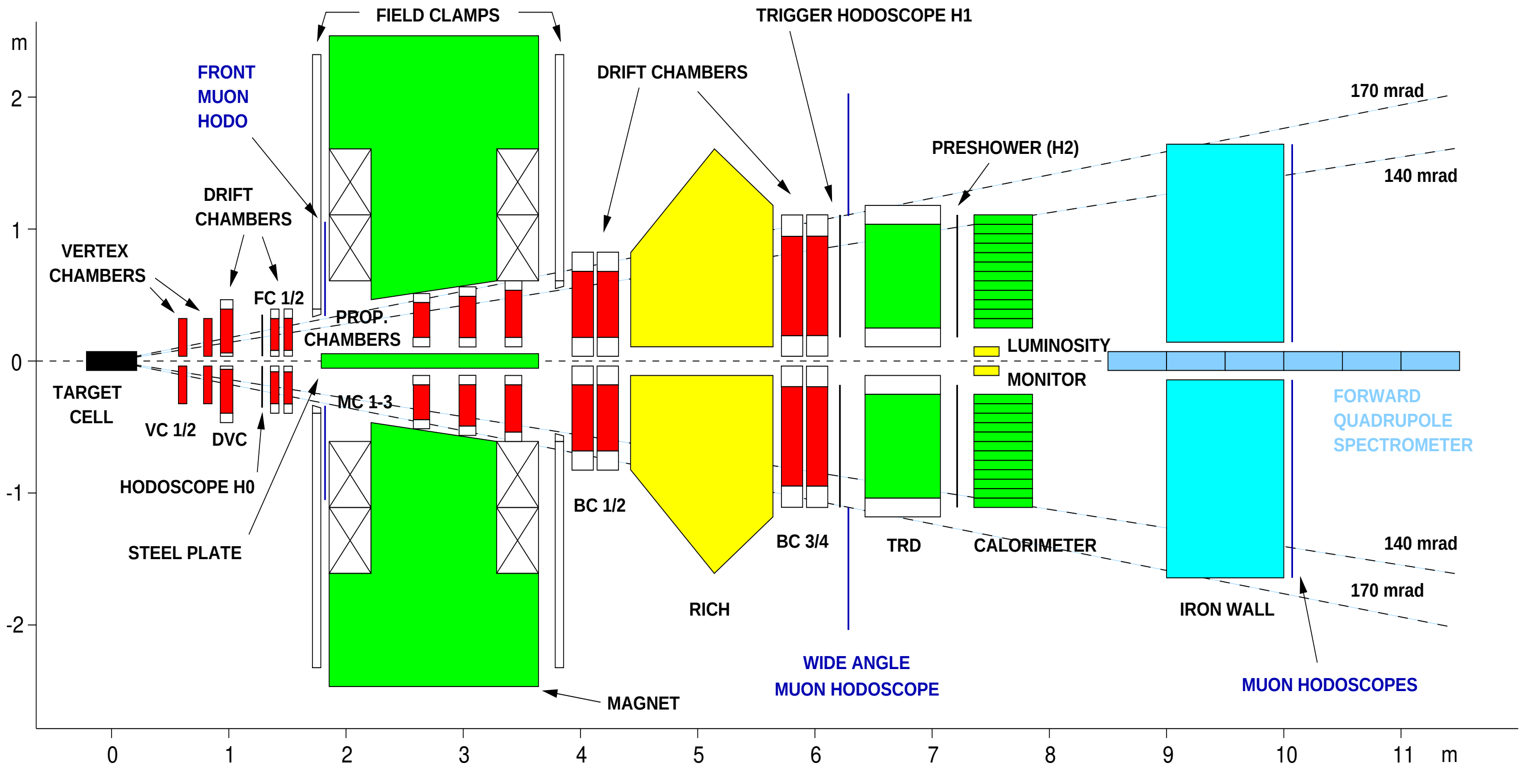

Рис. 5: Детектор HERMES, вид сбоку.

Угловой захват детектора составляет 40-140 миллирадиан в вертикальном направлении и 0 ± 170 миллирадиан в горизонтальном направлении. Так как детектор HERMES имеет ограниченный аксептанс, то это накладывает соответствующие ограничения и на кинематическую область, в которой анализируются данные. Кинематические пределы эксперимента показаны на рис. 7.

Поперечная поляризация пучка позитронов достигается благодаря эффекту Соколова-Тернова [47], после чего с помощью специальных спин-ротаторов пучок становится продольно поляризованным. Время жизни пучка подчиняется экспоненциальному закону с начальной интенсивностью (для позитронов) 25-35 миллиампер и в среднем равно 9-10 часам при условии бесперебойной работы ускорителя. Типичные размеры позитронного пучка равны: $\sigma_x = 0.31$ мм и $\sigma_y = 0.07$ мм.

Мишень. Особенностью эксперимента HERMES является то, что он проводится на коллайдере, параллельно с экспериментами H1 и ZEUS, и, в отличие от экспериментов на выведенном пучке, к мишени предъявляются особенные требования, основным из которых является то, что мишень не должна разрушать пучок, что и определяет ее основные параметры и конструкцию [48], [49].

Мишень состоит из Т-образной накопительной ячейки рис. 6, источника поляризованных атомов, системы магнитов (удерживающего магнитного поля) и поляриметра для измерения поляризации мишени. Ячейка представляет собой

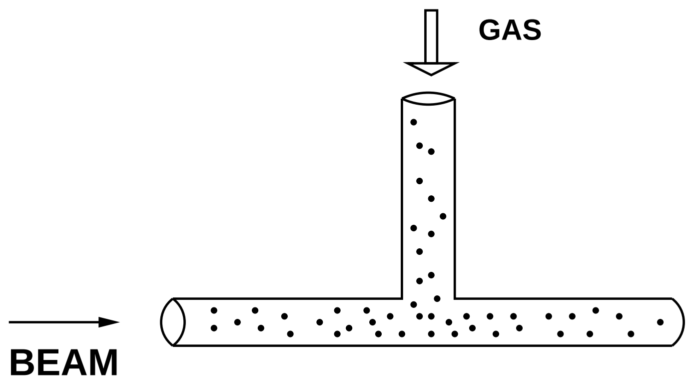

Рис. 6: Схема установки газовой ячейки на пучке.

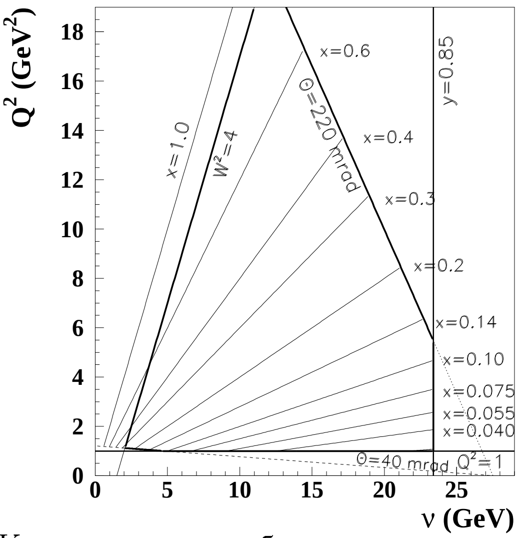

Рис. 7: Кинематическая область эксперимента HERMES.

эллиптическую трубку, с размерами 9.8 мм в высоту, 29 мм в ширину и 400 мм длинной. Ячейка изготовлена из алюминия, толщина стенок трубки равна 100 микронам. Газ подается в середину ячейки и распространяется к концам, после чего откачивается вакуумной системой. Преимуществом мишени такого типа является отсутствие окон у мишени, т.е. постороннего вещества на пути пучка. Плотность газа в неполяризованной мишени ограничена, так как большая плотность может разрушить пучок. Значение плотности для поляризованной мишени 10^{14} нуклонов/см^2 и около 10^{15} нуклонов/см^2 для не поляризованной мишени. Распределение плотности газа в мишени имеет треугольный вид, то есть мишень имеет максимальную плотность в середине (в месте, где подается газ) и плавно спадает к краям. Для увеличения плотности мишени, стенки мишени охлаждаются (это достигается за счет уменьшения скорости атомов газа мишени). Для того, чтобы избежать влияния синхротронного излучения (которое может привести к перегреву стенок ячейки), ячейка защищена системой коллиматоров.

Детектор HERMES представляет собой магнитный спектрометр, включающий в себя трековые детекторы и детекторы для идентификации частиц. Напряженность магнитного поля составляет 1.3 Тm. Аксептанс детектора разделен на верхнюю и нижнюю части металлической плитой, которая защищает позитронный и протонный пучки ускорителя от магнитного поля (рис. 5).

Трековая часть детектора состоит из следующих основных элементов (рис. 5): вершинных камер VC, дрейфовых вершинных камер DVC, передних дрейфовых камер FC и задних дрейфовых камер BC [50], а также пропорциональных камер MC [51], установленных в зазоре спектрометрического магнита. Основные параметры трековых детекторов представлены в табл. 2.

Таблица 2: Основные характеристики трековых детекторов.

Название	VC1,VC2	DVC	FC1,FC2	MC1,MC2,MC3	BC1/2,BC3/4
Расстояние от центра мишени	731,965	1100	1530,1650	2725,3047,3369	4055,5800
ширина ячейки (мм.)	0.193	6	7	2	15
материал анода	200 мк. стекло (Al)	W(Au)	W(Au)	W(Au)	W(Au)
материал катода	Al на стекле	Al на mylar	Al на mylar	Be-Cu	C на capton
структура	VUX XUV	UU'XX'VV'	UU'XX'VV'	UXV	UU'XX'VV'
Газовая смесь (%)	DME/Ne 50/50	$Ar/CO_2/CF_4$ 90/5/5	$Ar/CO_2/CF_4$ 90/5/5	$Ar/CO_2/CF_4$ 65/30/5	$Ar/CO_2/CF_4$ 90/5/5
Разрешение плоскостей, в микронах	65	220	225	700	275,300

Система идентификации частиц предназначена для разделения позитронов, пионов, протонов и каонов. Она состоит из следующих компонентов, (рис. 5): электромагнитного калориметра [52], пластиковых годоскопов сцинтилляционных счетчиков, перед одним из которых (H2, см. рис.5) установлена свинцовая пластина толщиной в две радиационные длины, детектор переходного излучения TRD и RICH. Следует заметить, что детектор RICH был установлен в 1998 году, а до этого использовался пороговый черенковский счетчик. Представленный в данной работе анализ проводился с использованием данных 1996-1997 годов, с использованием порогового черенковского счетчика. TRD (детектор переходного излучения) служит для разделения позитронов и пионов [53] и имеет высокую эффективность такого разделения (90%) при энергии частиц больше 5 ГэВ. Основным назначением порогового черенковского детектора является отделение пионов от протонов и позитронов. Детектор RICH [54] является более совершенным прибором и позволяет разделять каоны, протоны и пионы.

На спектрометре HERMES, помимо уже описанных, готовятся к работе еще два детектора: Recoil Detector и Lambda Wheels [55]. Recoil Detector представляет собой набор кремниевых счетчиков, расположенных параллельно ячейки мишени. Этот прибор позволит детектировать медленные частицы, образованные в процессе ГНР. Другой детектор Lambda Wheels, также состоит из набора кремниевых детекторов, расположенных в виде колес. Этот детектор позволит регистрировать Λ^0-гипероны, образованные в результате механизма фрагментации мишени, о котором уже говорилось ранее.

Триггер. Задачей триггера в эксперименте HERMES является отбор событий, соответствующих ГНР, и режекция фоновых событий. Основным триггером является сигнал от калориметра и годоскопов (H0, H1, H2), рис. 5, при этом порог калориметра устанавливался на уровне 3.5 (1.4) ГэВ.

Программное обеспечение эксперимента HERMES состоит из следующих основных элементов: программы считывания данных с детекторов DAQ, программы декодирования "сырых" данных HDC, программы реконструкции HRC, набора программ для контроля за работой отдельных компонентов детектора SLOW CONTROL, программы Монте-Карло моделирования HMC и ряда других программ. Программа HDC служит для перекодировки данных из формата EPIO (т.е. формата, в котором производится набор данных) в формат ADAMO, который является основным форматом для анализа данных в эксперименте HERMES), а также для подготовки данных, для реконструкции треков частиц.

Реконструкция треков

Полученный в результате декодирования файл обрабатывается с помощью программы HRC [56], основной задачей которой является реконструкция треков частиц по информации, полученной от трековых детекторов, и установления соответствия между треком частицы и информацией с детекторов идентификации частиц.

Треки, которые получаются в результате реконструкции, делятся на 2 группы: "длинные треки", реконструированные вершинными камерами VC, и дрейфовыми камерами, установленными перед и за магнитом DVC, FC,BC (т.е. образованные частицами, прошедшими через весь спектрометр), и "короткие треки", реконструируемые с помощью вершинных камер VC и передних дрейфовых камер DVC, FC, а также пропорциональных камер MC, установленных в зазоре спектрометрического магнита. Как правило, таким образом реконструируются треки низкоэнергетичных частиц, прошедших через переднюю часть спектрометра, пропорциональные камеры и вышедшие из спектрометра после магнита, по причине сильного отклонения магнитным полем. На рис. 8 пока-

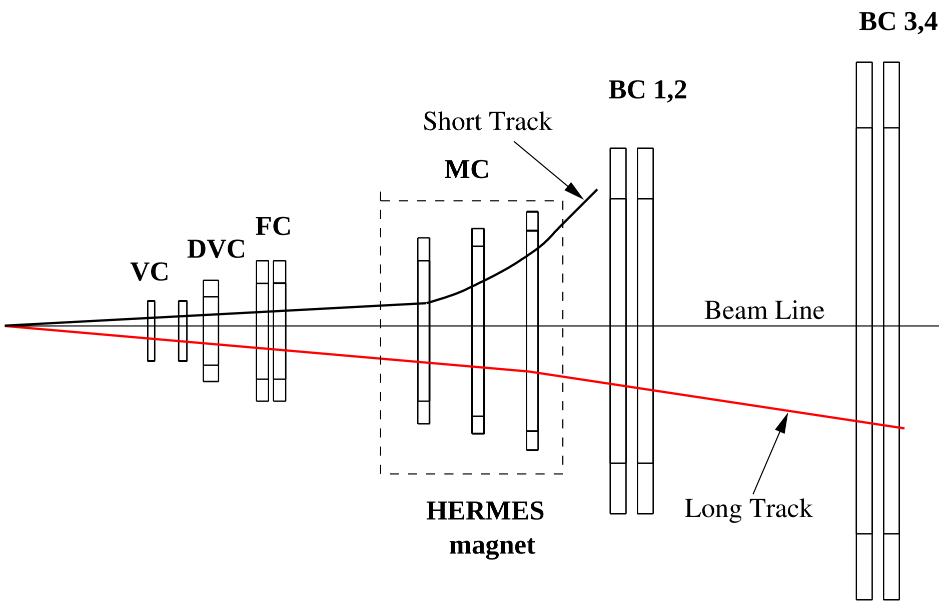

Рис. 8: Длинные и короткие треки.

заны примеры длинных и коротких треков. Алгоритмы реконструкции треков разных типов, соответственно, отличаются. Программа реконструкции сначала восстанавливает "передние" треки, т.е. прямые треки, реконструированные с помощью камер VC, DVC и FC, и задние треки, которые реконструируются с помощью задних дрейфовых камер BC. Это "стандартный" метод реконструкции треков. Существует также и другой вариант реконструкции "переднего" трека, называемый "NOVC", при использовании которого вершинные камеры VC не используются.

Для реконструкции передних и задних треков используется алгоритм "деревьев" [56], который позволяет достаточно быстро восстанавливать треки по известным откликам трековых детекторов, а для быстрого определения импульсов частиц используются "look-up" таблицы.

В результате сшивки переднего и заднего треков получается длинный трек. "Сшивка" переднего и заднего треков происходит в центре спектрометрического магнита (в плоскости, перпендикулярной оси пучка, на расстоянии 275 см от центра мишени).

При реконструкции коротких треков используется передний трек, а также информация, полученная от пропорциональных камер. Короткие треки восстанавливаются методом "проводки" переднего трека через пропорциональные камеры, для этого используется алгоритм Рунге-Кутта.

Информация о состоянии пучка, мишени и состоянии детектора (например, о поляризации пучка мишени, типа газа мишени, ее плотности, т.е. те параметры эксперимента и детектора, которые не изменяются в течение относительно длительного промежутка времени, так называемый SLOW CONTROL), записывалась отдельно от основных данных.

Предпоследняя стадия обработки сводится к созданию DST файлов, в которых содержится полная информация, необходимая для анализа экспериментальных данных (т.е. информация о реконструированных треках и о состоянии детектора). Эти файлы анализируются с помощью программ, предназначенных для окончательного физического анализа. Для графического представления результатов используется программа PAW [57].

Идентификация частиц в эксперименте HERMES (при обработке данных) основана на методе максимального правдоподобия [58]. Параметры, с помощью которых производится разделение позитронов и адронов $PID3$ и $PID5$, вычисляются следующим образом:

$$PID3 = log_{10}\frac{\mathcal{L}^e_{pre}\mathcal{L}^e_{Cer}\mathcal{L}^e_{Cal}}{\mathcal{L}^h_{pre}\mathcal{L}^h_{Cer}\mathcal{L}^h_{Cal}}, \qquad PID5 = log_{10}\frac{\mathcal{L}^e_{TRD}}{\mathcal{L}^e_{TRD}}, \tag{26}$$

где $\mathcal{L}^e_D$ $(D = pre, Cer, Cal, TRD)$ есть условные вероятности того, что отклик детектора D (предливневого детектора,черенковского счетчика, калориметра или детектора переходного излучения) вызван прохождением через него позитрона или адрона. Эти условные вероятности рассчитываются с использова-

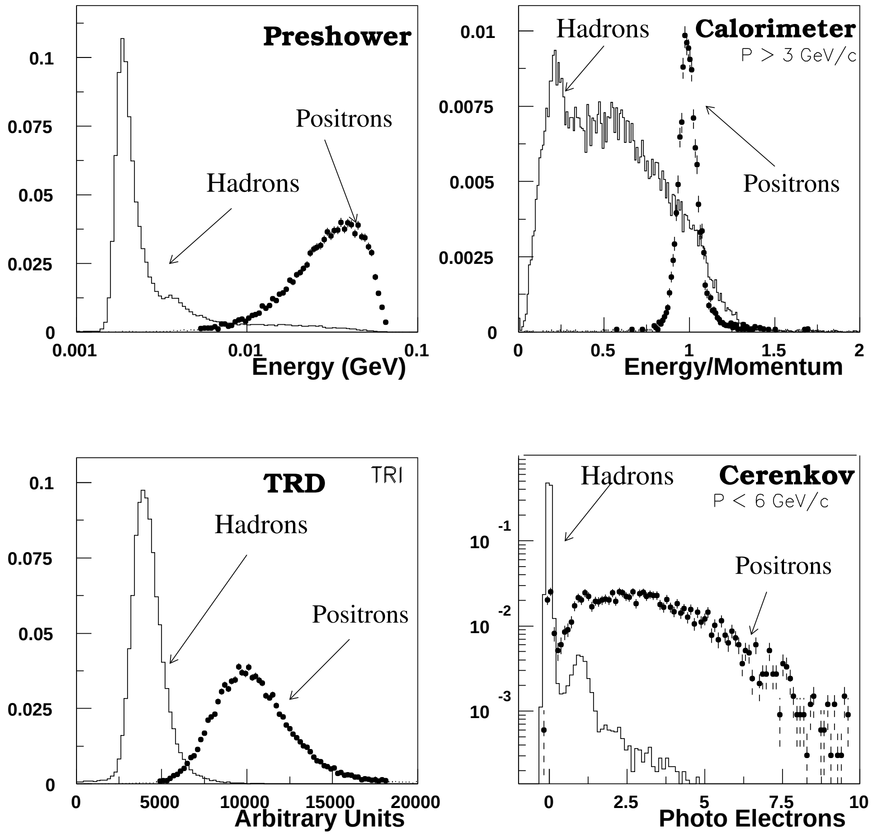

Рис. 9: Отклики детекторов, используемых при идентификации частиц на "прохождение" адронов и позитронов. Результаты расчетов PID группы.

нием параметризаций откликов детекторов на прохождение частиц, которые получены при калибровочных измерениях. Результаты Монте-Карло Моделирования, демонстрирующие отклики детекторов, представлены на рис. 9. Для позитронов значение $PID3 + PID5 > 0$, а для адронов $PID3 + PID5 < 0$. При использовании такого алгоритма для селекции позитронов, эффективность идентификации позитронов больше 99%, а вклад адронов менее 1%.

Монте-Карло моделирование

Для моделирования эксперимента использовалась программа HMC (HERMES Монте-Карло), включающая в себя три основные составляющие: генерацию событий (включая процессы фрагментации), моделирование прохождения частиц через экспериментальную установку, и моделирование откликов детекторов. При этом использовались широко известные библиотеки программ CERNLIB.

Конечное состояния глубоко-неупруго рассеянных частиц генерировалось с помощью программы LEPTO [59] для неполяризованного случая, или с помощью программы PEPSI [60]- для моделирования взаимодействия поляризованных частиц. Процессы фрагментации кварков в адроны моделировались с помощью программы JETSET [25]. Следует отметить, что программа JETSET включает в себя большое количество параметров, многие из которых получены на основе анализа данных по e^+e^- -аннигиляции. Применимость этой параметризации для описания процессов ГНР исследовалась практически во всех проводимых экспериментах. В результате такой работы значение ряда параметров были подкорректированы. В качестве модели фрагментации использовалась наиболее используемая в настоящее время струнная модель LUND. Для моделирования прохождения частиц через детектор, с учетом возможных взаимодействий, использовался пакет программ GEANT [61]. Для моделирования функций откликов детекторов каждой детекторной группой были разработаны специальные программы, рассчитывающие функцию отклика на основе соответствующих моделей, а также экспериментальных данных.

В результате работы программы HMC образовывался файл, сходный по структуре с файлом, полученным после процедуры декодирования, и готовый к анализу программой реконструкции. Таким образом, программа Монте-Карло моделирования была разработана с использованием уже имеющихся и проверенных пакетов программ, с учетом наиболее точного описания эксперимента HERMES.

В заключение этой части хочется отметить, что спектрометр HERMES предоставляет хорошие возможности не только для изучения инклюзивных процессов, но и для полуинклюзивных реакций, имеющих важное значение для понимания процессов фрагментации.

Глава 1. Исследование дифференциальных эффективностей и относительной выстройки пропорциональных камер

1. Пропорциональные камеры

Одним из важных компонентов детектора HERMES является система пропорциональных камер (ПК), установленных в зазоре спектрометрического магнита, и предназначенных для реконструкции треков низкоэнергитичных частиц [62], [51]. Каждая камера состоит из трех анодных (чувствительных) плоскостей: "U","X","V". Нити "X"-плоскостей расположены вертикально, а нити "U" и "V" -плоскостей под углом ±30 градусов к ней, по часовой и против часовой стрелки, соответственно, рис. 10. Расстояние между анодными проволочками равно 2 мм. Проволочки сделаны из позолоченного вольфрама, их диаметр ра-

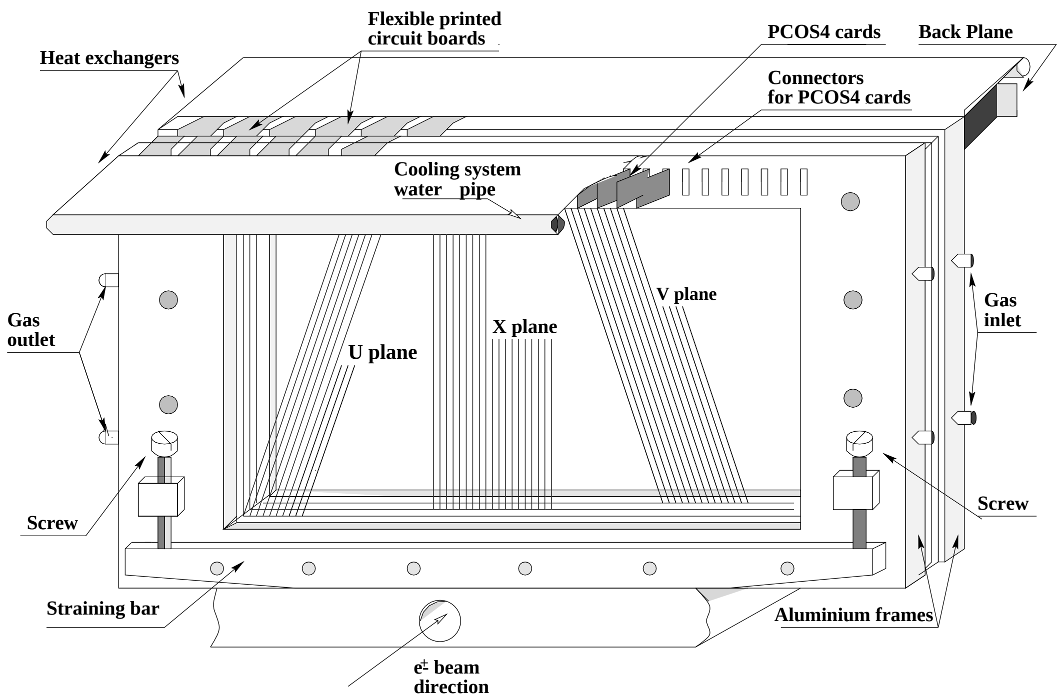

Рис. 10: Схема пропорциональной камеры MC1.

вен 25 микронам. Между анодными плоскостями, на расстоянии от них равным 4 мм, расположены катодные плоскости, которые представляют собой намотанные через 0.5 мм сетки из бронзовых проволочек. Диаметр катодных проволочек равен 90 микронам. В качестве рабочей газовой смеси в камерах использовалась смесь, состоящая из: Ar 65%, CO_2 30% и CF_4 5%. Такая смесь обеспечивает плато (рабочую зону по напряжению) до 500 Вольт, что, в сравнении с часто используемой так называемой магической смесью, имеет сходные характеристики и, что важно, при этом не является огнеопасной. Использование камер с тремя плоскостями вызвано необходимостью реконструкции много-трековых событий. Камеры располагаются в зазоре магнита детектора HERMES и охватывают угловой диапазон $40 < |\Theta_{\text{верт.}}| < 140$ миллирадиан по направлению вертикальной оси "x" и $0 < \Theta_{\text{гориз.}} < 170$ миллирадиан по направлению горизонтальной оси "y", что соответствует входному углу детектора HERMES.

Электроника камер основана на системе считывания PCOS4 [63]. Для охлаждения электроники, считывающей информацию с камер (предусилителей), используется система водяного охлаждения, основанная на принципе отрицательного давления, что гарантирует от протечек воды из контура охлаждения, даже в случае повреждения соединительных трубок. Схема установки пропорциональных камер в магните спектрометра показана на рис. 11.

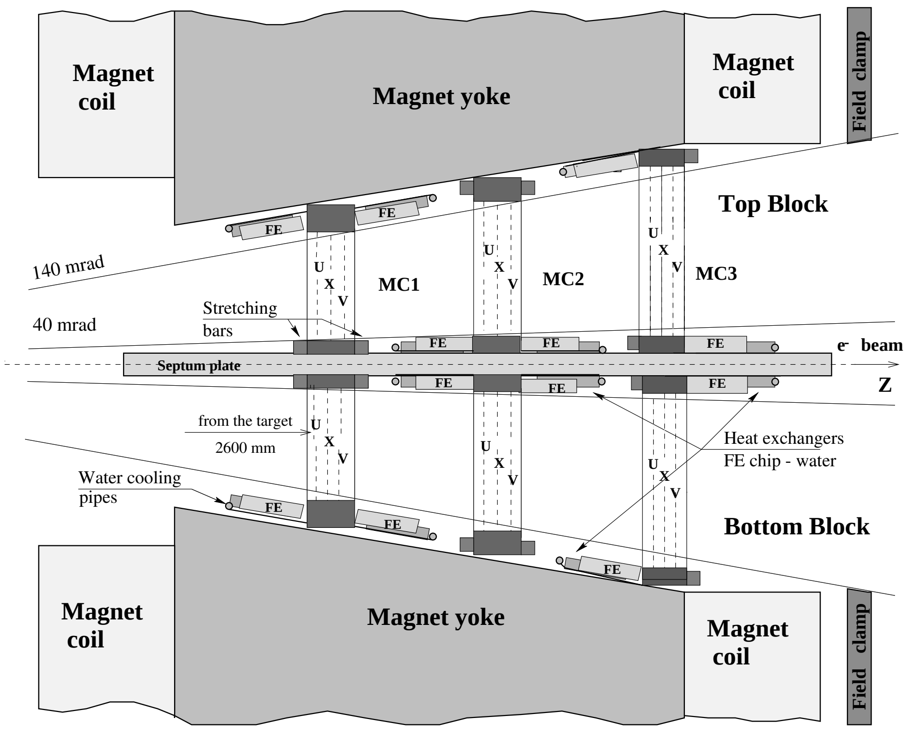

Рис. 11: Схема установки ПК в зазоре магнита детектора HERMES, вид сбоку.

2. Процедура относительной выстройки пропорциональных камер

Для эффективного использования пропорциональных камер в эксперименте была проведена процедура относительной выстройки плоскостей камер и исследованы дифференциальные эффективности.

Точная "выстройка" плоскостей камер имеет важное значение для эффективного и правильного восстановления треков частиц. Первоначально измеренные координаты положения плоскостей ПК были определены с помощью механических измерений, которые не обеспечивали необходимую точность. Выстройка плоскостей камер производилась с использованием треков, реконструированных с помощью дрейфовых камер BC1-BC4, установленных за магнитом (т.е. с помощью задних треков), которые имели абсолютную привязку с хорошей точностью (с помощью проведенной ранее процедуры). При этом магнитное поле спектрометра было выключено.

Процедура вычисления поправок заключалась в следующем. Для каждого трека вычислялись координаты его пересечения с плоскостями пропорциональных камер- $r_{\text{трек.}}$. После этого строились распределения (в виде гистограмм) по величине: $\Delta r = r_{\text{трек.}} - r_{\text{пров.}}$, где $r_{\text{пров.}}$ -координаты центра сработавшей проволочки, которые легко определить, зная ее номер.

Гистограммы аппроксимировались гауссовым распределением. Положение центра распределения определяло поправку к "нулевому приближению", то есть к положению проволочки, первоначально заданному в базе данных. Полученные распределения и вычисленные поправки к положению плоскостей для данных 1997 года показаны на рис. 12.

Вместе с относительной выстройкой плоскостей производилась оценка пространственного разрешения ПК. Дисперсия σ распределения Δr (полуширина на полувысоте) гауссового распределения определяет верхнюю границу разрешения плоскости пропорциональной камеры. Значения σ, вычисленные таким образом, показаны на рис. 12 и составляют для камеры ПК3 $\sigma \sim 0.70$ мм, а для ПК1 $\sigma \sim 0.87$ мм. Эти величины включают также и эффект отклонения трека частицы, при прохождении ею через вещество установки. Разница в значениях σ для плоскостей ПК связана с разным удалением плоскостей от дрейфовых камер, по которым проводится трек. Чем дальше находится плоскость ПК от

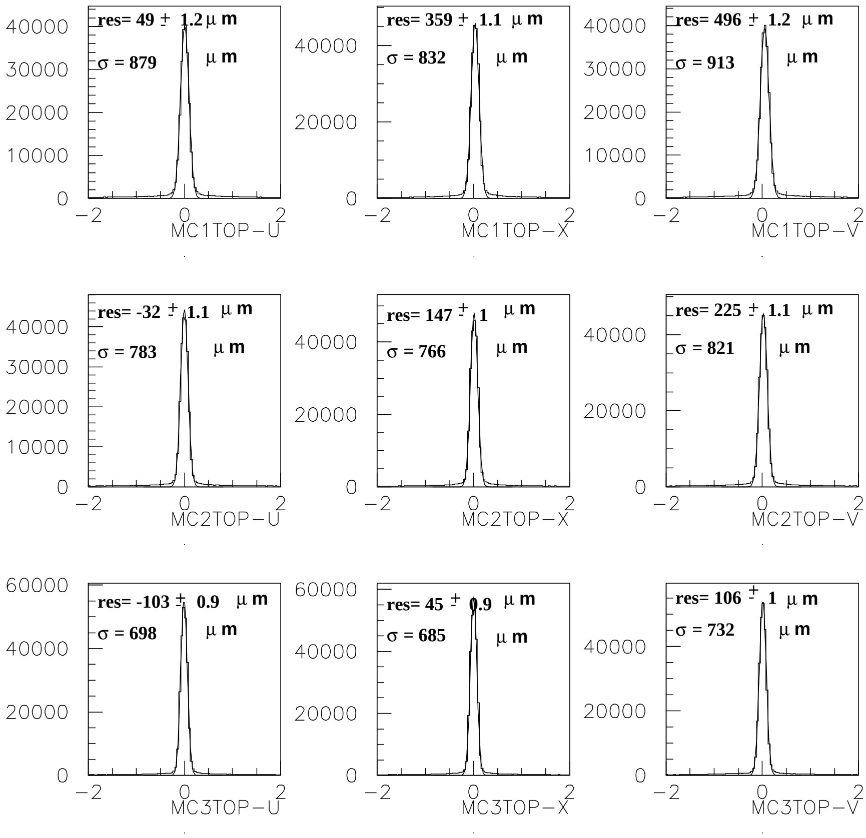

Рис. 12: Распределения разницы Δr координат прохождения частицы через плоскость $r_{\text{трек.}}$ и положения центра проволочки $r_{\text{пров.}}$ для ПК, расположенных в верхней части спектрометра. На каждом рисунке (вверху) показано расчетное отклонение плоскости от ее первоначально заданного положения (нулевого приближения) и ширина σ распределения.

задних дрейфовых камер, тем больше вероятность отклонения реконструированного трека от проволочки которая сработала (соответственно, σ для плоскостей ПК1 больше, чем σ для плоскостей ПК3). Теоретическое значение для разрешения плоскости пропорциональной камеры с шагом сигнальных нитей 2 мм равно $\sigma = 0.57$ мм.

3. Исследование дифференциальных эффективностей ПК

Исследование дифференциальных эффективностей плоскостей ПК или, иначе говоря, распределений эффективности по плоскости (т.е. эффективности каждого канала или группы каналов), необходимо знать: для контроля за их работой; правильного использования информации, полученной с помощью ПК при анализе экспериментальных данных; правильного вычисления отклика плоскостей камер на прохождение частиц при Монте-Карло моделировании.

Процедура вычисления дифференциальных эффективностей [64] проводилась при оптимальном значении порогов предусилителей и с использованием экспериментальных данных, полученных с выключенным магнитным полем. При этом, как и в случае проведения процедуры относительной выстройки, использовались задние треки, восстановленные с помощью дрейфовых камер BC1-BC4. Впоследствии данная процедура использовалась в другой программе, разработанной в коллаборации HERMES, которая позволяла анализировать данные с включенным магнитным полем.

С помощью треков, реконструированных задними дрейфовыми камерами, вычислялись координаты пересечения трека с плоскостью ПК и определялся номер ближайшей (к точке пересечения трека с плоскостью) проволочки. Треки от частиц, геометрически не проходящие через активную область плоскости, для которой вычислялась эффективность, исключались из анализа.

При прохождении через детектор, в результате кулоновского рассеяния частица может отклоняться от прямой траектории, поэтому трек, определенный с помощью задних камер, не всегда точно указывает на сработавшую проволочку. Кроме того, разрешение плоскостей дрейфовых камер, по которым реконструируется трек, конечно, и составляет порядка 300 микрон, что также является причиной отклонения рассчитанной траектории от реально сработавшей проволочки. В результате проведенного анализа было выяснено, что при расчете дифференциальных эффективностей относительный вклад треков, которые точно указывают на сработавшую проволочку, составляет 78.5%. Вклад треков, которые указывают на соседнюю по отношению к сработавшей проволочку (по причине упомянутого отклонения), равен 19.5% , то есть в сумме вклад этих двух случаев составляет 98%. Вклад треков, указывающих на проволочку, которая отстоит от сработавшей больше чем на одну, но меньше чем на 5, равен

2%, рис. 13.

Эффективность ϵ каждого канала определялась согласно формуле:

$$\epsilon = \frac{N_{\text{сработ.}}}{N_{\text{трек.}}}, \tag{27}$$

где $N_{\text{сработ.}}$ - число срабатываний проволочки, $N_{.}$ - число треков, проходящее через данную проволочку (или соседние относительно сработавшей, при этом под соседней понималась любая из пяти проволочек, отстоящей вправо (влево) от сработавшей).

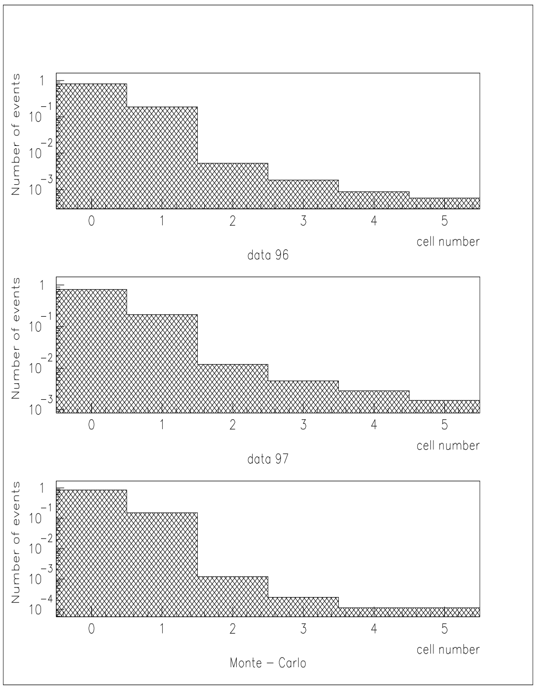

Рис. 13: Отклонение трека, реконструированного задними дрейфовыми камерами, от сработавшей проволочки в пропорциональной камере по причине кулоновского рассеяния. Нулевое значение соответствует случаю, когда трек точно указывает на сработавшую проволочку, единица - когда трек указывает на соседнюю проволочку. Нормировка сделана на полное число событий.

Надежность этого алгоритма обуславливается низкой множественностью частиц в событии. Эффективность, определенная таким образом, подчиняется биноминальному распределению [65], а ошибка при определении эффективности, считается согласно формуле:

$$\delta\epsilon = \sqrt{\frac{\bar{\epsilon}_{wire}(1-\bar{\epsilon}_{wire})}{N_{tracks}}}, \tag{28}$$

где $\bar{\epsilon}_{wire}$ - эффективность при $N_{.} \to \infty$. Фактически, формула (28) дает правильный результат, когда $N_{\text{трек.}} > 3\epsilon_{wire}/(1-\epsilon_{wire})$.

Так как частицы в основном проходят через центральную область камер, то для выполнения приведенного выше условия вычислялась средняя эффективность в тех местах, где число треков частиц было мало (это имело место на краях плоскостей). Пример дифференциальных эффективностей, которые были получены в результате анализа, приведен на рис. 14. Как видно из рис. 14 дифференциальные эффективности "U", "X", "V" плоскостей камеры МС3 достаточно высоки (около 100%). Вместе с дифференциальными эффективностями вычислялись также и интегральные эффективности.

Полученные таким образом дифференциальные эффективности использовались при Монте-Карло моделировании, для правильного учета откликов камер. Для быстроты работы Монте-Карло программы, полученные распределения дифференциальных эффективностей плоскостей камер аппроксимировались с помощью полиномов. Каждая плоскость при этом разбивалась на несколько интервалов (максимум 5), и каждый интервал аппроксимировался полиномом:

$$\bar{\epsilon} = A + B \cdot n + C \cdot n^2 + D \cdot n^3,$$

где $\bar{\epsilon}$-рассчитываемая эффективность, n - номер проволочки и A, B, C, D - коэффициенты, полученные в результате аппроксимации. Таким образом, с помощью соответствующей аппроксимирующей функции, в процессе работы программы НМС, по номеру сработавшей проволочки вычислялась ее эффективность.

Как уже было сказано ранее, пропорциональные камеры используются для реконструкции коротких треков. Алгоритм программы реконструкции устроен таким образом, что для реконструкции треков необходимо, как минимум, что бы при прохождении частицы сработали 5 плоскостей из 9 (вверху или внизу) [56], Так как эффективности плоскостей (при условии их нормальной работы) высоки (рис. 14), и равны почти 100%, то и эффективность реконструкции коротких треков также высока (около 100%), что было проверено с помощью Монте-Карло

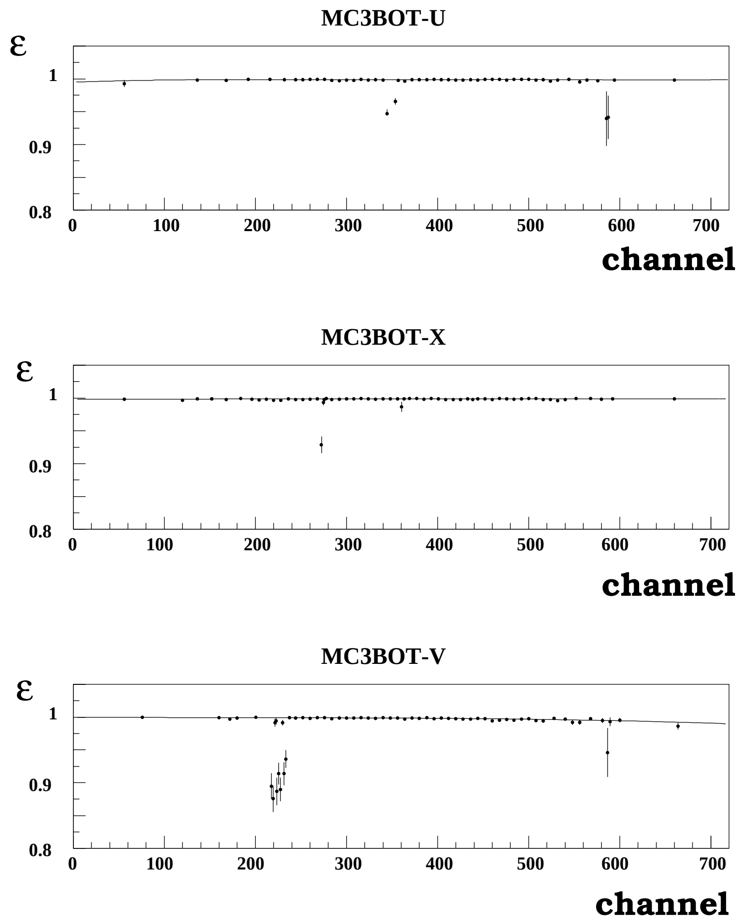

Рис. 14: Дифференциальные эффективности для камер третьей (последней) нижней камеры. На рисунке видны отдельные каналы с пониженной эффективностью.

расчетов. Кроме того, следует заметить, что в случае выхода из строя одной-двух плоскостей, эффективность реконструкции коротких треков по-прежнему остается близкой к 100%. Этот факт был проверен с помощью Монте-Карло.

4. Исследование импульсного и углового разрешения треков, реконструированных с помощью пропорциональных камер

Короткие треки играют важную роль для анализа событий с рождением Λ^0-гиперонов. Пион, образованный при распаде Λ^0-частицы, имеет меньший импульс чем протон, и часто (приблизительно в 50% случаев), проходит только через переднюю часть спектрометра и пропорциональные камеры, после чего, из-за сильного отклонения магнитным полем "вылетает" из установки и его трек может быть реконструирован только с использованием ПК. Оценка вклада таких событий была сделана с помощью Монте-Карло моделирования, рис. 15. По горизонтальной оси на рис. 15 отложен импульс пионов, образо-

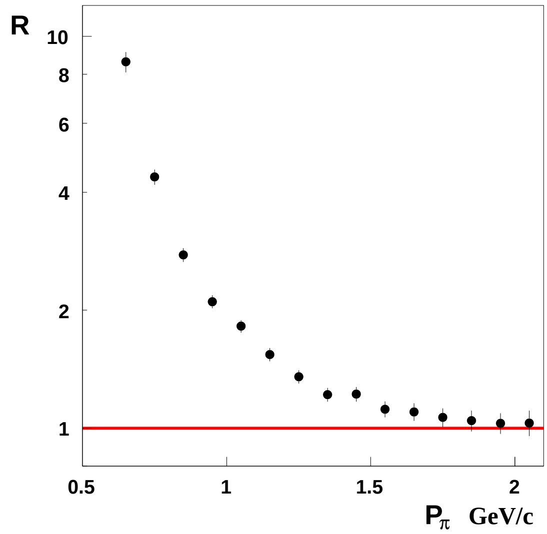

Рис. 15: Вклад коротких треков при реконструкции Λ^0 событий. Результат получен с помощью Монте-Карло моделирования.

ванных при распаде Λ^0-гиперонов, а по вертикальной оси отложено отношение: $R = (N^{\Lambda}_{\text{кор.}} + N^{\Lambda}_{\text{длин.}})/N^{\Lambda}_{\text{длин.}}$ где $N^{\Lambda}_{\text{длин.}}$ - число Λ^0-гиперонов, реконструированных с использованием только длинных треков, а $N^{\Lambda}_{\text{кор.}}$ - число Λ^0-гиперонов, реконструированных с помощью треков, среди которых по крайней мере один - короткий. Как видно из этого рисунка, короткие треки дают наибольший вклад при малых значениях импульса пиона (до 1.5 ГэВ).

Исследование импульсного и углового разрешения треков, реконструированных с помощью пропорциональных камер, проводилось с помощью Монте-Карло. Оценка разрешения проводилась как для треков позитронов, так и для пионных треков. Наибольший интерес представляет анализ треков пионов, так как в основном пионные треки реконструируются с помощью ПК. Кроме того, эти треки представляют интерес для получения функции фрагментации кварков в Λ^0-гиперон, о чем будет рассказано в следующей главе, а также имеют важное значение для других физических задач.

Для оценки разрешения использовалась цепочка Монте-Карло моделирования: генерировались события, содержащие пионы. Далее, каждое такое событие пропускалось через детектор, реконструировалось, и после этого импульсное разрешение вычислялось по формуле: $\frac{\Delta p}{p} = \frac{p_{\text{ген.}} - p_{\text{рек.}}}{p_{\text{ген.}}}$, где $p_{\text{ген.}}$ - генерированный (истинный) импульс, а $p_{\text{рек.}}$-реконструированный импульс. Распределение по величине $\frac{\Delta p}{p}$ аппроксимировалось гауссовым распределением, при этом дисперсия σ этого распределения и определяла импульсное разрешение спектрометра. Угловое разрешение определялась как σ от распределения величины:

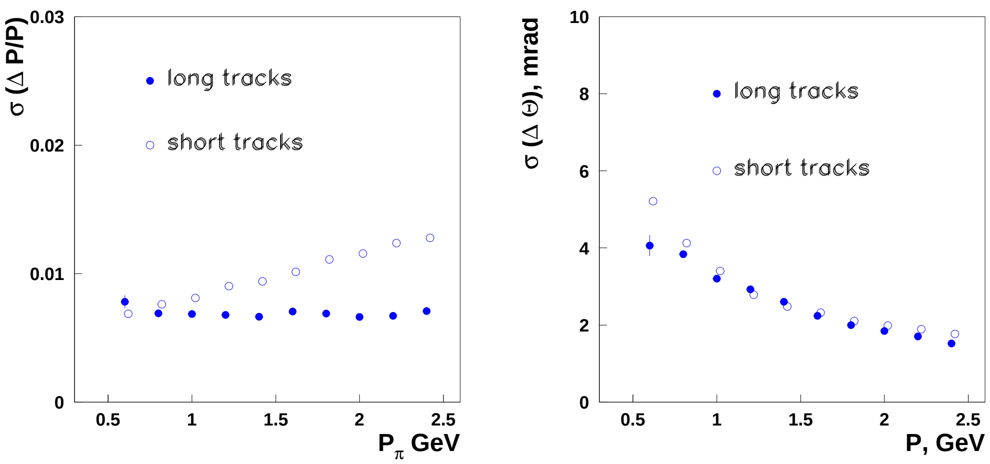

Рис. 16: Импульсное (слева) и угловое (справа) разрешения для коротких (short) и длинных (long) треков. Результат получен с помощью Монте-Карло расчетов, и с использованием стандартного метода реконструкции.

$\Delta\theta = \theta_{\text{ген.}} - \theta_{\text{рек.}}$, где $\theta_{\text{ген.}}$ ($\theta_{\text{рек.}}$) - генерированное (реконструированное) значение угла вылета частицы. На рис. 16 показаны импульсное и угловое разрешения для пионов, реконструированных с помощью коротких и длинных треков, в зависимости от импульса частиц. Как видно из рис. 16, импульсное разрешение коротких треков составляет около 1%, а угловое - не хуже 6 миллирадиан для пионов с импульсами $p_\pi < 1.5$ ГэВ.

Таким образом, результат анализа работы системы ПК показал, что она является высокоэффективным прибором, позволяющим реконструировать треки частиц с небольшими импульсами (как правило пионов), с достаточно хорошим угловым и импульсным разрешением, что имеет важное значение для исследования рождения Λ^0- и $\bar{\Lambda}^0$ гиперонов, D^*- мезона (реконструкция треков пионов в распадах $\Lambda^0 \to p + \pi^-$, $D^{*+} \to D^0 + \pi^+$) и ряда других интересных физических задач.

По причине высокой эффективности ПК (близкой к 100%) они были включены в триггер, вместе с годоскопами и калориметром, что позволяло снизить число "ложных" запусков спектрометра.

Глава 2. Функция фрагментации D_u^Λ

1. Процедура получения функции фрагментации D_u^Λ

В эксперименте HERMES проводится детальное исследование реакций с образованием Λ^0-гиперонов, в частности, большое внимание уделяется определению поляризации Λ^0-гиперонов [66], [67], а также изучаются процессы фрагментации кварков в Λ^0-гиперон.

Как уже говорилось ранее, согласно кварк партонной модели, множественность рождения Λ^0 - гиперона в глубоко-неупругом полуинклюзивном (ГНР) рассеянии может быть выражена в терминах ω_f и $D_f^\Lambda(z,Q^2)$ (25):

$$n_\Lambda(z) = \sum_f \omega_f D_f^\Lambda(z,Q^2)|_{<Q^2>}. \tag{29}$$

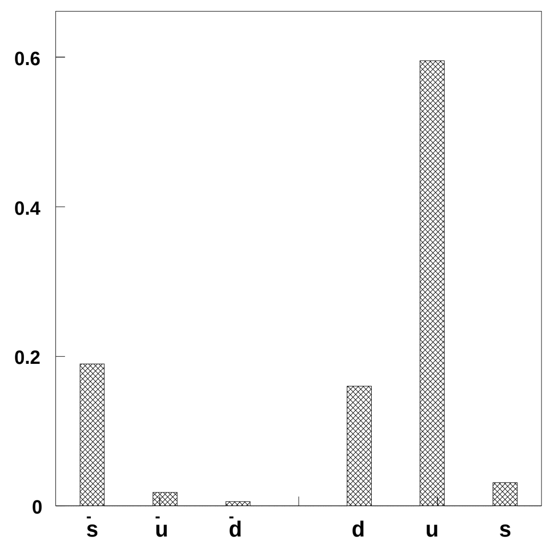

Рис. 17: Вклад кварков разных сортов при рождении Λ^0-гиперонов - $\omega_f D_f^{\Lambda^0}$, расчет сделан с помощью Монте-Карло моделирования, без учета аксептанса детектора. При этом не использовалось условие $x_f > 0$, т.е. не режектировались Λ^0-гипероны, образовавшиеся в результате фрагментации мишени, о чем говорит, в частности, заметный вклад $\bar{s}$-кварков.

Как показывают Монте-Карло расчеты, основанные на струнной модели, Λ^0 - гиперон рождается, по большей части, в результате фрагментации u- и d-

кварков $\sim 75\%$ рис.17.

В то же время, в силу изотопической инвариантности:

$$D_u^{\Lambda^0} = D_d^{\Lambda^0}.$$

Эти два условия существенно облегчают анализ, т.к. если бы кварки вносили одинаковый вклад в множественность, то получить функцию фрагментации кварка одного сорта в Λ^0-гиперон было бы трудной задачей. Пользуясь фактом доминирования u- и d- кварков и изотопической инвариантностью, задача получения функции фрагментации $D_{u,d}^{\Lambda}$ становится решаемой.

Функция фрагментации D_u^{Λ} зависит как от переменной z, так и от переменной Q^2. Зависимость D_u^{Λ} от Q^2 в кинематической области эксперимента HERMES, исследовалась с помощью Монте-Карло. На рис. 18 показан результат таких расчетов для D_u^{Λ}, для двух интервалов переменной Q^2. Как видно из рис. 18, зависимость D_f^{Λ} от Q^2 достаточно слабая и в дальнейшем этой зависимостью пренебрегается, т.е. $D_f^{\Lambda}(Q^2, z) \approx D_f^{\Lambda}(z)$, а функция фрагментации D_f^{Λ} извлекается при среднем значении $Q^2 = 2.55$ ГэВ^2.

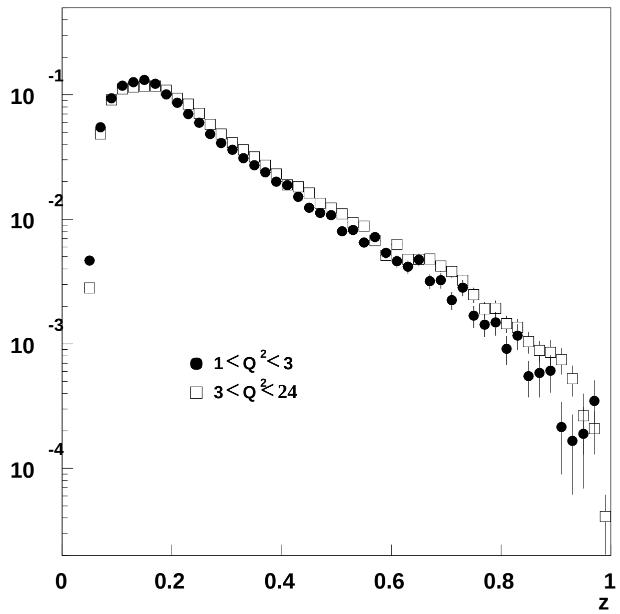

Рис. 18: Q^2 зависимость функции фрагментации $D_u^{\Lambda^0}$. Результат получен на основе Монте-Карло расчетов.

Таблица 3: Вклады различных механизмов при рождении Λ^0- гиперона.

Источники	относительный вклад
Фрагментация струны	37.5 %
Распад Σ_0	12.7 %
Распад $\Sigma^*(1385)$	32.8 %
Другие источники	17.4 %

Принимая во внимание оба упомянутых выше условия, в выражении (25) можно выделить вклады u и d кварков и переписать его в следующем виде:

$$n_{\Lambda^0}(z) = (\omega_u + \omega_d) D_{u,d}^{\Lambda^0} + \sum_{f=s,\bar{u},\bar{d},\bar{s}} \omega_f D_f^{\Lambda^0}(z). \tag{30}$$

Таким образом, как следует из формулы (30), чтобы получить функцию фрагментации $D_u^{\Lambda^0}$, нужно извлечь из экспериментальных данных множественность $n_{\Lambda^0}(z)$, после чего внести поправки на вклад анти-кварков, s-кварка и рассчитать веса ω_u, ω_d с помощью Монте-Карло моделирования.

$$D_{u,d}^{\Lambda} = \frac{n_{\Lambda^0}(z) - \sum_{f=s,\bar{u},\bar{d},\bar{s}} \omega_f D_f^{\Lambda^0}(z)}{(\omega_u + \omega_d)}. \tag{31}$$

Следует также заметить, что по причине не очень большой энергии позитронного пучка, вклад морских кварков в $n^{\Lambda}(z)$ невелик (кинематическая область ограничена условием $x_{bj} > 0.02$).

Особенностью анализа Λ^0-событий в эксперименте HERMES является тот факт, что детектором захватываются Λ^0-гипероны с $x_f > 0$, так как Λ^0-гипероны с $x_f < 0$ имеют меньший импульс и не попадают в аксептанс. Таким образом, в основном регистрируются события, образованные в результате токовой фрагментации.

Измеряемые функции фрагментации являются, в действительности, "эффективными", ввиду невозможности разделить Λ^0- гипероны, образованные в результате фрагментации струны от Λ^0-гиперонов, которые являются продуктами распадов резонансов. Как было показано в результате Монте-Карло генерации событий, около 60% Λ^0-частиц образуются в результате распада $\Sigma^*(1385)$ и фрагментации струны, а 12.7% - являются продуктами распада Σ_0 (табл. 3).

2. Учет аксептанса

Функция фрагментации извлекается из экспериментальных данных согласно (30), с использованием множественности $n^\Lambda(z)$. Для получения $n(z)$, согласно (22), необходимо построить распределение числа событий $N(z)$, т.е. разбить z-распределение на интервалы Δz_i (в данном анализе выбраны равные интервалы с шириной $\Delta z = 0.05$), подсчитать число Λ^0-гиперонов в каждом i-том интервале ΔN_i , поделить ΔN_i на ширину интервала Δz и на число глубоко-неупруго рассеянных позитронов N_e.

Так как аксептанс детектора HERMES ограничен и захватывает не все частицы, образовавшиеся в процессе фрагментации, то необходимо вносить соответствующую поправку.

Число попавших в аксептанс детектора и реконструированных Λ^0-гиперонов $\Delta\bar{N}_j$ связано с полным числом Λ^0-гиперонов, образовавшихся в результате фрагментации ΔN_i, через матрицу эффективности детектора a_{ji}:

$$\Delta\bar{N}_j = \sum_j a_{ji}\Delta N_i.$$

Обратная задача, т.е. нахождение полного числа событий, решается с помощью матрицы a_{ij}^{-1} (обратной к a_{ji}):

$$\Delta N_i = \sum_i a_{ij}^{-1}\Delta\bar{N}_j. \tag{32}$$

Таким образом, для извлечения поправленной на аксептанс $n^\Lambda(z)$, нужно получить экспериментальное **распределение реконструированных событий** $\Delta\bar{N}_j$, **функцию аксептанса** a_{ij}^{-1}, которая рассчитывается с помощью Монте-Карло моделирования, и **полное число ГНР позитронов** N_e которое получено также с учетом поправки на аксептанс детектора. Следует заметить, что $n^\Lambda(z)$ восстанавливалась по отдельности для коротких и длинных треков, после чего оба результата суммировались с учетом ошибок. Необходимость раздельного анализа коротких и длинных треков связана с возможной систематической ошибкой, вызванной разными методами реконструкции треков.

Интегральная эффективность регистрации Λ^0-гиперонов детектором HERMES составляет, в среднем, около 1%, и изменяется в зависимости от кинематической области и условий подавления "фоновых" событий.

3. Экспериментальный набор данных и селекция Λ^0 событий

Результаты, представленные в данной работе, основаны на экспериментальных данных, собранных в 1996-1997 годах [68], [69], с использованием неполяризованных ^{1}H, ^{2}D и ^{14}N мишеней. Для реконструкции треков использовался "NOVC" метод, о котором было рассказано во введении.

Общая статистика событий, используемых в анализе, такова: число ГНР позитронов $N_{e^+} \approx 7 \cdot 10^6$, количество Λ^0-гиперонов $N_\Lambda \approx 4060$. Количество Λ^0-гиперонов, реконструированных с помощью коротких и длинных треков и количество ГНР-позитронов для каждой мишени представлены в табл. 4.

Таблица 4: Число Λ^0-частиц и инклюзивных ГНР позитронов для различных мишеней.

	H	^{2}D	^{14}N
DIS inclusive	$2.74 \cdot 10^6$	$2.99 \cdot 10^6$	$1.32 \cdot 10^6$
$N(\Lambda^0)$ long tr.	779 ± 34	939 ± 37	432 ± 24
$N(\Lambda^0)$ short tr.	673 ± 41	845 ± 45	391 ± 30

Отбор данных

В анализе использовались данные в кинематической области, соответствующей глубоко-неупругому рассеянию: $Q^2 > 1$. Дополнительно к этому исключались области с существенным вкладом резонансов $W^2 < 4$ ГэВ^2 и радиационных процессов $y > 0.85$, и область $y < 0.3$, в которой нет экспериментальных данных по причине ограниченного аксептанса.

Вместе с кинематическими условиями отбора событий использовались условия для отбора "неискаженных" данных, а именно: при анализе исключались события со сбоями в работе детекторов идентификации частиц (в том числе и сбои по высокому напряжению), большом "мертвым" временем и пр. [68].

Подсчет числа Λ^0-событий

Процедура подсчета числа Λ^0-гиперонов в каждом интервале $\Delta\bar{N}_j$ заключалась в следующем. Отбирались события, в которых было реконструировано три трека и более. В каждом событии отбирались треки позитронов (по критерию идентификации частиц (PID) [58]). Треки от остальных частиц, которые не удовле-

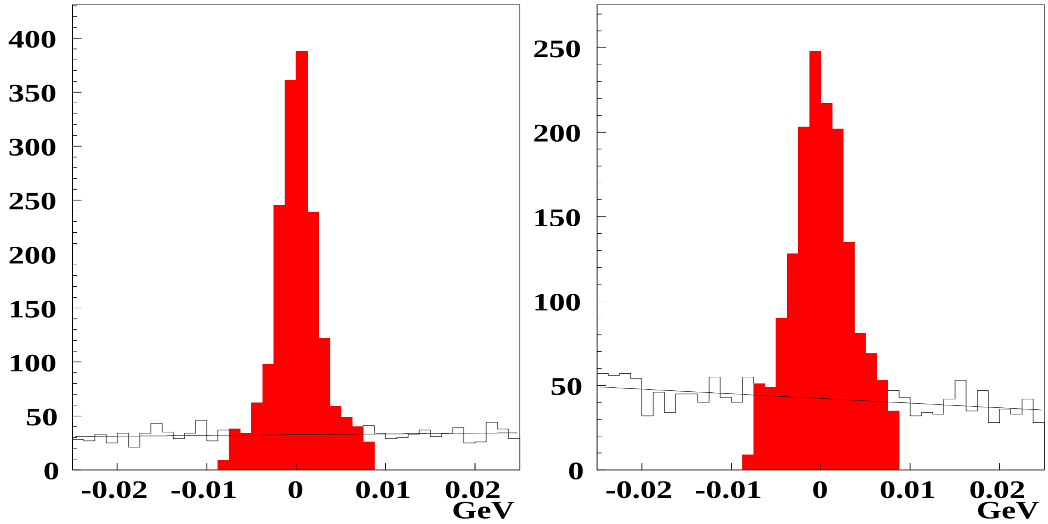

Рис. 19: Распределения по величине: m(π,p)-1.1156, где m(π,p) - реконструированная масса Λ^0-гиперона, а 1.1156 ГэВ - ее значение, взятое из Particle Data Group, построенные, с учетом режекции фоновых событий, для длинно-трековых (слева) и коротко-трековых (справа) событий.

творили критерию идентификации частиц для позитронов, считались адронными треками. В анализе использовались события только с одним позитронным треком. Для отобранных событий рассматривались пары адронных треков (причем частицы в паре должны иметь разные знаки заряда). Предполагалось, что эти две частицы (в адронной паре) являются продуктами распада Λ^0-гиперона и частица с бóльшим импульсом является протоном, а частица с меньшим импульсом - пионом (это есть следствие кинематики распада Λ^0-гиперона). По известным импульсам и массам зарегистрированных частиц в упомянутой выше гипотезе вычислялась масса распадающегося Λ^0-гиперона m_Λ, после чего строилось распределение (в виде гистограммы) по величине $m_\Lambda - 1.1156$, где

1.1156 ГэВ - табличное значение массы Λ^0-гиперона [70].

Далее, в предположении, что фон линейно зависит от инвариантной массы (это т.н. "комбинаторный" фон, т.е. фон образованный $\pi^+\pi^-$- парами, летящими из мишени), этот фон аппроксимировался полиномом второй или третьей степени, а пик фитировался гауссом, рис. 19. После этого, из общей гистограммы (состоящей из суммы фон + Λ^0 события) вычиталось распределение фоновых событий, которое оределялось в результате фитирования фона. Полученная в результате разности гистограмма позволяла подсчитать число Λ^0 - гиперонов. При этом, при подсчете числа Λ^0 - гиперонов, использовался интервал $\pm 2.5\ \sigma$, от положения центра Λ^0 пика, где σ - ширина Λ^0 пика, вычисленная в результате аппроксимации пика гауссовым распределением) Эта процедура использовалась для подсчета числа Λ^0-гиперонов в каждом интервале Δz_i.

Для каждой адронной пары определялось положение вторичной вершины, т.е. координаты предполагаемого распада Λ^0-гиперона.

Как уже говорилось, одним из основных источников фона являются пары (π^+, π^-), вылетающие из первичной вершины. Чтобы уменьшить вклад таких событий, применялось дополнительное условие: $z_2 - z_1 > 10$см. т.е. разница между z_1-координатой взаимодействия позитрона с нуклоном в мишени и z_2-координатой распада Λ^0-гиперона должна быть больше 10 сантиметров.

Для еще большего подавления фона от (π^+, π^-) пар использовался черенковский счетчик, который позволял идентифицировать заряженные пионы.

Среди кандидатов на Λ^0-события, могли быть и события от распада $K_s^0 \to \pi^+ + \pi^-$. Как было показано с помощью Монте-Карло моделирования, при условии использования черенковского счетчика вклад таких событий пренебрежимо мал, и дополнительная режекция таких событий не производилась.

Распределения по величине m(π,p) -1.1156 для Λ^0-гиперонов, восстановленных с помощью длинных и коротких треков, полученные с учетом "подавления" фоновых событий, приведены на рис. 19. Длинно-трековыми считались такие события, в которых оба трека - длинные, а коротко-трековыми - считались такие, в которых по крайней мере один реконструированный трек - короткий.

В результате описанной выше процедуры были найдены экспериментальные значения $\Delta\bar{N}_j$, необходимые для получения $n^{\Lambda}(z)$.

Аналогичная процедура применялась и для селекции Λ^0-событий при получении коэффициента передачи поляризации от выбитого кварка к Λ^0-гиперону [11], [12].

Следует заметить, что параллельно с анализом данных для изучения рождения Λ^0-гиперонов, также проводился анализ событий для исследования кинематики $\bar{\Lambda}^0$-гиперонов и K_s^0-мезонов. Разница в отборе кандидатов в Λ^0- и $\bar{\Lambda}^0$-гипероны заключалась в том, что в адронных парах, кандидатов на продукты распада $\bar{\Lambda}^0$-гиперона, частица с большим импульсом должна иметь отрицательный знак заряда. В случае же отбора событий с K_s^0-мезонами массовый пик строился в предположении, что оба адрона, кандидата на распад K_s^0-мезона, являлись пионами (противоположных знаков заряда) и распределение строилось по величине: m(π,p)-0.498, где 0.498 является табличным значением массы K_s^0-мезона, при этом, для подавления фоновых событий не использовался черенковский счетчик, но использовалось условие: $z_2 - z_1 > 5$ см.

4. Монте-Карло моделирование

Как уже говорилось, вычисление поправки на аксептанс детектора проводилось с помощью Монте-Карло. При этом использовалась цепочка программ:

$$HMC \to HRC \to KLAM.$$

О программе Монте-Карло моделирования HMC и программе реконструкции HRC уже говорилось во введении, а программа KLAM вычисляла переменные, необходимые для анализа кинематики рождения Λ^0-гиперонов. В программе HMC для генерации событий использовалась Лундовская струнная модель и Лундовская симметричная функция фрагментации для моделирования "дробления" струны (см. введение).

Для оценки качества описания данных с помощью Монте-Карло было сделано сравнение распределений по кинематическим переменным, а также по абсолютным выходам для Λ^0-гиперонов. Проведенные сравнения показали отличие в абсолютных выходах Λ^0-гиперонов, (т.е. число рожденных Λ^0-гиперонов на число инклюзивных позитронов), причем количество Λ^0-гиперонов на число инклюзивных позитронов в Монте-Карло расчетах оказалось больше в 2.5 раза, чем в эксперименте, при условии использования стандартных параметров Монте-Карло генератора. Существование разницы в абсолютных выходах было

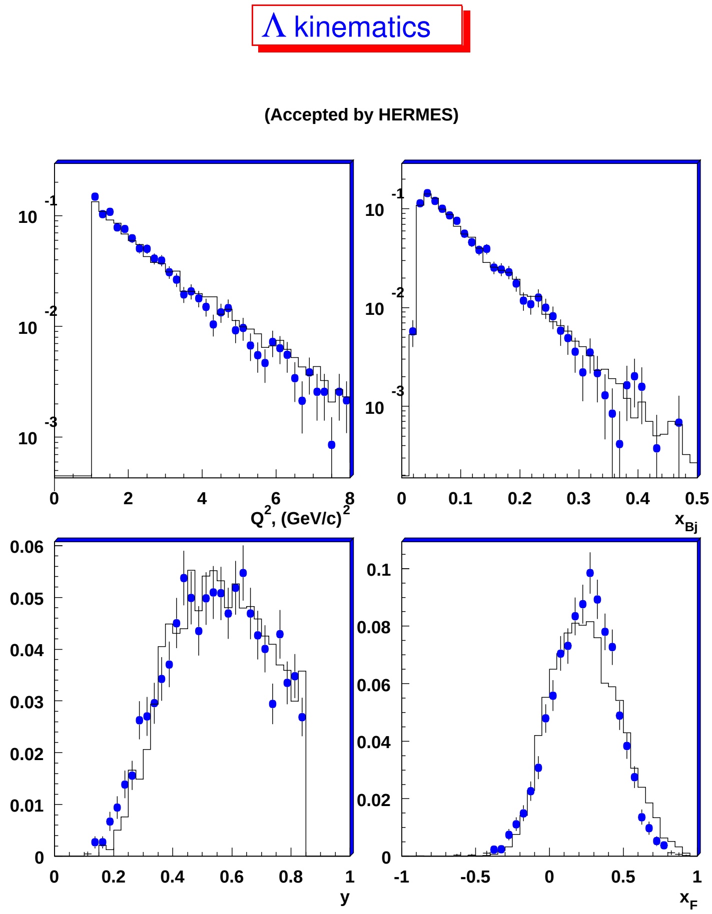

Рис. 20: Сравнение Монте-Карло и экспериментальных распределений для переменных: x, y, Q^2 и x_f.

обнаружено и в ранее проводимых экспериментах [29], [31], [33]. Это различие может быть частично устранено путем изменения вероятности рождения пар $s\bar{s}$ при разрыве струны λ_s по отношению к рождению $u\bar{u}$- и $d\bar{d}$- пар, которое в программе регулируется параметром PARJ(2). Начальное значение этого параметра равно $PARJ(2) = 0.3$. Как было выяснено в результате Монте-Карло исследования, при изменении значения PARJ(2) от 0.3 до 0.16 разница в абсолютных выходах между Монте-Карло и экспериментом для Λ^0-событий сократилась до 1.5.

На рис. 20, 21 представлены сравнения распределений по переменным x, y, Q^2, x_f, $cos(\gamma, \Lambda^0)$, M_x и z, причем нормировка Монте-Карло распределений сделана таким образом, чтобы интегралы Монте-Карло и экспериментальных распределений совпадали (для более удобного сравнения формы распределений). Как можно видеть (рис. 20,21) Монте-Карло расчет удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

На рис. 20, 21 видны некоторые отклонения для переменных, характеризующих процесс фрагментации. Наибольшие отклонения характерны для z-распределения (рис. 21).

С помощью Монте-Карло программ вычислялась матрица эффективности детектора. Для этого использовались генерированные и реконструированные события. При подсчете числа Λ^0-гиперонов в реконструированных событиях использовались такие же условия подавления фоновых событий, как и для экспериментальных данных. При прохождении частиц через установку и рекон-

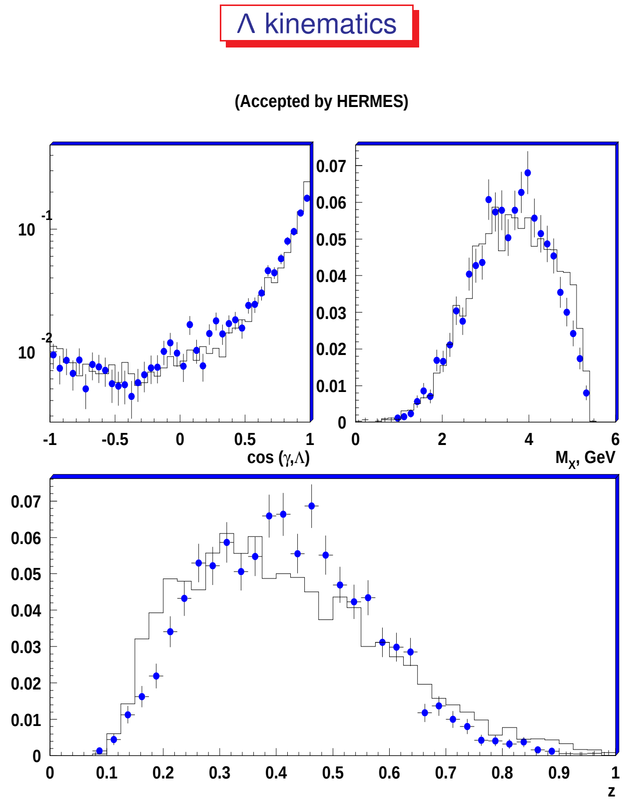

Рис. 21: Сравнение Монте-Карло и экспериментальных распределений для переменных: $cos(\gamma, \Lambda^0)$ (косинус угла между направлением виртуального фотона и направлением Λ^0-гиперона в системе γ^*, p), M_x (инвариантная масса системы адронов, образовавшихся вместе с Λ^0 -гипероном.) и z.

струкции треков частиц, генерированное значение переменной z отличается от ее реконструированного значения z', т.е. имеет место эффект "размытия", связанный с конечным угловым и импульсным разрешениями прибора. На рис. 22 показаны распределения по реконструированной переменной z' при условии генерации событий в определенный интервал Δz. Как видно из рис. 22 эффект размытия невелик при малых значениях z и увеличивается с ростом z. Если бы эффекта размытия не было, то матрица эффективности прибора была бы диагональной. Используемая для получения $n(z)$ процедура учитывает эффект размытия.

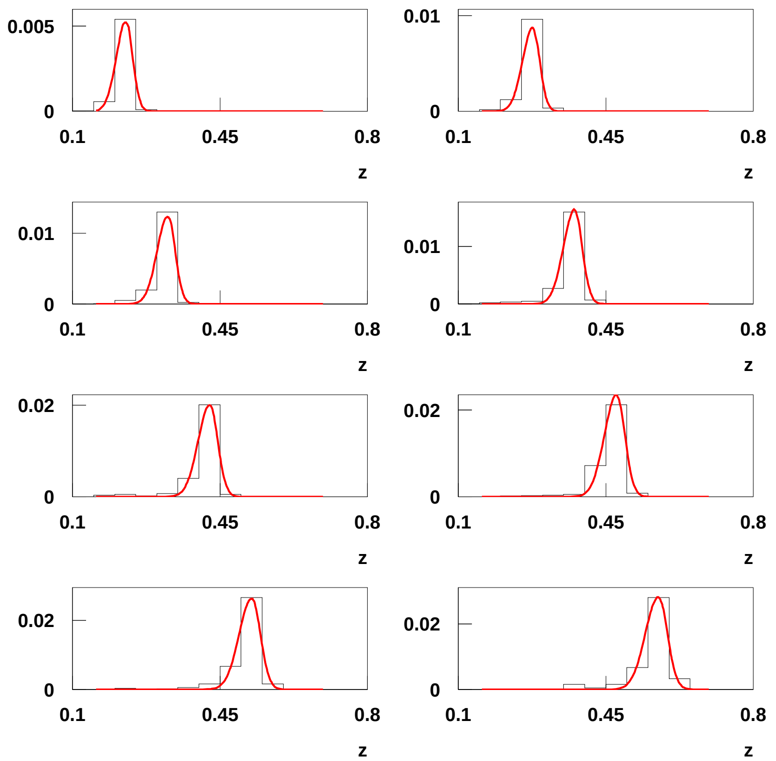

Рис. 22: Размытие переменной z для разных интервалов Δz_i Показан результат аппроксимации матрицы эффективности функцией 33.

Для вычисления матрицы a_{ji}^{-1} применялась следующая процедура. Генерированный и реконструированный наборы Монте-Карло данных разбивались на одинаковое количество интервалов Δz (при получении $n_{\Lambda^0}(z)$ и функции фрагментации таких интервалов было 14, $0.5 < z < 7.5$). Далее составляется матрица a_{ji}:

$$a_{ji} = \frac{\Delta \bar{N}_{ji}}{\Delta N_i}.$$

$\Delta \bar{N}_{ji}$ - число генерированных событий со значениями z, лежащими в интервале Δz_j, а реконструированных со значениями z' (искаженными вследствие размытия) лежащими в интервале Δz_i, ΔN_i - число событий, генерированных в интервале Δz_i.

Функция аксептанса должна быть гладкой, но в силу специфики генерации событий в некоторых интервалах Δz, где сечение рождения Λ^0-гиперонов мало, статистика реконструированных событий невысока, что вносит заметные ошибки для элементов матрицы. Чтобы получить "гладкую" функцию аксептанса, матрица a_{ji} сглаживалась с помощью функции:

$$A(\bar{z}, z) = P_3(\frac{\bar{z} + z}{2}) e^{-\frac{(\bar{z}-z)^2}{s(\bar{z},z)^2}}, \tag{33}$$

где P_3 - полином 3 степени а $s(\bar{z}, z)$:

$$s(\bar{z}, z) = \begin{cases} a_0 + a_1 \frac{\bar{z}+z}{2}, & \bar{z} < z \\ b_0 + b_1 \frac{\bar{z}+z}{2}, & \bar{z} > z, \end{cases}$$

Параметры функции (33) для длинно-трековых событий таковы:

$$P_3(x) = 0.0014 - 0.0447x + 0.3510x^2 - 0.3339x^3, \qquad x \equiv \frac{\bar{z} + z}{2},$$

$$s(\bar{z}, z) = \begin{cases} 0.0178 + 0.02078x, & \bar{z} < z \\ 0.0274 + 0.03095x, & \bar{z} > z. \end{cases}$$

Далее, с помощью этой функции вычислялись новые "сглаженные" элементы матрицы a_{ji} и вычислялась обратная матрица a_{ji}^{-1}, после чего, с использованием экспериментального набора данных, согласно (32), и извлекалось поправленная на аксептанс множественность $n^{\Lambda}(z)$.

Как уже говорилось, восстановление поправленных на аксептанс детектора $n_{\Lambda}(z)$ распределений производилось отдельно по коротким и длинным трекам, после чего оба результата суммировались с учетом статистических весов.

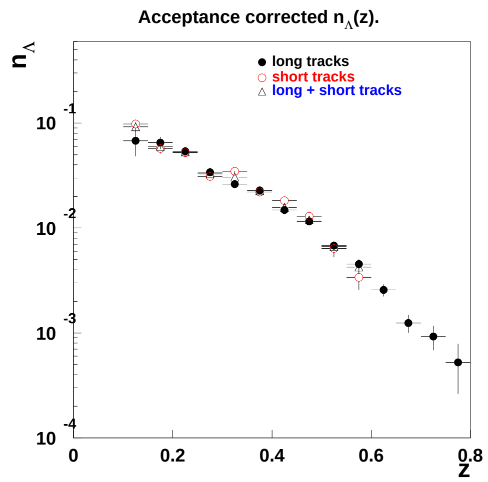

Рис. 23: Множественность $n_\Lambda(z)$, полученная с использованием коротких (белые кружки) и длинных (черные кружки) треков, с учетом поправки на аксептанс детектора. Суммарный результат показан белыми треугольниками.

Множественности $n(z)$, полученные с учетом поправки на аксептанс детектора, показаны на рис. 23. Два набора точек соответствуют $n^\Lambda(z)$, полученным

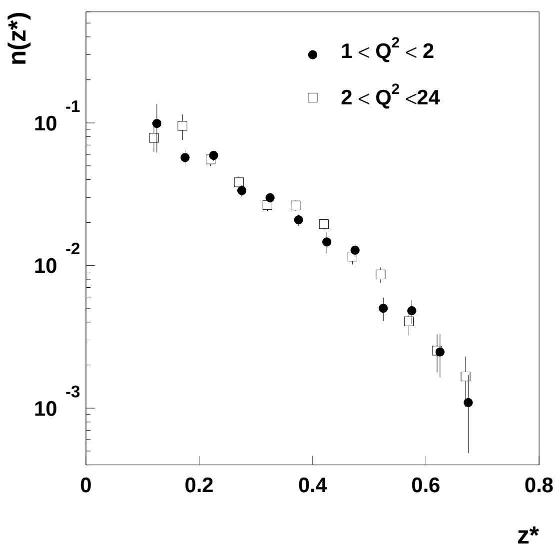

Рис. 24: Экспериментальная множественность $n(z)$, построенная для двух интервалов по переменной Q^2.

с помощью длинных и коротких треков. Приведен также суммарный результат. Как было показано ранее, Монте Карло расчеты указывают на слабую зависимость функции фрагментации от Q^2. Такую же слабую зависимость можно видеть и в экспериментальных данных. Это показано на рис. 24, где множественность $n(z)$ построена для двух интервалов по переменной Q^2: $1 < Q^2 < 2$ ГэВ^2 ($< Q^2 >= 1.47$ ГэВ^2) и $2 < Q^2 < 24$ ГэВ^2 ($< Q^2 >= 3.65$ ГэВ^2). Оба поднабора данных фактически совпадают в пределах статистических ошибок.

5. Переопределение переменной z

При анализе данных эксперимента HERMES была обнаружена зависимость функции фрагментации от переменной y. Кварк-партонная модель не предусматривает такую зависимость. На рис. 25 (слева) изображена Монте-Карло

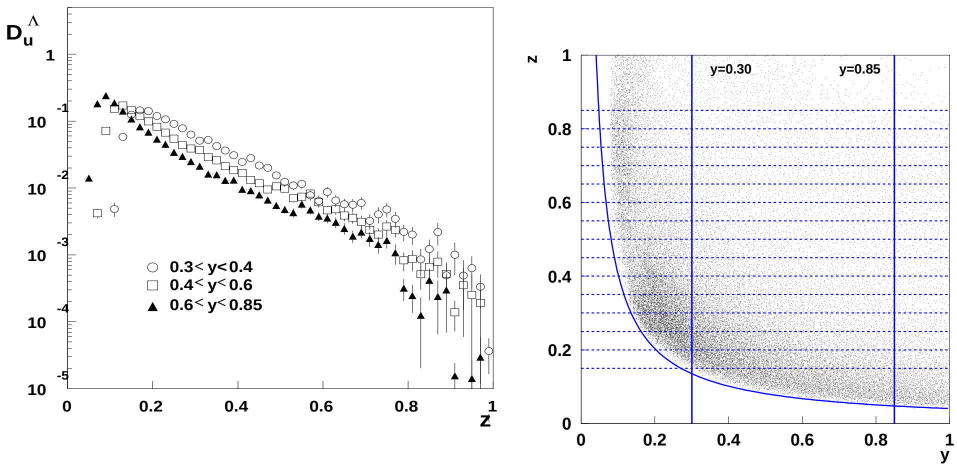

Рис. 25: Монте-Карло функция фрагментации D_u^Λ, построенная для трех интервалов по переменной y; $z = \dfrac{E_\Lambda}{\nu}$, $E_{beam} = 27.5$ ГэВ/с (слева). Справа показана кинематическая граница для рождения Λ^0-гиперона в эксперименте HERMES (для генерированных Монте-Карло событий). Вертикальные линии показывают кинематическую область $0.3 < y < 0.85$, в которой происходит анализ экспериментальных данных, а горизонтальные линии показывают разбиение на интервалы Δz_i, используемые при получении множественности.

функция фрагментации $D_u^{\Lambda^0}$, полученная для трех интервалов по переменной y. Как видно из рис. 25, функция фрагментации сильно меняется в зависимости от интервала y. В то же время, проведенные Монте-Карло расчеты для частиц с меньшей массой, например, для событий с рождением K_s^0-мезонов, продемонстрировали отсутствие подобной зависимости.

Результаты анализа экспериментальных данных подтвердили наличие y- зависимости для $n^\Lambda(z)$, как это следует из рис. 26. Причиной зависимости функции фрагментации от y является ограниченный фазовый обьем реакции, что особенно важно при сравнительно небольшой энергии первичного пучка.

Кинематическая граница для рождения Λ^0-гиперонов показана на рис. 25 справа. Парабола на этом рисунке соответствует случаю рождения Λ^0 с нулевой кинетической энергией, т.е. когда энергия Λ^0 - гиперона равна его массе (этот случай запрещен законами сохранения энергии и импульса, так как в лабораторной системе Λ^0 - гиперон всегда движется).

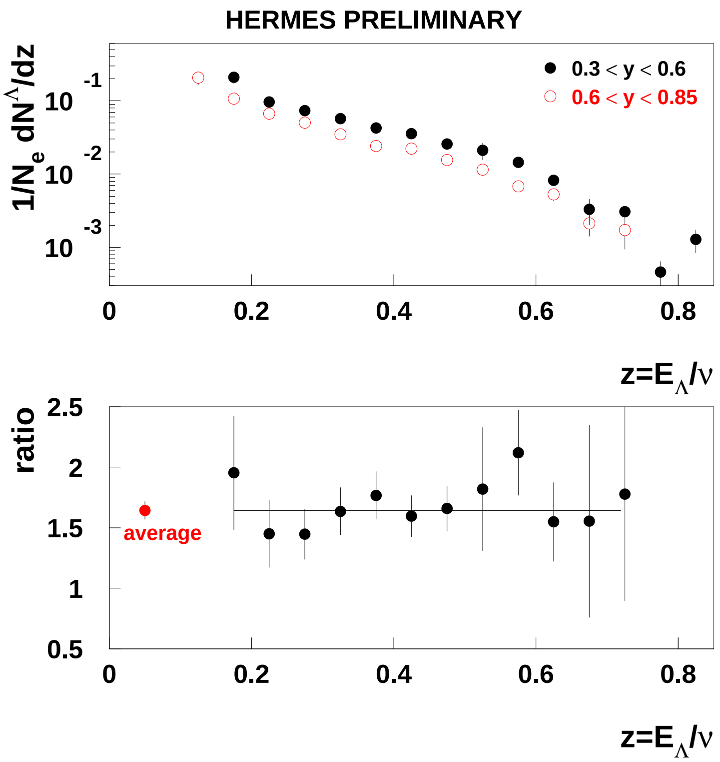

Рис. 26: На верхнем рисунке показаны экспериментально полученные, для двух интервалов по переменной y, множественности $n^\Lambda(z)$, $z = \frac{E_{\Lambda^0}}{\nu}$, на нижнем рисунке представлено их отношение. Среднее значение отношения ~ 1.6.

Для того, чтобы убедиться, что данный эффект действительно связан с ограниченным фазовым обьемом, было проведено Монте-Карло моделирование при более высоких энергиях, где эффект ограниченного фазового обьема должен быть менее заметен. Результат этого исследования для энергии позитронного пучка $E_e = 100$ ГэВ, представлен на рис.27. Как видно из рис. 27, кинематическая граница изменилась (правая картинка) и описанный эффект стал существенно меньше. Некоторые различия наблюдаются лишь при малых значениях переменной z.

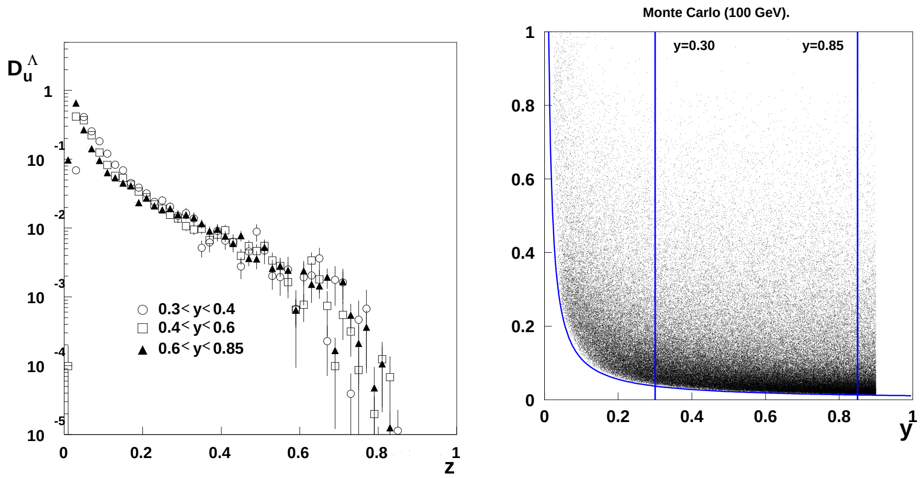

Рис. 27: Монте-Карло функция фрагментации $D_u^{\Lambda^0}$, полученная при энергии позитронного пучка $E_{e^+} = 100$ ГэВ. Переменная z определена как $z = \frac{E_{\Lambda^0}}{\nu}$. Слева $D_u^{\Lambda^0}$ построена для разных интервалов по переменной y, справа показана кинематическая граница рождения Λ^0-гиперонов при $E_{e^+} = 100$ ГэВ.

Общепринятое определение переменной $z = \frac{E_{\Lambda^0}}{\nu}$, как правило, рассчитано на анализ данных при бо́льших энергиях, и не учитывает эффекты ограниченного фазового обьема. Для того чтобы ослабить этот эффект, переменная z была переопределена следующим образом[66]:

$$z^* = \frac{E_{\Lambda^0} - m_{\Lambda^0}}{\nu} \tag{34}$$

Теперь минимальная величина z^* равна 0 (а не $\frac{m_\Lambda}{\nu}$, как в случае $z = \frac{E_\Lambda}{\nu}$), т.е. кинематическая граница (см. рис. 28) совпадает с осью абсцисс и не зависит от ν (т.е. от y). С другой стороны, при больших E_Λ, $z^* \to z$.

Следует заметить, что были проанализированы и другие варианты переопределения переменной z (например $z = \frac{p_\Lambda}{\nu}$), но все они не давали должного

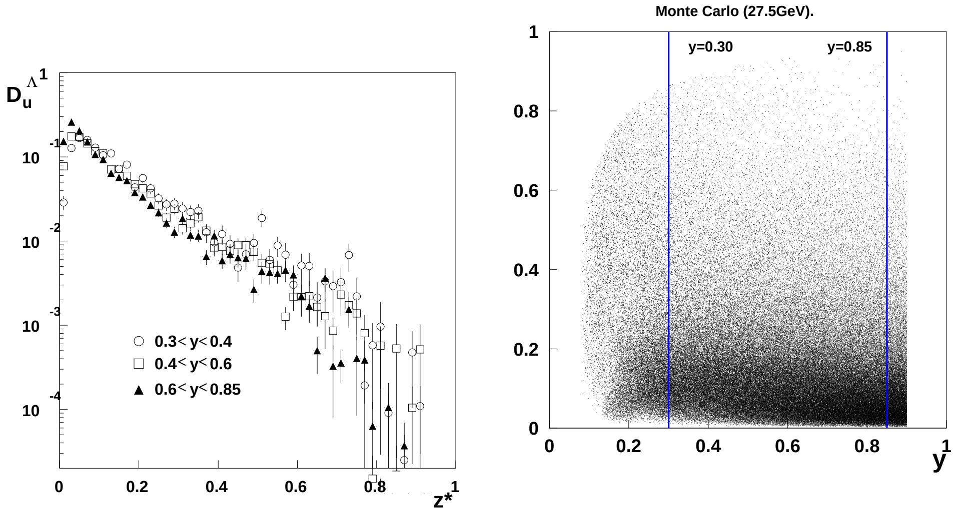

Рис. 28: Результат Монте-Карло моделирования функции фрагментации D_u^Λ, полученный при энергии позитронного пучка $E_{e^+} = 27.5$ ГэВ. Переменная z определена как $z = \frac{E_\Lambda - m_\Lambda}{\nu}$. Слева D_u^Λ построена для разных интервалов по переменной y, справа показана кинематическая граница рождения Λ^0-гиперонов.

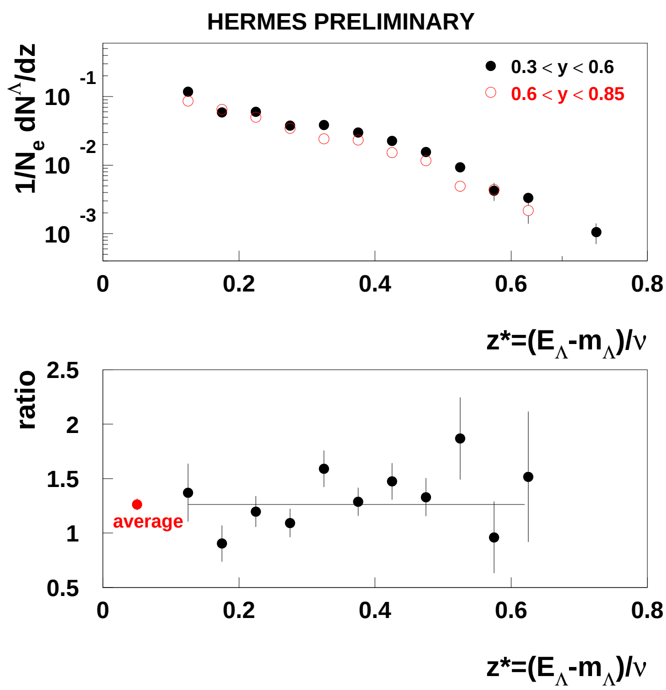

Рис. 29: Экспериментально полученная $n^\Lambda(z)$, $z = \frac{E_\Lambda - m_\Lambda}{\nu}$, $E_{e^+} = 27.5$ ГэВ/с.

эффекта. Монте-Карло расчеты показали слабую зависимость $D_u^\Lambda(z^*)$ от переменной y, рис. 28, и эксперимент также подтвердил существенное уменьшение зависимости $n(z)$ от y, рис. 29. В дальнейшем анализе, для получения функции фрагментации, использовалась переменная z^*.

6. Функция фрагментации D_u^Λ

Полученные в результате описанной процедуры множественность $n(z)$ и функция фрагментации $D_u^\Lambda(z^*)$ представлены на рис. 30 и 31 (численные значения для функции фрагментации приведены в табл. 5). Как видно из рис. 31, функция фрагментации D_u^Λ (черные кружки) мало отличается от множественности $n_\Lambda(z^*)$ (белые квадраты). Связано это с тем, что $\bar{s}$-кварк вносит свой вклад в $n(z)$ при малых значениях z: $z < 0.25$ (так как в случае "выбивания" из нуклона "морского" $\bar{s}$-кварка, Λ^0-гиперон образуется, в основном, в результате фрагментации мишени), а вклад остальных кварков существенно меньше.

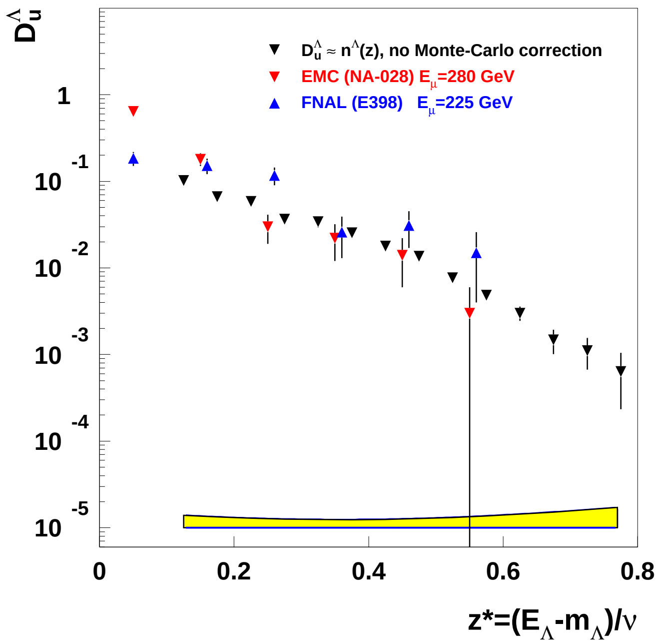

Рис. 30: Сравнение функции фрагментации, полученной в эксперименте HERMES с данными экспериментов EMC и FNAL (E398).

Сравнение с результатами экспериментов FNAL E398 и EMC. На рис. 30 показаны функция фрагментации D_u^Λ в сравнении с результатами экспериментов EMC и FNAL E398. Как видно, представленные результаты достаточно хорошо согласуются в пределах статистических ошибок. Тем не менее, разница между распределениями, проявляющаяся при малых значениях z: $z < 0.2$ обусловлена возможной зависимостью функции фрагментации от Q^2 (качественно она согласуется с расчетами, представленными в работе [24]),

Сравнение с теоретическими предсказаниями. На рис. 31 также представлены существующие теоретические предсказания и параметризация данных экспериментов по e^+e^--аннигиляции.

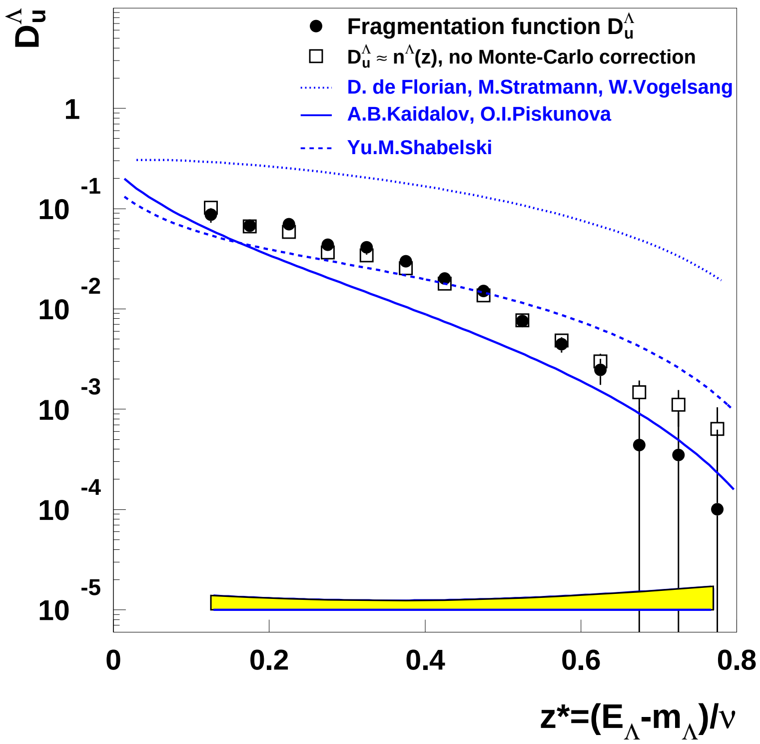

Рис. 31: Функция фрагментации D_u^Λ (черные кружки), квадраты - множественность $n_\Lambda(z^*)$, штриховая кривая - параметризация e^+e^-- экспериментов [24], сплошная кривая - расчет А.Б. Кайдалова О.И.Пискуновой [17], штриховая кривая - расчет D_u^Λ, сделанный Ю.М.Шабельским, Внизу (полосой) нарисована относительная систематическая ошибка.

Пунктирная кривая - это результат параметризации экспериментальных данных по e^+e^-- аннигиляции, полученный группой теоретиков D. de Florian, M. Stratmann, W. Vogelsang [24] в диапазоне энергий: $14 < \sqrt{s} < 91.2$. При этом, так как экспериментально было невозможно различить Λ^0- и $\bar{\Lambda}^0$- гипероны, авторами было сделано следующее предположение: $D_u^\Lambda = D_d^\Lambda = D_s^\Lambda = D_{\bar{u}}^\Lambda = D_{\bar{d}}^\Lambda = D_{\bar{s}}^\Lambda$ (где Λ в действительности означает $\Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0$), и представленная на рис. 31 функция фрагментации является суммой:

$$D_u^{\Lambda+\bar{\Lambda}} = D_u^\Lambda + D_u^{\bar{\Lambda}}. \tag{35}$$

Для параметризации функции фрагментации авторы взяли за основу широко используемую формулу: $D(z^*) = Nz^*\alpha(1-z^*)^\beta$, с параметрами: $N = 0.63$, $\alpha = 0.23$ и $\beta = 1.83$. Как видно, результат этой параметризации существенно отличается от функции фрагментации, полученной из данных эксперимента HERMES. При этом, конечно, следует заметить, что вклад члена $D_u^{\bar{\Lambda}}$ в (35) существенно меньше вклада D_u^Λ, так как $\bar{\Lambda}^0$ не содержит u-кварка.

Следует заметить, что согласно Монте-Карло расчетам, сделанным с использованием струнной модели, функция фрагментации s-кварка в Λ^0-гиперон почти в 2.5 раза больше чем, функции фрагментации u- и d- кварков. Таким образом, отличие приведенной параметризации e^+e^-- экспериментов от результата, полученного в ходе анализа данных эксперимента HERMES, может быть объяснено как более высокими энергиями e^+e^- экспериментов (т.е. Q^2-зависимостью функций фрагментации), так и разными гипотезами, лежащими в основе анализа.

Сплошная кривая на рис.31- это результат расчета, сделанный Кайдаловым и Пискуновой [16], [17]. Как уже было сказано во введении, этот расчет был сделан для адрон-адронных взаимодействий, при этом использовалась следующая параметризация: $D(z) = \frac{\alpha}{z}(1-z)^\beta$, где $\alpha = 0.02$,$\beta = 2.5$.

Штриховая кривая представляет расчет для функции фрагментации D_u^Λ Ю.М.Шабельского [20], [19], сделанный также в рамках кварк глюонной струнной модели. При этом использовалась несколько иная параметризация: $D(z) = \frac{\alpha}{z}(1-z)^\beta(1+12z^2)$, где $\alpha = 0.012$,$\beta = 2.5$.

Как уже было сказано ранее, эти расчеты были сделаны для "мягких" процессов. В то же время процессы ГНР позитронов на нуклонах являются "жесткими", то есть квадрат переданного четырех импульса велик, вследствие чего требуется дополнительная коррекция таких расчетов. Тем не менее, оба представленных выше расчета находятся в лучшем согласии с результатом, полученном в эксперименте HERMES, чем параметризация данных e^+e^--экспериментов.

Таблица 5: Значения D_u^Λ и статистическая ошибка.

z	D_u^Λ	стат. ошибка
0.125	0.09	0.01
0.175	0.068	0.009
0.225	0.070	0.005
0.275	0.043	0.004
0.325	0.041	0.006
0.375	0.030	0.002
0.425	0.020	0.002
0.475	0.015	0.001
0.525	0.008	0.001
0.575	0.0045	0.0008
0.625	0.0025	0.0007
0.675	0.0004	0.0006
0.725	0.0004	0.0006
0.775	0.0001	0.0005

Еще одним механизмом образования Λ^0-гиперона, не упомянутым ранее, является фрагментация выбитого из нуклона дикварка (т.е. системы, состоящей из двух кварков). К сожаленью, в настоящее время нет расчетов, позволяющих определить вклад этого механизма в процесс образования Λ^0-гиперона при ГНР, как нет и Монте-Карло моделей, описывающих этот механизм.

Полученная в ходе анализа данных эксперимента функция фрагментации D_u^Λ отличается от Монте-Карло функции фрагментации, рис. 32. Как уже говорилось ранее, это отличие наблюдается как по абсолютной величине, так и по форме. Таким образом, требуется дополнительная корректировка параметров струнной модели, реализуемой в программе JETSET, для более качественного описания экспериментальных данных, полученных при ГНР.

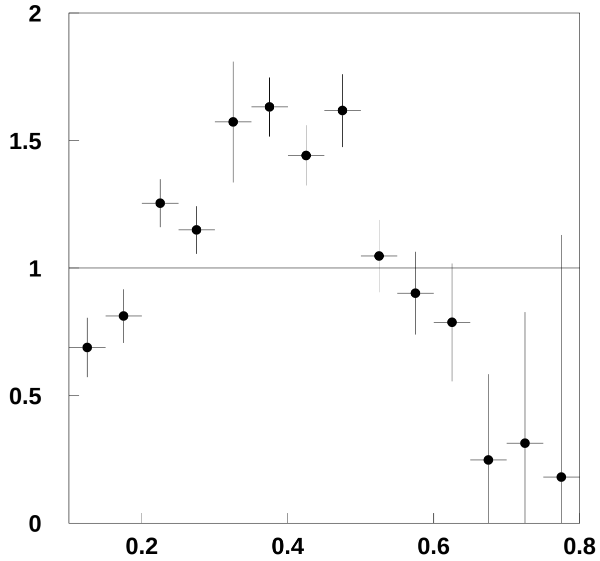

Рис. 32: Отношение функций фрагментации D_{Λ}^{u} полученной в эксперименте HERMES к результату Монте-Карло моделирования. Нормировка как Монте-Карло, так и экспериментальных данных, сделана на единицу.

Внизу на рис. 31 изображена относительная систематическая ошибка, при этом масштаб выбран такой: одно деление на логарифмической шкале $(1 \cdot 10^{-5} \div 2 \cdot 10^{-5})$ соответствует 100% ошибке. Систематическая ошибка находится в пределах от 20 до 55 процентов. О процедуре расчета систематической ошибки будет рассказано в следующем параграфе.

Учет радиационных эффектов.

Излучение радиационных фотонов налетающим или рассеянным позитроном приводит к изменению энергии виртуального фотона и, как следствие, к неправильному определению переменных y и z. Учитывать радиационные эффекты необходимо как для инклюзивного сечения рассеяния ГНР позитронов, так и для сечения рождения Λ^0-гиперонов при ГНР. В первом случае, для поправки нормировочного множителя $\frac{1}{N_e}$ в (22), вычислялось отношение интегрального борновского сечения к интегральному сечению, включающему излучение радиационных фотонов. Корректирующий фактор получился равным 1.1. Полуинклюзивное сечение, как функция от z $\left(\frac{dN^{\Lambda}(z)}{dz} \text{ в } (22)\right)$, поправлялось с помощью функции: $f(z) = 1 - 0.12(z/0.875)^2$, которая была рассчитана с использованием программы GENRAD [71], [72]. Максимальное значение поправки оказалось равным 10%.

Таким образом, множественность $n^\Lambda(z)$ дополнительно поправлялась на радиационные эффекты следующим образом: $n^\Lambda(z)^{corr} = n^\Lambda(z) \cdot 1.1/f(z)$.

Существует также еще один радиационный процесс: излучение фотонов в конечном адронном состоянии. Поправка связанная с ним мала и ею можно пренебречь.

7. Исследование систематической ошибки

Исследовалось несколько источников систематической ошибки. Прежде всего следует отметить, что используемые при получении $n(z)$ распределения по переменной z, усреднены по остальным кинематическим переменным, описывающим кинематику полуинклюзивных реакций (то есть по p_T^2, Q^2, y и ϕ).

Введем следующие обозначения для кинематических переменных, описывающих реконструированные события:

$$\bar{r} = \bar{Q}^2, \bar{y}, \bar{p_T}, \bar{\phi},$$

а для переменных, описывающих генерированные события:

$$r = Q^2, y, p_T, \phi.$$

Тогда для числа реконструированных в интервале $d\bar{z}$ событий можно записать:

$$d\bar{N}(\bar{z})/d\bar{z} = \int d\bar{r}(d\bar{N}(\bar{r}, \bar{z})/d\bar{r}d\bar{z}),$$

а для числа генерированных в интервале dz событий:

$$dN(z)/dz = \int dr(dN(r, z)/drdz).$$

Следовательно, функция эффективности детектора, усредненная по переменным $\bar{r}, r$, может быть записана в виде:

$$a_{ji} = \frac{\int d\bar{r}dr(a_{ji}(r,\bar{r})dN(r,z_i)/drdz_i)}{\int (dN(r,z_i)drdz_i)dr} = \frac{\int dr(a_{ji}(r)dN(r,z_i)/drdz_i)}{\int dr(dN(r,z_i)/drdz_i)}, \tag{36}$$

где:

$$a_{ji}(r) = \int d\bar{r}dra_{ji}(r,\bar{r}).$$

При переходе к дискретному случаю по переменным $\bar{r}$ и r, функция эффективности $a_{ji}(r,\bar{r})$ становится многомерной матрицей, которая учитывает эффект размытия по всем переменным. Следует заметить, что в одномерном случае,то есть при получении функции аксептанса по одной переменной, размытие по остальным переменным r, $\bar{r}$ не влияет но окончательный результат, так как по ним проведено интегрирование. С другой стороны, как следует из уравнения (36), в одномерном случае матрица эффективности взвешивается с физическим генератором $dN(r,z)/drdz$. Следовательно, результат восстановления поправленного на аксептанс детектора z-распределения может выть чувствителен к качеству используемого Монте-Карло генератора.

Влияние качества Монте-Карло генератора на реконструируемое $n(z)$-распределение оценивается как вклад в систематическую ошибку. Существуют также и другие источники систематической ошибки, о которых будет рассказано несколько позднее.

Как было показано ранее, Монте-Карло качественно описывает экспериментальные распределения рис. 20, 21. В тоже время, при более детальном исследовании, разница между Монте-Карло и экспериментальными распределениями подчеркивается более явно (рис. 33).

Проверка метода обратной матрицы в одномерном случае

Как уже говорилось ранее, статистика реконструированных Монте-Карло событий ограничена, и для того, что бы сгладить статистические флюктуации, элементы прямой матрицы аппроксимируются функцией (33), после чего находится обратная матрица. С помощью обратной матрицы реконструируется генерированное распределение. Если реконструированное Монте-Карло распределение восстанавливается с использованием "несглаженной" матрицы, то оно в точности совпадает с генерированным (по определению обратной матрицы

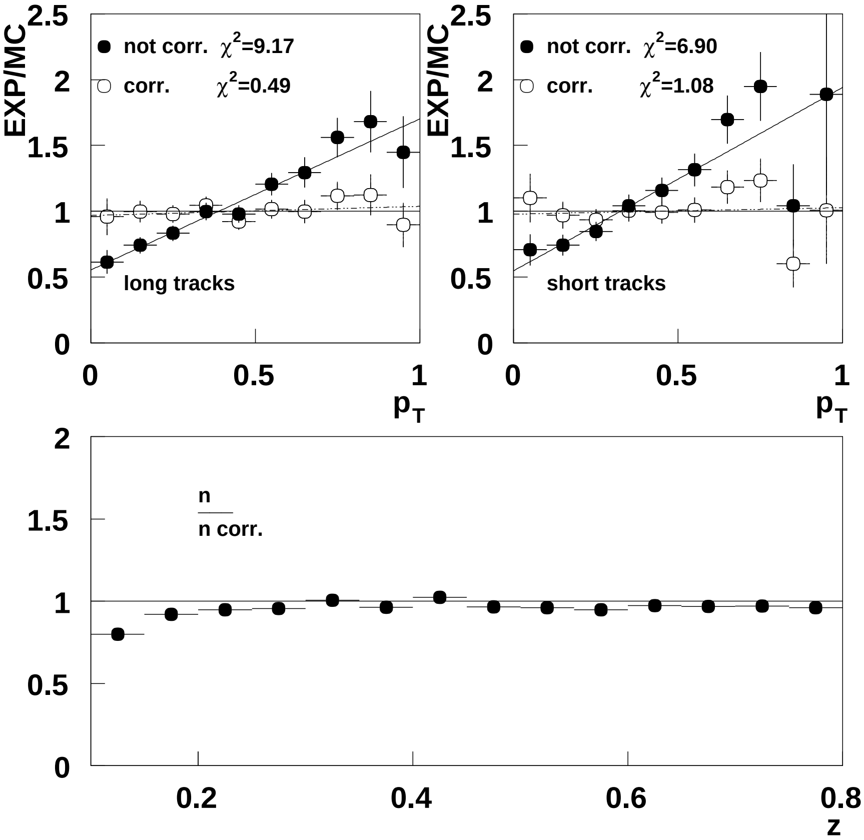

Рис. 33: Исследование систематической ошибки реконструированного $n(z)$-распределения, обусловленной качеством описания Монте-Карло генератором экспериментальных p_T^2-распределений. На верхних рисунках продемонстрирована процедура модификации генератора по переменной p_T^2. Слева (вверху) черными кружками показано отношение нормированного на единицу экспериментального (реконструированного) распределения $N^{\Lambda}(\bar{p_T^2})$ (без поправки на аксептанс детектора) к аналогичному Монте-Карло распределению, для событий, реконструированных с помощью длинных треков. Белыми кружками показано отношение таких же распределений, но Монте-Карло генератор модифицирован по переменной p_T^2. Справа, вверху, построены аналогичные отношения, но для событий, реконструированных с помощью коротких треков. На нижней картинке показано отношение Монте-Карло генерированного распределения $n^{\Lambda}_{\text{ген.}}(z)$, к реконструированному $n^{\Lambda}_{\text{мод.}(p_T^2)}(z)$ -распределению, полученному, с использованием модифицированной матрицы: $n^{\Lambda}_{\text{ген.}}(z)/n^{\Lambda}_{\text{мод.}(p_T^2)}(z)$.

$aa^{-1} = 1$). Следовательно, используя отношение реконструированных множественностей $n(z)$, полученных со сглаженной, и с несглаженной матрицами, можно оценить вклад в систематическую ошибку, обусловленный недостаточной статистикой матричных элементов.

Таким же образом можно проверить влияния качества Монте-Карло генератора на реконструируемое $n(z)$-распределение. С этой целью, матрица эффективности вычисляется с использованием модификации генератора. Такие модификации были сделаны с использованием линейной аппроксимации разницы между Монте-Карло и экспериментальными распределениями (рис. 33). В этом случае вклад в систематическую ошибку оценивается как отношение генерированного распределения к распределению, реконструированному с использованием модифицированной матрицы. На рис. 33 приведено исследование влияние качества Монте-Карло генератора по переменной p_T^2, на реконструируемое $n(z)$-распределение.

Влияние режекции фоновых событий.

Результат исследования влияния режекции фоновых событий на эксперимен-

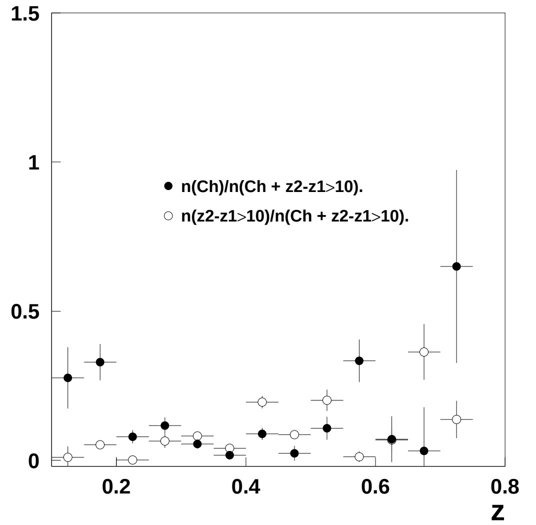

Рис. 34: Систематическая ошибка, обусловленная режекцией фоновых событий.

тальную реконструированную множественность $n(z)$ показан на рис. 34. Черными кружками представлен результат влияния условия $z_2 - z_1 > 10$ см., а именно, построены абсолютные значения отношения множественности $n(z)$, полученной с использованием режекции фоновых событий при условии применения сигнала черенковского счетчика, к множественности $n(z)$, полученной с использованием как сигнала черенковского счетчика, так и условия $z_2 - z_1 > 10$ см. Белыми кружками представлено аналогичное исследование влияния использования сигнала черенковского счетчика на $n(z)$. Следует заметить, что использование черенковского счетчика не изменяет матрицу эффективности, так как при этом режектируются (π^+, π^-) пары, а число Λ^0-событий не меняется. При этом, наблюдаемые отклонения связаны с ошибкой при подсчете числа Λ^0-гиперонов (вычитании фона), обусловленной небольшой статистикой.

Общая систематическая ошибка $n(z)$, приведена на рис. 35. Вклады всех источников систематической ошибки квадратично просуммированы, и общий результат аппроксимирован полиномом.

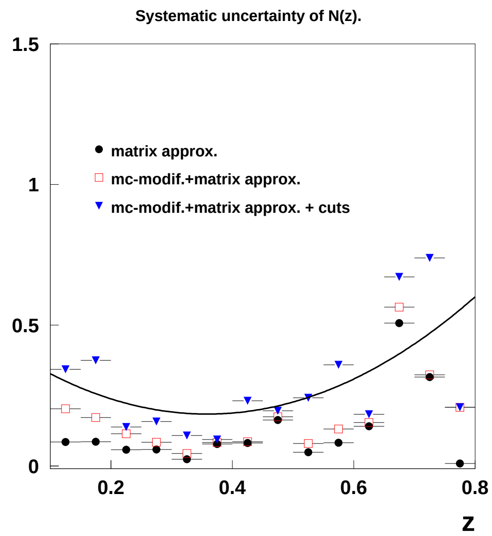

Рис. 35: Общая систематическая ошибка. На рисунке показаны вклады трех главных источников систематической ошибки. Черные кружки - вклад ошибки матрицы эффективности детектора, белые квадраты - квадратичная сумма вклада матрицы эффективности и вклада "модификации" Монте-Карло генератора, черные треугольники - квадратичная сумма вкладов ошибок матрицы эффективности, Монте-Карло генератора и результата режекции фоновых событий.

Глава 3. p_T^2-распределения для Λ^0-гиперонов, K_s^0- мезонов и заряженных пионов

1. Источники поперечного импульса

Наряду с z-зависимостью, важной характеристикой процессов фрагментации является распределение по квадрату поперечного импульса p_T^2.

Поперечный импульс определяется в системе (γ^*, p), рис. 2. С точки зрения кварк-партонной модели источниками поперечного импульса являются:

- **первоначальный импульс кварков в нуклоне -** $< k_T >$,
- **процессы фрагментации -** $< p_T >_{\textbf{фрагм.}}$,
- **КХД-процессы (излучение кварком глюона и фотон-глюонное расщепление)-** $< p_T >_{\textbf{КХД}}$.

Среднее значение квадрата поперечного импульса, образовавшегося при ГНР адрона, оценивается следующим образом [73]:

$$< p_T^2 >=< k_T^2 > z^2 + < p_T^2 >_{\text{фрагм.}} + < p_T^2 >_{\text{КХД}} . \qquad (37)$$

Как следует из (37), вклад первоначального импульса кварков для образовавшихся адронов делится между всеми адронами пропорционально величине z^2. Значение z^2 в среднем составляет 0.1-0.2, что существенно уменьшает этот вклад.

Как будет продемонстрировано с помощью Монте-Карло, вклад КХД процессов $< p_T^2 >_{\text{КХД}}$ при энергиях эксперимента HERMES мал, и формулу (37) для анализа данных можно переписать в виде:

$$< p_T^2 >\approx< k_T^2 > z^2 + < p_T^2 >_{\text{фрагм.}} \qquad (38)$$

Вклад каждого процесса при формировании p_T^2 определить трудно, и детальный анализ может быть сделан с помощью Монте-Карло моделирования, о чем будет рассказано далее.

2. Получение экспериментальных p_t^2-распределений

Процедура восстановления $n(p_T^2)$, аналогична процедуре, которая применялась при извлечении $n^\Lambda(z)$, с использованием экспериментального набора данных и матрицы эффективности, полученной с помощью Монте-Карло моделирования [74].

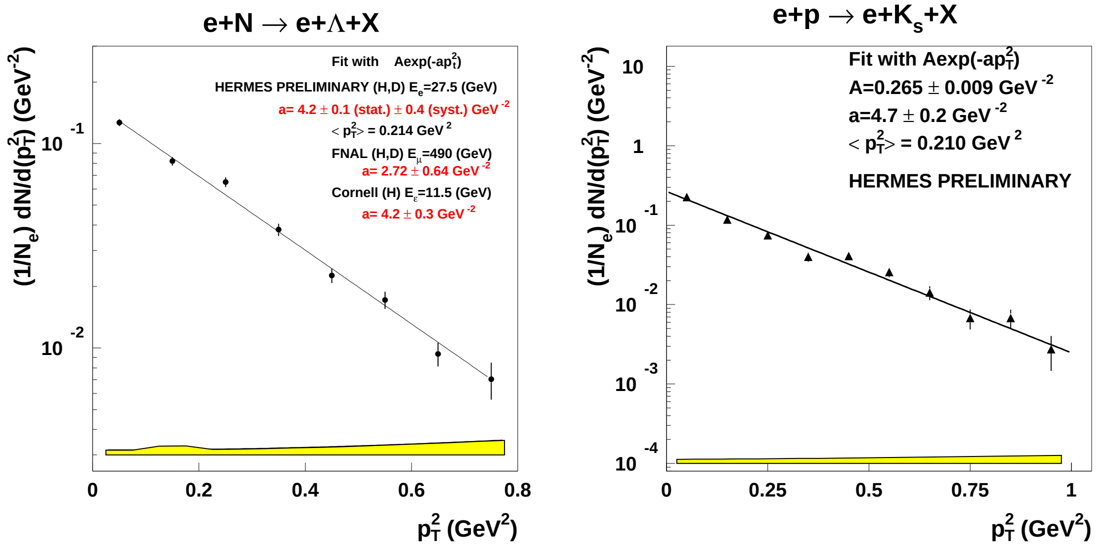

Рис. 36а:Справа показано $n(p_T^2)$ для Λ^0-гиперонов. Приведен результат аппроксимации с помощью функции (40), также представлены результаты аппроксимации данных (параметр наклона **"a"**) эксперимента FNAL E665 и эксперимента, проведенного в Корнельском университете. Слева представлено $n^\Lambda(p_T^2)$ для K_s^0-мезонов. Относительная систематическая ошибка приведена внизу картинок полосой (например, в случае Λ^0-гиперонов деление $3 \div 4 \cdot 10^{-3}$ соответствует 100%-ой ошибке).

Множественность $n(p_T^2)$ определялась стандартным образом (см. формулу 22):

$$n_h(p_T^2) = \frac{1}{N_e}\frac{dN^h(p_T^2)}{dp_T^2}. \qquad (39)$$

О процедуре подсчета числа событий для каждого интервала $dN^h(p_T^2)$ с помощью распределения по инвариантной массе распадающихся частиц, о селекции Λ^0-гиперонов и K_s^0-мезонов, и используемых при этом условиях, уже было рассказано в Главе 2.

Селекция пионов проводилась по другому принципу, с использованием черенковского счетчика. При этом анализировались пионы, с импульсами: $4.4 < P_\pi < 10$ ГэВ, так как в этом импульсном интервале эффективность идентификации пионов черенковским счетчиком высокая. Кроме этого, в случае пионов использовалось дополнительное условие $z > 0.16$. ГНР события анализировались в той же кинематической области, что и в случае анализа данных для Λ^0 и K_s^0, с одним исключением: вместо условия $W^2 > 4$ ГэВ^2 использовалось условие $W^2 > 10$ ГэВ^2. Для получения $n(p_T^2)$ для Λ^0-событий использовались

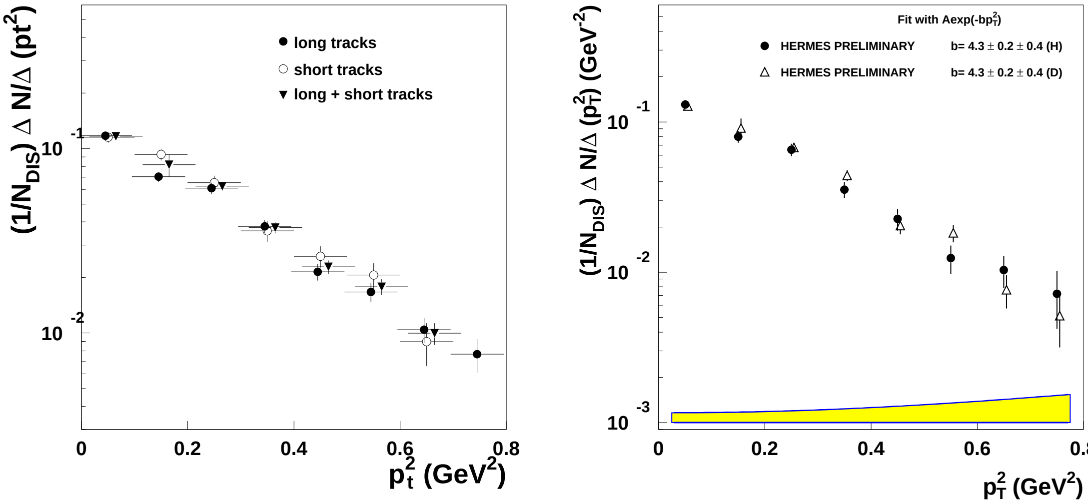

Рис. 36b: p_T^2-распределения для Λ^0-гиперонов. Слева показаны распределения, полученные с помощью коротких (белые кружки) и длинных (черные кружки) треков и общий результат (треугольники). Справа показано $n^\Lambda(p_T^2)$ для водородной (черные кружки) и дейтериевой (белые треугольники) мишеней. Внизу на правом рисунке показана относительная систематическая ошибка. .

события, реконструированные с помощью коротких и длинных треков. В случае же K_s^0-мезонов и пионов в анализе использовались только длинно-трековые события. Это связано с малым вкладом коротких треков при реконструкции K_s^0-мезонов и необходимостью правильной идентификации частиц в случае получения p_T^2 - распределения для пионов (так как алгоритмы идентификации частиц для коротких треков не работают). Экспериментальный набор данных приведен в табл. 6. На рис. 36a показаны поправленные на аксептанс распреде-

Таблица 6: Количество Λ^0-гиперонов, K_s^0-мезонов, заряженных пионов и инклюзивных позитронов, полученные на водородной и дейтериевой мишенях.

	H	D
DIS	$2.7 \cdot 10^6$	$3.0 \cdot 10^6$
Λ^0	1470	1800
K_s	2500	–
	H	
DIS	$1.15 \cdot 10^6$	–
π^+	57970	–
π^-	41600	–

ления $n(p_T^2)$ для Λ^0-гиперонов (слева) и для K_s^0-мезонов (справа). Аналогичные распределения для пионов показаны на рис. 36c.

Полученные распределения аппроксимировались с помощью функции:

$$f(p_T^2) = Aexp(-ap_T^2) \tag{40}$$

Результаты аппроксимации $n(p_T^2)$ для экспериментальных распределений представлены в табл. 7.

Таблица 7: Параметры аппроксимации экспериментальных p_T^2-распределений с помощью функции (40).

Тип частицы	A	a	$< p_T^2 >$	интервал	χ^2
π^+	0.511 ± 0.005	3.73 ± 0.02	0.266	0-1.4	7.4
π^-	0.354 ± 0.003	3.79 ± 0.03	0.260	0-1.4	3.7
K_s^0	0.265 ± 0.009	4.7 ± 0.2	0.210	0-1.	2.3
Λ^0	0.161 ± 0.004	4.2 ± 0.1	0.214	0-0.8	1.4

На рис. 36b (слева) показаны $n^\Lambda(p_T^2)$ распределения, полученные с помощью коротких и длинных треков и общий результат. Как видно, результаты, полученные для двух независимых поднаборов данных, хорошо согласуются в

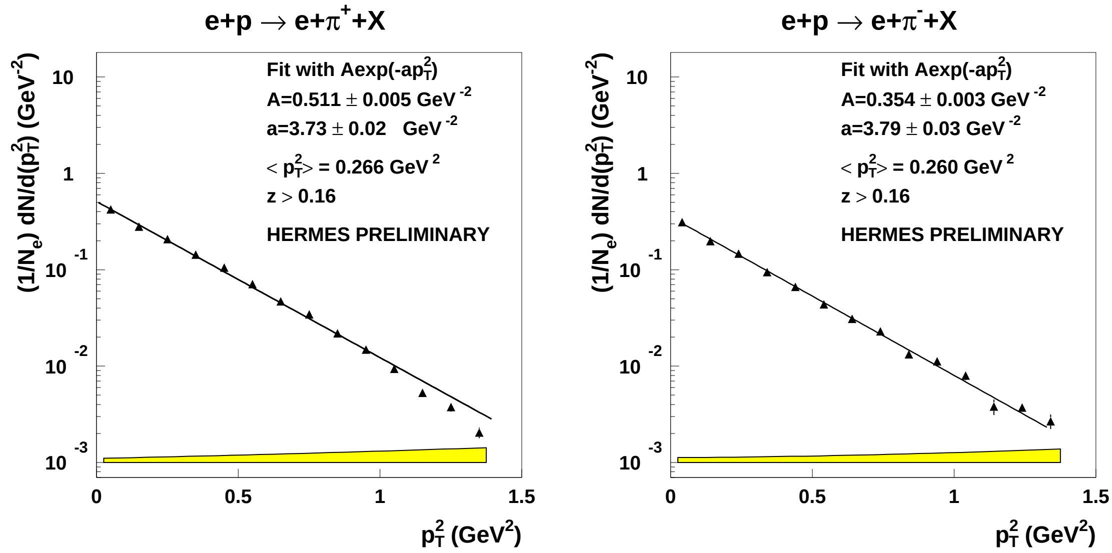

Рис. 36с: Экспериментальные p_T^2 распределения для π^+ (слева) и π^- (справа), полученные с учетом поправки на аксептанс детектора.

пределах статистических ошибок. Справа приведено сравнение $n^\Lambda(p_T^2)$, полученных на разных мишенях. Отличие p_T^2-распределений, полученных на H и D мишенях, могло бы состоять в том, что относительное движение нуклонов в дейтроне увеличивало бы $< k_T^2 >$ в формуле (37) для дейтериевой мишени. Из рис. 36b видно однако, что разница между обоими результатами мала, и, таким образом, вклад ферми движения неразличим в пределах статистических ошибок.

Радиационные поправки для $n(p_T^2)$ вычислялись следующим образом. С помощью Монте-Карло генерировались два набора данных. Один набор генерировался с учетом поправки на излучение радиационного фотона (такие поправки вычислялись программой POLRAD [72], на стадии генерации событий программой HMC), другой - без учета такого процесса. Каждый файл содержал, кроме Λ^0-событий, также и инклюзивные ГНР позитроны. Для каждого случая генерации событий извлекалась $n(p_T^2)$. Радиационная поправка оценивалась как: $\delta = n_{\text{борн.}}(p_T^2)/n_{\text{рад.}}(p_T^2)$, где $n_{\text{борн.}}$ - множественность без поправки и $n_{\text{рад.}}$- множественность, полученная с учетом радиационных эффектов. Таким образом, экспериментально полученная $n(p_T^2)$ домножалась на фактор δ. На рис. 37 показаны $n(p_T^2)$ с учетом, и без учета поправок и их отношение, то

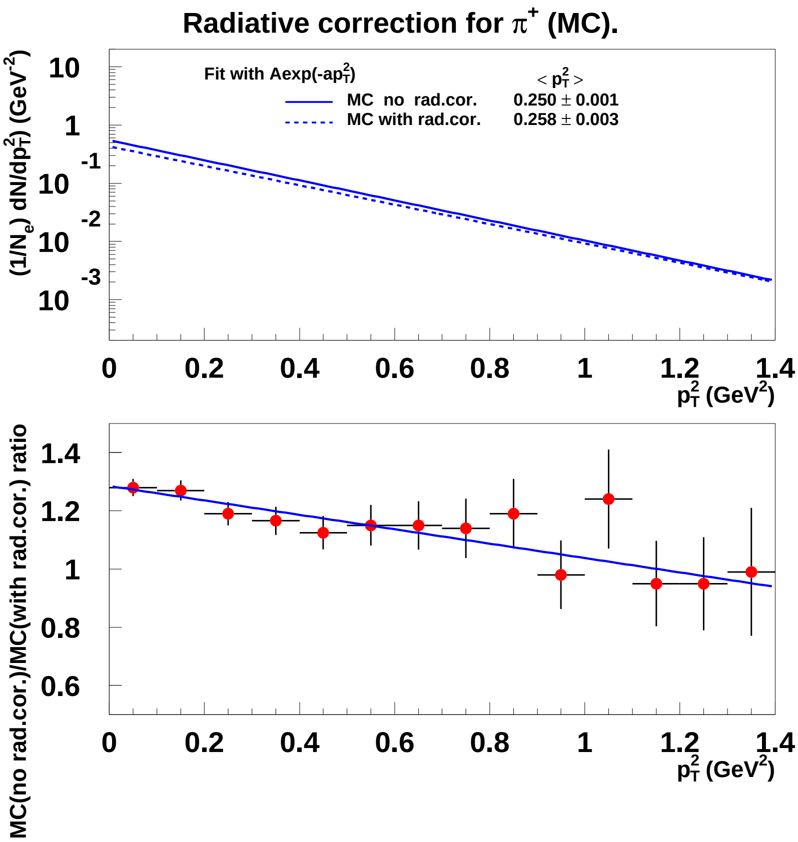

Рис. 37: Радиационные поправки к p_T^2-распределению для π^+, полученные с помощью Монте-Карло расчетов. На верхнем рисунке показаны результаты аппроксимации p_T^2-распределений с помощью формулы (40) и приведены $< p_T^2 >$ для двух случаев генерации событий: с учетом радиационных поправок и без учета их, на нижнем рисунке представлено отношение этих двух распределений. .

есть поправочный фактор δ для π^+.

Систематическая ошибка для каждого полученного экспериментально p_T^2- распределения, рассчитывалась таким же образом, как это было сделано для функции фрагментации. Учитывались вклады основных трех источников: **ошибки приборной матрицы**, **влияние режекции фоновых событий, вклад Монте-Карло генератора**. Помимо этого, в случае пионов, исследовалась также и **систематическая ошибка, связанная с недостаточно хорошим описанием отклика черенковского счетчика в Монте-Карло программах при вычислении матрицы эффективности**.

При вычислении ошибки, связанной с генератором событий, учитывался вклад от каждой переменной, характеризующей полуинклюзивное ГНР, за исключением p_T^2 и ϕ. Систематическая ошибка показана на рис. 36a-36c полосой внизу картинок. Систематическая ошибка для Λ^0-событий находится в пределах от 25% до 40%, для K_s^0-мезонов от 19% до 24% и для пионов от 5% до 27%.

Для оценки систематической ошибки связанной с недостаточно хорошим описанием отклика черенковского счетчика при Монте-Карло анализе, в случае пионов, сравнивалась эффективность селекции пионов (от других адронов), полученная из экспериментальных данных [75] с эффективностью, используемой при Монте-Карло моделировании. На основании этого сравнения вычислялась поправка, которая далее использовалась при получении корректированной матрицы эффективности. Как выяснилось в ходе такого исследования, систематическая ошибка черенковского счетчика практически не влияет на параметр **"a"** (наклон распределения) и вносит дополнительно 5% погрешность для параметра A.

3. Монте-Карло анализ p_T^2-распределений

Для исследования вклада трех основных источников в поперечный импульс было приведено детальное Монте-Карло моделирование. Как было сказано во введении, Монте-Карло генератор состоит из набора программ, каждая из которых моделирует определенные физические процессы. В табл. 9 приведены основные параметры, используемые при Монте-Карло моделировании.

Исследование вкладов основных источников поперечного импульса При Монте-Карло генерации событий существует возможность управления процессами, отвечающими за образование адронов при ГНР. В частности, можно изменить параметры, соответствующие дисперсии σ гауссового распределения первоначального импульса кварков в нуклоне $< k_T^2 >$ и дисперсии распределения поперечной компоненты импульса, возникающей в процессе фрагментации - $< p_T^2 >_{\text{фрагм.}}$. Оценку влияния КХД-процессов на формирование $< p_T^2 >_{\text{КХД}}$ можно сделать только путем генерации событий включая или выключая эти процессы. Таким образом, можно определить вклад каждого процесса при формировании поперечного импульса адрона.

На рис. 38a приведены экспериментальное и Монте-Карло p_T^2-распределения,

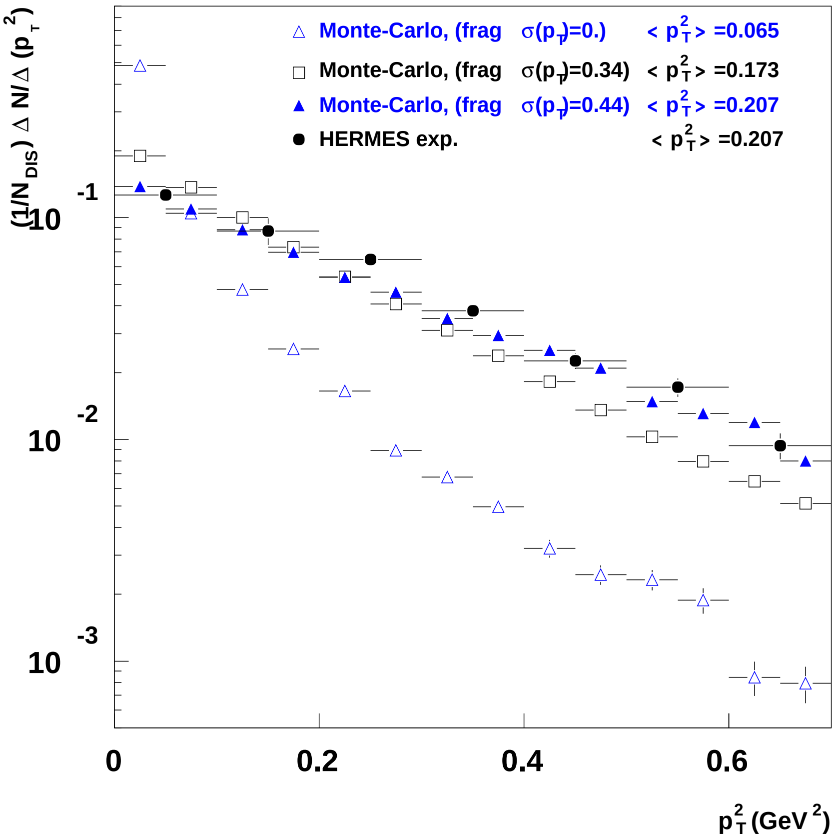

Рис. 38а: p_T^2-распределения, полученные при Монте-Карло моделировании с разными значениями параметра PARJ(21).

полученные с разными значениями параметра генератора PARJ(21), соответствующего ширине $\sigma(p_T)$ распределения поперечной компоненты импульса, формирующейся в процессе фрагментации. Это моделирование было сделано для Λ^0-событий, причем нормировка Монте-Карло распределений сделана таким образом, чтобы интегралы экспериментальных и Монте-Карло распределений совпадали. Из рис. 38а следует, что Монте-Карло p_T^2- распределение для Λ^0-гиперонов, полученное со стандартным значением параметра PARJ(21)=0.34 (белые квадраты), плохо описывает экспериментальный результат (черные кружки), т.е. видно отклонение в наклонах распределений. Кроме того, при значении параметра PARJ(21)=0 p_T^2-распределение меняется существенным образом. Из этого следует, что процессы фрагментации вносят основной вклад при формировании поперечного импульса. Это и не удивительно, так как, согласно (37), вклад первоначального импульса кварка в нуклоне пропорционален

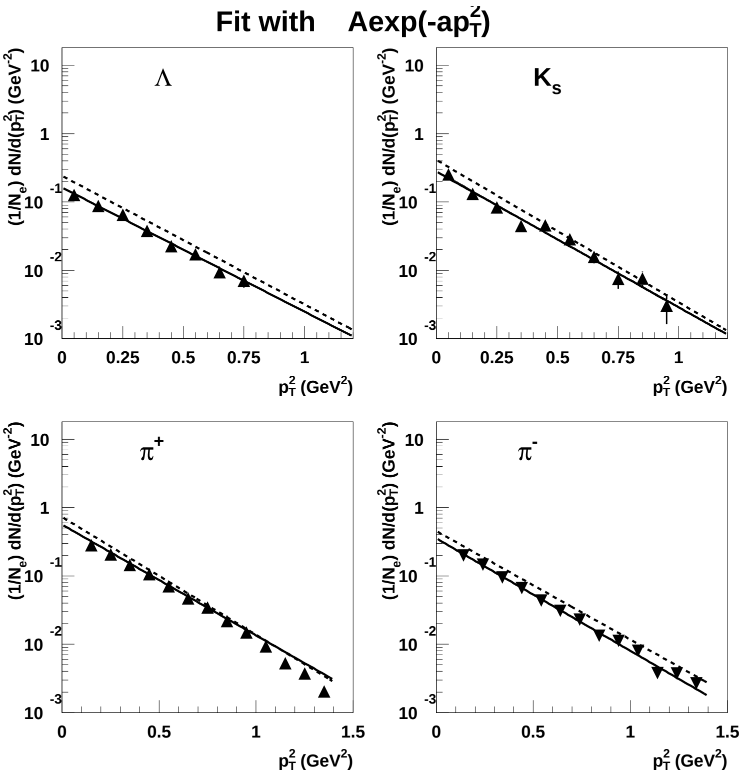

Рис. 38b: Экспериментальное p_T^2 распределение для Λ^0-гиперонов, K_s^0 и заряженных пионов. Сплошная кривые - результат аппроксимации экспериментальных данных, пунктирная кривая - результат аппроксимации Монте-Карло распределений. .

величине $< z^2 >$, которая имеет, в среднем, значение порядка 0.1-0.2. Кроме того, вклад КХД процессов, как будет показано далее, существенно возрастает с энергией и p_T^2.

Для уменьшения разницы в наклоне между Монте-Карло и экспериментальным p_T^2-распределениями была сделана подстройка параметра PARJ(21). При этом, его первоначальное значение PARJ(21)=0.34 было изменено на PARJ(21)=0.44, в результате чего наклон p_T^2-распределения изменился от $a = 5.62 \pm 0.02$ до $a = 4.33 \pm 0.05$ и описание экспериментальных для данных Λ^0-гиперонов стало существенно лучше (оба результата согласуются в пределах ошибок, конечно, с учетом дополнительной нормировки Монте-Карло распределений). Как выяснилось позднее, с таким же значением параметра PARJ(21)

Таблица 8: Параметры наклона **"a"**, полученные в результате аппроксимации Монте-Карло и экспериментальных p_T^2-распределений для Λ^0-гиперонов, K_s^0-мезонов и заряженных пионов с помощью функции (40) (значение параметра PARJ(21)=0.44).

Тип частицы	Монте-Карло	эксперимент
π^+	3.97 ± 0.03	3.73 ± 0.02
π^-	3.65 ± 0.03	3.79 ± 0.03
K_s^0	4.80 ± 0.06	4.7 ± 0.2
Λ^0	4.33 ± 0.05	4.2 ± 0.1

хорошо описываются и p_T^2-распределения для K_s^0-мезонов и заряженных пионов. Весь дальнейший Монте-Карло анализ был проведен с этим значением параметра.

На рис. 38b показаны экспериментальные p_T^2-распределения для Λ^0-гиперонов, K_s^0-мезонов и пионов, а также результаты аппроксимации экспериментальных и Монте-Карло распределений функцией (40). В таб. 8 приведены значения параметра фитирования **"a"** для этих распределений.

Как следует из рис. 38b и таб. 8, Монте-Карло хорошо описывает экспериментальные результаты по параметрам наклона **"a"** для Λ^0-гиперонов и K_s^0-мезонов и несколько хуже описываются распределения для пионов.

Следует заметить, что наблюдается разница для абсолютных выходов пионов и K_s^0-мезонов между экспериментом и Монте-Карло (об аналогичной разнице для Λ^0-гиперонов уже говорилось во второй главе). Абсолютные выходы для пионов в Монте-Карло в ~ 1.3 раза больше, чем в экспериментальнвх данных, а для K_s^0-мезонов больше в ~ 1.5 раза. При моделировании использовались значения параметров Монте-Карло генератора, перечисленные в табл. 9.

Таблица 9: Параметры, используемые при Монте-Карло генерации событий. Детальное описание параметров содержится в работе [25].

параметр генератора	обозначение	величина
Ширина гауссового распределения импульса кварка в нуклоне $\sigma(k_T)$	PARL(3)	0.44
подавление рождения P(qq)/P(q) дикварк-антидикварковых пар	PARJ(1)	0.1
P(s)/P(u) подавление рождения $\bar{s}s$- пар по отношению к рождению $\bar{u}u$ и $\bar{d}d$ пар	PARJ(2)	0.16
ширина p_x-, p_y- распределения поперечного импульса формирующегося в процессе фрагментации	PARJ(21),	0.44
"a"- параметр симметричной функции фрагментации в модели Лунда	PARJ(41)	0.89
"b"- параметрсимметричной функции фрагментации в модели Лунда	PARJ(42)	0.24
генерирование КХД эффектов в конечном состоянии	LST(8)	1
функция распределения кварков по импульсам в нуклоне	LST(15)	133
параметр σ_L/σ_T	R	1990

4. Сравнение экспериментальных p_T^2-распределений с результатами, полученными в Корнельском университете и в коллаборациях FNAL и EMC

Как уже говорилось во введении, измерения распределений по поперечному импульсу p_T^2 проводились также в экспериментах FNAL E665 и EMC [35] с использованием пучков мюонов с большими энергиями ($E_\mu = 490$ ГэВ и $E_\mu = 200$ ГэВ, соответственно), а также в Корнельском университете, при рассеянии пучка электронов с энергией $E_e = 11.5$ ГэВ на жидководородной мишени. Кинематические области перечисленных экспериментов описаны во введении.

Параметр наклона p_T^2-распределения для Λ^0-событий, полученный в Корнельском эксперименте, оказался равным: **a**$=4.2 \pm 0.3$ ГэВ$^{-2}$, что хорошо согласуется с результатом, полученным в эксперименте HERMES:
a$=4.2 \pm 0.1 \pm 0.4$ ГэВ$^{-2}$. По причине небольшой энергии Корнельского эксперимента, вклад КХД процессов при формировании p_T^2 ожидается малым, а основной вклад обусловлен процессом фрагментации. В этом же эксперименте было получено p_T^2-распределение и для K_s^0-мезонов, а также продемонстрирована зависимость $< p_T^2 >$ от z. При получении p_T^2-распределения для K_s^0-мезонов, использовалось дополнительное условие: $z > 0.3$, что, принимая во внимание упомянутую зависимость $< p_T >$ от z, изменило первоначальный наклон **"a"** в сторону уменьшения. Полученный в этом эксперименте параметр наклона для K_s^0 оказался равным **a**$=4.3 \pm 0.5$ ГэВ$^{-2}$, что отличается от результата, полученного при анализе данных эксперимента HERMES.

В эксперименте FNAL E665 анализ проводился отдельно для событий с $x_f > 0$ и $x_f < 0$. Как уже было сказано ранее, в эксперименте HERMES реконструируются события, в основном, в области $x_f > 0$. Влияние условия $x_f > 0$ было проверено как с использованием Монте-Карло моделирования, так и для экспериментальных данных, табл.10. Вклад КХД процессов на формировании поперечного импульса исследовался с помощью Монте-Карло моделирования табл. 11. Из табл. 11 прямо следует, что вклад КХД процессов при энергии эксперимента HERMES мал и проявляется при более высоких энергиях эксперимента FNAL.

Аналогичная ситуация наблюдается и при Монте-Карло анализе p_T^2- распределения для пионов, полученного коллаборацией HERMES и p_T^2- распределения

Таблица 10: Сравнение параметров наклона **"a"** при аппроксимации экспериментальных и Монте-Карло p_T^2- распределений для полуинклюзивных реакций с рождением Λ^0-гиперонов в экспериментах FNAL и HERMES.

Кинематическая область	Монте-Карло моделирование (parj(21)=0.44)	Экспериментальный результат
$E_e = 27.5$ ГэВ $1 < Q^2 < 24$ ГэВ^2 $0.3 < y < 0.85$ $W^2 > 4$ ГэВ^2 $0.02 < x_{bj} < 0.8$	4.33 ± 0.05 $< p_T^2 >= 0.209$ $0 < p_T^2 < 0.8$	$4.2 \pm 0.1 \pm 0.4$ $< p_T^2 >= 0.207$ $0 < p_T^2 < 0.8$ HERMES
$E_e = 27.5$ ГэВ $1 < Q^2 < 24$ ГэВ^2 $0.3 < y < 0.85$ $W^2 > 4$ ГэВ^2 $0.02 < x_{bj} < 0.8$ $x_f > 0$	3.96 ± 0.09 $< p_T^2 >= 0.222$ $0 < p_T^2 < 0.8$	$3.8 \pm 0.1 \pm 0.4$ $< p_T^2 >= 0.225$ $0 < p_T^2 < 0.8$ HERMES
$E_\mu = 490$ ГэВ $Q^2 > 1$ ГэВ^2 $0.003 < x_{bj}$ $0.1 < y < 0.85$ $x_f > 0$	2.73 ± 0.07 $< p_T^2 >= 0.339$ $0 < p_T^2 < 1.4$	2.72 ± 0.64 $< p_T^2 >\approx 0.37$ $0 < p_T^2 < 1.4$ FNAL

для адронов (большую часть которых составляют пионы), полученного коллаборацией **EMC** [76], рис. 39 . Разница в нормировках экспериментальных данных связана с тем, что при анализе данных коллаборации HERMES использовались пионы с импульсами в интервале $4.4 < P_\pi < 10$ ГэВ^2 (то есть мягкие пионы, которые вносят большой вклад в общую статистику, были исключены из анализа по причине низкой эффективности их идентификации черенковским счетчиком).

Результаты Монте-Карло моделирования, проведенного с учетом КХД-

Таблица 11: Сравнение параметров наклона **"a"** при аппроксимации экспериментальных и Монте-Карло p_T^2- распределений для полуинклюзивных реакций с рождением Λ^0-гиперонов в экспериментах FNAL и HERMES, с учетом КХД поправок и без их учета (параметр PARJ(21)=0.44, $x_f > 0$).

Кинематическая область	Монте-Карло без учета КХД поправок	Монте-Карло с учетом КХД поправками	Экспериментальный результат
$E_e = 27.5$ ГэВ $1 < Q^2 < 24$ ГэВ^2 $0.3 < y < 0.85$ $W^2 > 4$ ГэВ^2 $0.02 < x_{bj} < 0.8$ $x_f > 0$	3.96 ± 0.12 $< p_T^2 >= 0.221$ $0 < p_T^2 < 0.8$	3.96 ± 0.09 $< p_T^2 >= 0.222$ $0 < p_T^2 < 0.8$	$3.8 \pm 0.1 \pm 0.4$ $< p_T^2 >= 0.225$ $0 < p_T^2 < 0.8$ HERMES
$E_\mu = 490$ ГэВ $Q^2 > 1$ ГэВ^2 $0.003 < x_{bj}$ $0.1 < y < 0.85$ $x_f > 0$	3.23 ± 0.07 $< p_T^2 >= 0.298$ $0 < p_T^2 < 0.1.4$	2.73 ± 0.07 $< p_T^2 >= 0.339$ $0 < p_T^2 < 1.4$	2.72 ± 0.64 $< p_T^2 >\approx 0.37$ $0 < p_T^2 < 1.4$ FNAL

процессов, показаны сплошной линией, а без их учета - пунктирной. На этом рисунке также видно, что вклад КХД процессов увеличивается с ростом p_T^2 и для описания данных коллаборации ЕМС нужно использовать более сложную функцию: $f(p_T^2) = Ae^{-ap_T^2} + Be^{-bp_T^2}$.

Таким образом, из анализа данных экспериментов по ГНР лептонов на нуклонах, использующих разные энергии пучков, вместе с результатами Монте-Карло моделирования, следует, что вклад КХД процессов при энергиях эксперимента HERMES мал и увеличивается с ростом энергии взаимодействующих частиц, а также с ростом p_T^2.

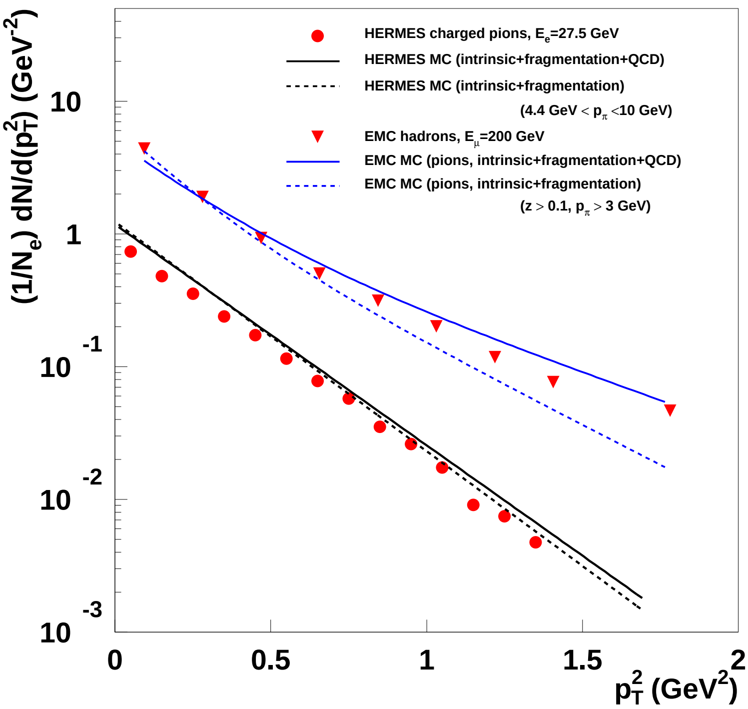

Рис. 39:p_T^2 распределения для заряженных пионов (HERMES) и адронов (EMC), полученные с учетом поправки на аксептанс детекторов. Сплошная линия соответствует Монте-Карло расчетам, выполненным с учетом КХД процессов, пунктирная линия- без учета этих процессов.

Заключение

Данная работа посвящена изучению процессов фрагментации кварков в Λ^0-гиперон при глубоко-неупругом рассеянии позитронов с энергией $E_e = 27.5$ ГэВ на нуклонах в, эксперименте HERMES, проводимом на электронном пучке коллайдера HERA. К характеристикам процессов фрагментации, которые исследовались в данной работе, относятся: функция фрагментации $D_u^\Lambda(z)$ и распределение по квадрату поперечного импульса адрона p_T^2.

Кроме того, в работе заметное место отведено методике эксперимента, а именно, исследованию характеристик работы пропорциональных камер, установленных в зазоре спектрометрического магнита, которые позволяют реконструировать треки низкоэнергетичных частиц. Проведено исследование угловых и импульсных характеристик спектрометра для треков, реконструируемых с помощью ПК.

Выводы из методической части

При анализе работы пропорциональных камер исследовались дифференциальные эффективности (эффективности отдельного канала или группы каналов) , также проводилась относительная выстройка плоскостей камер, что имеет важное значение для эффективной и правильной реконструкции треков низкоэнергетичных частиц.

В ходе работы были получены поправки к положению плоскостей камер для анализа данных 1996-1997 годов.

Была разработана методика получения дифференциальных эффективностей плоскостей ПК с помощью треков, реконструированных в задней части спектрометра. Данная методика позволяет осуществлять дополнительный контроль за работой камер, что имеет важное значение для анализа реакций, реконструированных с помощью коротких треков.

Короткие треки, реконструируемые с помощью ПК, играют важную роль в анализе Λ^0-событий, т.к., как было показано в ходе проведенного Монте-Карло моделирования, около половины пионов от распада Λ^0-гиперонов имеют небольшой импульс и регистрируются с помощью коротких треков. Множественности $n(z)$ и $n^(p_T^2)$, полученные для Λ^0-событий с использованием длинных и коротких треков, согласуются в пределах статистических ошибок

Как было выяснено в ходе проведенного исследования (для пионов), импульсное и угловое разрешения спектрометра для коротких треков, с импульсами в интервале $0.5 < p_\pi < 1.5$ ГэВ, сравнимы с разрешениями для длинных треков и составляют: $\frac{\Delta p}{p} \approx 1\%$ и $\Delta\theta < 5$ миллирадиан, соответственно.

Результаты анализа функции фрагментации

В результате анализа экспериментальных данных получена множественность $n^\Lambda(z)$, с учетом поправки на аксептанс детектора.

В ходе Монте-Карло исследования было выяснено, что Λ^0-гипероны, в основном, рождаются при фрагментации u и d кварков.

С использованием множественности $n(z)$ и с учетом поправки на вклад s-кварка и антикварков получена функция фрагментации $D_u^\Lambda(z)$. При этом использовались условия доминирования u- и d- кварков и изотопическая инвариантность, согласно которой $D_u^\Lambda = D_d^\Lambda$. Следует заметить, что результат эксперимента HERMES (функция фрагментации) является наиболее статистически точным в настоящее время (в экспериментах по ГНР заряженных лептонов на нуклонах), и согласуется в пределах статистических ошибок с данными эксперимента FNAL E398 и коллаборации EMC.

Показано, что в кинематической области эксперимента HERMES функция фрагментации D_u^Λ слабо зависит от переменной Q^2. В проведенном анализе этой зависимостью пренебрегалось, а функция фрагментации была получена при значении $< Q^2 >= 2.55$ ГэВ^2.

При анализе кинематики рождения Λ^0-гиперонов обнаружена зависимость функции фрагментации от переменной y (как при Монте-Карло моделировании так, и в экспериментальных данных), связанная с ограниченным фазовым обьемом. Для частичного устранения такой зависимости была переопределена переменная $z = \frac{E_\Lambda}{\nu}$ на $z^* = \frac{E_\Lambda - m_\Lambda}{\nu}$, в результате чего зависимость D_u^Λ от y стала существенно меньше.

Полученная функция фрагментации $D_u^\Lambda(z)$ хорошо согласуется с расчетами, основанными на кварк-глюонной струнной модели. Существующие отклонения могут быть связаны с тем, что эти расчеты были сделаны для процессов с небольшими переданными импульсами, а экспериментальный результат получен для "жестких" процессов, что требует дополнительную коррекцию таких моделей, для их использования при описании процессов фрагментации при ГНР.

Экспериментально полученная функция фрагментации отличается от Монте-

Карло функции фрагментации, как по абсолютной величине, так и по форме. Этот факт говорит о необходимости изменения параметров Монте-Карло генератора. Такую поправку необходимо одновременно производить с учетом всех возможных конечных состояний (т.е. с учетом распределений для всех образовавшихся при ГНР адронов).

Результаты анализа p_T^2-распределений

Получены распределения по квадрату поперечного импульса для Λ^0-гиперонов, K_s^0-мезонов и заряженных пионов.

Значение параметра $a = 4.2 \pm 0.1 \pm 0.4$ ГэВ$^{-2}$, полученного для Λ^0-гиперонов, хорошо согласуется с результатом эксперимента, проведенного в Корнельском университете, в котором исследовалось рождение K_s^0-мезонов и Λ^0-гиперонов при рассеянии электронов с энергией 11.5 ГэВ на водородной мишени $a = 4.2 \pm 0.3$ ГэВ$^{-2}$. В то же время, отличие результатов для K_s^0-мезонов связано с дополнительным кинематическим ограничением, используемым в Корнельском эксперименте: $z > 0.3$.

Сравнение результатов аппроксимации p_T^2-распределений для Λ^0-гиперонов, полученных в экспериментах HERMES и FNAL E665, и проведенный Монте-Карло анализ показали, что с ростом энергии пучка лептонов вклад КХД процессов в $n^\Lambda(p_T^2)$ заметно увеличивается. Аналогичный вывод делается и при сравнении p_T^2-распределения для пионов (данные коллаборации HERMES), с p_T^2-распределением для адронов (среди которых доминируют пионы), полученным в коллаборации EMC, при рассеянии мюонов с энергией $E_\mu = 200$ ГэВ на нуклонах. В то же время, с помощью Монте-Карло моделирования было продемонстрировано, что вклад КХД-процессов при энергиях эксперимента HERMES мал.

Показано, что p_T^2-распределения для Λ^0-гиперонов, полученные на водородной и дейтериевой мишенях, согласуются в пределах статистических ошибок. Таким образом, вклад ферми движения оказывается несущественным для p_T^2-распределений.

Учитывая сказанное выше можно заключить, что доминирующий вклад при формировании поперечного импульса вносит процесс фрагментации.

Сравнение экспериментальных и Монте-Карло p_T^2-распределений говорит о необходимости коррекции параметров Монте-Карло генератора. В результате проделанной работы сделана поправка параметра Монте-Карло генератора, соответствующего ширине гауссового распределения поперечной компоненты импульса, формирующейся в процессе фрагментации.

Благодарности

В заключение автор выражает благодарность своим научным руководителям С.Л.Белостоцкому и О.Г.Гребенюку за помощь и поддержку при проведении работы, И.Акушевичу за помощь в оценке радиационных поправок для функции фрагментации, сотрудникам вычислительного центра ОФВЭ ПИЯФ за предоставленные вычислительные возможности.

Список цитируемой литературы

[1] Ф.Клоуз. Кварки и партоны. *Издательство Мир*, 1982.

[2] Р.Фейнман. Взаимодействие фотонов с адронами. *Издательство Мир*, 1975.

[3] J. Levelt, P. J. Mulders. Quark correlation functions in deep inelastic semiinclusive processes. *Phys. Rev.*, v. D49:96–113, 1994.

[4] J.D. Bjorken. Asymptotic sum rules at infinite momentum. *Phys. Rev.*, 179:1547–1553, 1969.

[5] C.G. Callan, D.G. Gross. High-energy electroproduction and the constitution of the electric current. *Phys. Rev. Lett.*, 22:156–159, 1969.

[6] Stanley J. Brodsky, Matthias Burkardt, Ivan Schmidt. Perturbative qcd constraints on the shape of polarized quark and gluon distributions. *Nucl. Phys.*, v. B441:197–214, 1995.

[7] D. de Florian, O. A. Sampayo, R. Sassot. Next-to-leading order analysis of inclusive and semi- inclusive polarized data. *Phys. Rev.*, v. D57: 5803–5810, 1998.

[8] D. W. Duke, J. F. Owens. Q**2 dependent parametrizations of parton distribution functions. *Phys. Rev.*, v. D30:49–54, 1984.

[9] B. A. Kniehl, G. Kramer, B. Potter. Testing the universality of fragmentation functions. *Nucl. Phys.*, B597:337–369, 2001.

[10] Д.Перкинс. Введение в физику высоких энергий. *Энергоатомиздат*, 1991.

[11] O.Grebenyuk S. Belostotski. Λ polarization measured at HERMES and Λ spin structure. *Proc. of International Workshop on Symmetry and Spin (PRAHA-SPIN 99), Prague, Czech Republic, Sep 5 - 12, 1999, Chechoslovak Journal of Physics , 50 Suppl. S1:45–50, 2000.*

[12] A. Airapetian, ... Yu.Naryshkin, et al. Measurement of longitudinal spin transfer to Λ hyperons in deep-inelastic lepton scattering. hep-ex/9911017, 1999.

[13] A. Kotzinian, A. Bravar, D. von Harrach. Λ and $\bar{\Lambda}$ polarization in lepton induced processes. *Eur. Phys. J.*, C2:329–337, 1998.

[14] S. Belostotski. Strange particle production and polarization of Λ hyperons in the HERMES experiment. *Proc. of 7th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and QCD (DIS 99), Zeuthen, Germany, Apr 19 - 23,, 1999.*

[15] В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Физика адронных процессов. *Энергоатомиздат,* 1986.

[16] A. B. Kaidalov. Fragmentation functions for quarks and diquarks in the model of quark gluon strings. Препринт ITEP-116-1984.

[17] A.B.Kaidalov, O.I.Piskunova. Inclusive spectra of barions in the quark-gluon string model. *Z.Phys.*, v. C30:145–162, 1986.

[18] A.B.Kaidalov, M.A.Klochkov, L.I.Sarycheva, L.N.Smirnova. Differential cross sections of Λ- and $\bar{\Lambda}$-hyperon production in $\bar{p}p$ and pp interactions at 12,32 and 100 GeV/c in quark-gluon string model. *Yad.Fiz.*, 49(3):781–786, 1989.

[19] Yu. M. Shabelski. Inclusive spectra of secondary particles in K p and K A collisions in the model of quark-gluon strings. *Sov. J. Nucl. Phys.*, v. 49:1081–1086, 1989.

[20] G. H. Arakelian, A. Capella, A. B. Kaidalov, Yu. M. Shabelski. Baryon production asymmetries for meson fragmentation in dual parton models. hep-ph/0103337, 2001.

[21] А.Б.Кайдалов. О возможной связи между процессами с малыми и большими переданными импульсами. *Sov. j.Nucl.Phys.*, v. 33 вып. 5:1369, 1981.

[22] В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Взаимодействие адроннов высоких энергий. *Издательство Наука,* 1983.

[23] M. Nzar, P.Hoodbhoy. Quark fragmentation functions ina diquark model for proton and Λ hyperon production. *Phys. Rev*, v. D51:32, 1995.

[24] W. Vogelsang, D. de Florian, M.Stratmann. QCD analysis of unpolatized and polarized Λ - barion production in leading and next-to-leading order. *Phys. Rev. D.*, v. 57:5811–5824, 1998.

[25] T.Sjöstrand, M.Bengtsson. The LUND Monte-Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics: JETSET version 6.3: an update. *Comput. Phys. Commun.*, v. 43, 1987.

[26] K. Abe, T. Akagi, N.J. Allen, et al. Production of pi+-, K+-, K0, K*0, phi, p and Lambda0 in hadronic Z0 decays. Contributed to 18th International Symposium on Lepton - Photon Interactions (LP 97), Hamburg, Germany, 28 Jul - 1 Aug 1997 and to International Europhysics Conference on High-Energy Physics (HEP 97), Jerusalem, Israel, 19-26 Aug 1997.

[27] M. Acciarri, O. Adriani, M. Aguilar-Benitez, et al. K0(s) and Lambda production in quark and gluon jets at LEP. *Phys. Lett.*, v. B407:389–401, 1997.

[28] G. Alexander, J. Allison, N. Altekamp, et al. Strange baryon production in hadronic Z0 decays. *Z. Phys.*, v. C73:569–586, 1997.

[29] I.Cohen, R. Erickson, F. Messing, et al. Inclusive K_s^0 and Λ electroproduction. *Phys. Rev. Lett.*, v. 40(25):1614–1617, 1978.

[30] M. Arneodo, A. Arvidson, J.J. Aubert, et al. Quark and diquark fragmentation into neutral strange particles as observed in muon - proton interactions at 280- GeV. *Phys. Lett.*, v. B145:156–172, 1984.

[31] S. Aid, M. Anderson, V. Andreev, et al. Strangeness production in deep-inelastic positron proton scattering at HERA. *Nucl. Phys.*, v. B480:3–34, 1996.

[32] S. Aid C. Adloff, M. Anderso, et al. Photoproduction of K0 and Lambda at HERA and a comparison with deep inelastic scattering. *Z. Phys.*, C76:213–221, 1997.

[33] M. R. Adams, M. Aderholz, S. Aid, et al. Production of neutral strange particles in muon - nucleon scattering at 490-GeV. *Z. Phys.*, v. C61:539–550, 1994.

[34] R.G. Hicks, H.L. Anderson, N.E. Booth, and et al. Muoproduction of neutral strange hadrons at 225 GeV. *Phys. Rev. Lett.*, v. 45(9):765, 1980.

[35] M. Arneodo, A. Arvidson, J.J. Aubert, et al. Transverse momentum and its compensation in current and target jets in deep inelastic muon - proton scattering. *Phys. Lett.*, v. B149:415, 1984.

[36] M. Dueren. The HERMES experiment: From the design to the first results. *PhD Thesis*, 1995.

[37] A. Airapetian, ... Yu.Naryshkin, et al. Measurement of the proton spin structure function g1(p) with a pure hydrogen target. *Phys. Lett.*, B442:484–492, 1998.

[38] K. Ackerstaff, ... Yu.Naryshkin, et al. Measurement of the neutron spin structure function g1(n) with a polarized he-3 internal target. *Phys. Lett.*, B404:383–389, 1997.

[39] K. Ackerstaff, ... Yu.Naryshkin, et al. Flavor decomposition of the polarized quark distributions in the nucleon from inclusive and semi-inclusive deep-inelastic scattering. *Phys. Lett.*, B464:123–134, 1999.

[40] A. Airapetian, ... Yu.Naryshkin, et al. Measurement of the spin asymmetry in the photoproduction of pairs of high p(t) hadrons at HERMES. *Phys. Rev. Lett.*, 84:2584–2588, 2000.

[41] A. Airapetian, ... Yu.Naryshkin, et al. Measurement of the beam spin azimuthal asymmetry associated with deeply-virtual compton scattering. hep-ex/0106068, 2001.

[42] A. Nagaitsev M. Amarian. Comparative study of DVCS at HERMES. *HERMES Internal note* 00-006, 2000.

[43] A. Airapetian, ... Yu.Naryshkin, et al. Multiplicity of charged and neutral pions in deep-inelastic scattering of 27.5-GeV positrons on hydrogen. hep-ex/0104004, 2001.

[44] P. Geiger. Measurement of fragmentation functions at HERMES. *PhD Thesis*, 1998.

[45] S.I. Manayenkov A.A. Jgoun. Cross section of reaction $e + n- > e' + K_s^0 + x$. *HERMES Internal note* 99-007, 1999.

[46] K. Ackerstaff, ... Yu.Naryshkin, and et al. The HERMES spectrometer. *Nucl. Instr. Meth.*, v. A417:230–265, 1998.

[47] A. A. Sokolov, I. M. Ternov. On polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation. *Phys. Dokl.*, 8:1203–1205, 1964.

[48] K. Zapfe-Duren. The internal storage cell target for HERMES.. *In *Cologne 1995, Polarized beams and polarized targets* 400-407.*

[49] D. De Schepper et al. The HERMES polarized ^{3}He internal gas target. *Nucl. Instr. Meth.*, v. A419:16, 1998.

[50] S.Bernreuther, A.B.Borissov, H.Boettcher et al. The HERMES back drift chambers. *Nucl. Instrum. Meth.*, A416:45, 1998.

[51] V.Andreev, ... Yu.Naryshkin, et al. Multiwire proportional chambers in HERMES experiment. *Preprint PNPI*, Preprint PNPI EP-35-1998, 2249: 22 c; *Nucl. Instrum. Meth.*, A465:482-497, 2001.

[52] H. Avakian, N. Bianchi, G.P. Capitani et al. Performance of the electromagnetic calorimeter of the HERMES experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A417:69–78, 1998.

[53] J. V. Emerson. Modeling of the HERMES transition radiation detector. *M.Sc. Thesis*, 1996.

[54] N. Akopov, E.C. Aschenauer, K.Bailey et al. The HERMES dual-radiator ring imaging Čerenkov detector. *HERMES Internal note* 01-003, 2001.

[55] S.Belostotski, M.G. van Beuzekom, K.Fiedler, et al. A recoil-detector test setup for the 1998 run. *HERMES Internal note* 97-024, 1997.

[56] W.Wander. Reconstruction of high energy scattering events in the HERMES experiment. *Ph.D. Thesis (engl. version June 97).*

[57] PAW- Physics Analysis Workstation, edition july 1994. *CERN Program Library entry*, Q121, CERN, Genf, 1994.

[58] R. Kaiser (for the HERMES PID Group). Particle identification at HERMES. *HERMES Internal note* 97-025, 1997.

[59] G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman. LEPTO 6.5 - a Monte-Carlo generator for deep inelastic lepton-nucleon scattering. *Comput. Phys. Commun.*, 101:108–134, 1997.

[60] L. Mankiewicz, A. Schafer, M. Veltri. PEPSI: A Monte-Carlo generator for polarized leptoproduction. *Comput. Phys. Commun.*, 71:305–318, 1992.

[61] GEANT detector description and simulation tool. *CERN Program Library*, Long Writeup, W5013, 1994.

[62] A.Adreev, ... Yu.Naryshkin, et al. Multiwire proportional chambers in the HERMES experiment. *HERMES Internal note* 98-012, 1998.

[63] E. Cisbani et al. The HERMES implementation of the PCOS4 system. *Proceedings of the International Conference on Electronics for Particle Physics, LeCroy Research Systems, Chestnut Ridge, 28-29 May*, 1997.

[64] Y. Naryshkin, S. Belostotski, O. Grebenyuk, O.Mikloukho. Magnet chambers efficiencies. *HERMES Internal note* 98-013, 1998.

[65] Д.Худсон. Статистика для физиков. 1967.

[66] S. Belostotski, O. Grebenyuk, Y. Naryshkin. Fragmentation function of up quark to lambda hyperon. *HERMES Internal note* 01-010, 2001.

[67] S. Belostotski, O.Grebenyuk, A. Jgoun, S. Manaenkov, Yu. Naryshkin. Analysis of semi-inclusive unpolarized reactions with Λ and $\bar{\Lambda}$ production in hermes experiment. *HERMES Internal note* 97-021, 1997.

[68] S. Belostotski, O.Grebenyuk, Yu.Naryshkin. Fagmentation function of up quark to lambda hyperon. *Proc. of the XV ISHEPP: Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics, Dubna 2000. Eds. A.M. Baldin, V.V. Burov, A.I. Malakhov.Dubna*, v.I:234–239, 2001.

[69] S. Belostotski. Study of strange particle production in HERMES experiment. *Proc. of 13th International Symposium on High Energy Spin Physics (SPIN 98), Protvino Russia, Sep 8 - 12, 1998.*

[70] R. M. Barnett et al. Review of particle physics. Particle Data Group. *Phys. Rev.*, D54:1–720, 1996.

[71] I. Akushevich, H. Bottcher, D. Ryckbosch. RADGEN 1.0: Monte-Carlo generator for radiative events in DIS on polarized and unpolarized targets. hep-ph/9906408:12, 1998.

[72] N.M. Shumeiko I.V. Akushevich, A.E. Tolkachev. Structure and algorithms of fortran code POLRAD. *Hamburg DESY - Int.Rep.Zeuthen-94-02, 94/12: 43-49*, 1994.

[73] P. Renton, W. S. C. Williams. Hadron production in lepton - nucleon scattering. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, v. 31:193–230, 1981.

[74] S. Belostotski, O. Grebenyuk, Y. Naryshkin. Transverse momentum distributions of Λ, K_s^0, π^+, π^- produced in semi-inclusive reactions in HERMES experiment. *HERMES Internal note* 01-001, 2001.

[75] D. De Schepper, J. O. Hansen, H. E. Jackson, T. G. O'Neill, D. Potterveld, John L. Orrell. The HERMES Čerenkov detector. *HERMES Internal note* 00-021, 2000.

[76] A.Schlagbohmer. Transversalimpulse von hadronen in der myon-proton-streuung. *PhD Thesis*, 1986.