

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория Физики Высоких Энергий

На правах рукописи

УДК 539.125:539.12-1+539.172.6

ЗЕМЛЯНИЧКИНА ЕЛЕНА ВИКТОРОВНА

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВКЛАДА СТРАННЫХ КВАРКОВ В СПИН
НУКЛОНА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЭКСПЕРИМЕНТА COMPASS
(CERN)**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук

_____ А.Ю. Корзенёв

Дубна, 2010

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты измерений степени поляризации странных кварков. В проведённом анализе использовались данные, набранные на установке COMPASS (CERN/SPS) в 2002-2006 гг. Для измерений использовался пучок поляризованных мюонов энергией 160 ГэВ. Мюоны рассеивались на продольно поляризованной мишени из ${}^6\text{LiD}$. Кинематическая область измерений: $1 < Q^2 < 100 \text{ ГэВ}^2$ и $0.004 < x < 0.7$. Приводятся результаты анализа измерений продольной инклюзивной асимметрии дейтрона A_1^d и его структурной функции $g_1^d(x, Q^2)$. Оценен полный вклад странного моря в спин нуклона: $\Delta s + \Delta \bar{s} = -0.08 \pm 0.01(\text{стат.}) \pm 0.02(\text{сист.})$. Зависимость Δs от x была рассчитана в КХД анализе инклюзивных асимметрий $A_1^{p,n,d}(x, Q^2)$. Также в работе представлены результаты «прямого» извлечения распределения $\Delta s(x)$, которое возможно только с использованием адронных асимметрий. В данной работе использовались результаты по $A_{1d}^{\pi^+}$, $A_{1d}^{\pi^-}$, $A_{1d}^{K^+}$ и $A_{1d}^{K^-}$. В анализе инклюзивных данных функция $\Delta s(x)$ отрицательная во всем x -интервале и имеет минимум при $x \approx 0.1 - 0.2$. В анализе адронных асимметрий распределение $\Delta s(x)$ сравнимо с нулем во всем интервале измерений. В области малых x наблюдается небольшое смещение значений $\Delta s(x)$ в отрицательную область.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССОВ ГНР	9
1.1 Дифференциальное сечение ГНР	11
1.2 Асимметрии дифференциальных сечений	15
1.2.1 Инклюзивное глубоко-неупругое рассеяние	15
1.2.2 Полуинклюзивное глубоко-неупругое рассеяние	20
1.3 Правила сумм	21
1.4 Современное состояние исследований поляризованной внутренней странности нуклона	23
ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТ COMPASS	28
2.1 Мюонный пучок	29
2.2 Поляризованная мишень	32
2.3 Детектор RICH	33
2.4 Трековые детекторы	35
2.5 Триггер	39
2.5.1 Система триггерных годоскопов	40
2.6 Изменения в спектрометре после 2005 года	43
2.7 Восстановление событий	43
2.8 Контроль за стабильностью реконструированных данных	45
2.8.1 Проблемы в детекторах	45
2.8.2 Внешние воздействия	46
2.8.3 Проблемы, связанные с программным обеспечением	47
2.8.4 Влияние отдельного детектора	48
2.9 Процедура контроля за стабильностью	50
2.9.1 Обнаружение «плохих» сбросов	50
ГЛАВА 3. ПОЛУЧЕНИЕ СПИНОВОЙ АСИММЕТРИИ: МЕТОДЫ И КРИТЕРИИ ОТБОРА	54
3.1 Методы расчёта асимметрий	55

3.1.1	Стандартный метод	55
3.1.2	Метод пособытийного взвешивания	58
3.2	Разбиение на конфигурации	59
3.3	Критерии отбора событий	60
3.4	Радиационные поправки	62
3.5	Оценка вкладов систематических неопределённостей	65
3.5.1	Проверки, основанные на экспериментальных данных	65
3.5.2	Проверки, основанные на моделировании Монте-Карло	66
3.5.3	Вычисление систематической неопределенности результатов	68
3.6	Результат извлечения A_1^d и структурной функции g_1^d	70
3.7	Учёт разрешения и эффективности RICH в расчётах асимметрий ПИГНР	74
3.7.1	Определение элементов матрицы $\mathbf{P}$	76
3.7.2	Определение элементов матрицы $\mathbf{Q}$	77
3.8	Результат извлечения асимметрий $A_{1,d}^{\pi+}$, $A_{1,d}^{\pi-}$, $A_{1,d}^{K+}$ и $A_{1,d}^{K-}$	78
ГЛАВА 4. ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СТРАННЫХ КВАРКОВ Δs		82
4.1	Получение Δs из инклюзивного μ - N рассеяния	82
4.2	Извлечение Δs из полуинклюзивного μ - N рассеяния	88
4.2.1	Выбор функций фрагментации	89
4.2.2	Фит в лидирующем порядке	92
4.3	Извлечение Δs из асимметрии заряженных каонов	98
4.4	Сравнение с последними параметризациями Δs	101
ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ		106
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ		108

ВВЕДЕНИЕ

На протяжении последних десятилетий исследования в области спиновой структуры нуклона остаются важным направлением физики частиц. С точки зрения кварк-партонной модели (КПМ) и закона сохранения момента количества движения полный спин нуклона должен быть составлен из возможных вкладов спинов кварков ($\Delta\Sigma$) и глюонов (ΔG) и их орбитальных моментов (L_q и L_g):

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g . \quad (1)$$

Экспериментально установлено, что суммарный вклад спинов всех кварков, включая существенный вклад спинов странных кварков, составляет не более трети от спина нуклона $\Delta\Sigma = 0.30 \pm 0.01$ (стат.) ± 0.02 (сист.) [1].

Процессы инклюзивного ГНР¹ $l + N \rightarrow l' + X$ сыграли и играют до сих пор ключевую роль в развитии наших знаний о структуре адронов. Вклад спинов странных кварков ($\Delta s + \Delta \bar{s}$) можно извлечь из измерений первого момента спинозависимой структурной функции нуклона $g_1(x, Q^2)$. Для этого используется правило сумм Эллиса-Джаффе [2], основанное на точной симметрии лёгких кварков (u , d и s). Зависимость от бёркенсовской скейлинговой переменной x определяется в анализе всех существующих данных по $g_1(x, Q^2)$, проведённом в рамках теории квантовой хромодинамики (КХД анализ). В подавляющем большинстве фитов $g_1(x, Q^2)$ вклад странности отрицательный во всем интервале по x с основным вкладом в области $x \approx 0.1 - 0.3$.

Впервые полный момент распределения степени поляризации странных кварков $\int_0^1 (\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)) dx$ был оценен коллаборацией EMC в конце 80-х [3]: $\Delta s + \Delta \bar{s} = -0.19 \pm 0.03$ (стат.) ± 0.05 (сист.). В моделях конститuentных кварков² вклад странности полагался равным нулю или считался пренебрежимо малым. Результат EMC был подтвержден с улучшенной точностью современными измерениями экспериментов HERMES [4] (DESY, Германия):

$$(\Delta s + \Delta \bar{s}) = -0.085 \pm 0.008 (\text{эксп.}) \pm 0.016 (\text{теор.} + \text{эвол.}) \quad (2)$$

и COMPASS [1] (CERN, Швейцария):

$$(\Delta s + \Delta \bar{s}) = -0.08 \pm 0.01 (\text{стат.}) \pm 0.02 (\text{сист.}) . \quad (3)$$

¹Далее будет использовать это сокращение для обозначения глубоко-неупругого рассеяния лептона на нуклоне.

²В модели принимается, что почти вся масса адрона сосредоточена в кварках.

Таким образом, вклад странных кварков в спин нуклона является ненулевым и отрицательным.

Так как кварки и антикварки одного аромата имеют одинаковый по абсолютной величине заряд, исследования инклюзивных процессов не могут помочь в решении одной из основных задач – определении вкладов спинов валентных³ (Δq_v) и морских ($\Delta \bar{q}$) кварков в спин нуклона по отдельности. На сегодняшний день основным процессом, который способен помочь решить эту задачу, является процесс полуинклюзивного ГНР (ПИГНР) $l+N \rightarrow l'+h+X$, где в конечном состоянии кроме рассеянного лептона регистрируется также один из адронов. В таких процессах информацию об аромате взаимодействующего кварка можно получить выбирая тип регистрируемого адрона. Образование адронов в процессе ПИГНР может быть представлено с помощью функций фрагментации (ФФ) [5]. Выражение для структурной функции содержит разные коэффициенты при $\Delta q_v = \Delta q - \Delta \bar{q}$ и $\Delta \bar{q}$, что позволяет разделить вклады валентных и морских кварков и, таким образом, полностью решить задачу разделения кварковых распределений по ароматам.

Впервые измерения ПИГНР проводились коллаборацией SMC [6]. Следующими экспериментами были HERMES [7] и COMPASS [1]. В настоящее время данные ПИГНР являются определяющими в КХД анализе инклюзивных и полуинклюзивных данных. Так, например, согласно работе [8] точность определения Δs (далее везде в работе предполагаем $\Delta s \equiv \Delta \bar{s}$) фактически полностью обусловлена точностью в измерении каонных асимметрий.

Вклад спинов странных кварков в спин нуклона также может быть оценен из процессов ГНР лептона на неполяризованной мишени, когда в конечном состоянии регистрируются Λ и $\bar{\Lambda}$ гипероны. Согласно модели поляризованной внутренней странности нуклона [9], поляризация странных кварков фактически полностью передаётся гиперонам, образованным в области фрагментации мишени. Ещё одну возможность определения Δs предоставляет анализ сечения упругого рассеяния (анти-)нейтрино [10, 11]. Данный метод свободен от неопределённостей, связанных с экстраполяцией партонных распределений в $x = 0$. Также нет необходимости предполагать симметрию ароматов $SU(3)_f$ и использовать ФФ. Результаты определения кварковых распределений в обоих методах находятся в качественном согласии с результатами в ГНР и ПИГНР. Основной недостаток в обоих случаях – ограниченная статистическая точ-

³Валентными называют кварки, которые определяют основные физические свойства частиц.

ность.

И, наконец, хочется отметить, что определение величины Δs является интересной задачей не только для исследования спиновой структуры нуклона. Как было отмечено в [12], точное измерение Δs значительно уменьшит неопределённость в предсказаниях спинозависимого сечения упруго рассеяния частиц суперсимметричной тёмной материи на протонах и нейтронах.

Целью диссертационной работы является определение вклада спинов странных кварков в спин нуклона, полученного из процессов инклюзивного ($\mu^+ + d \rightarrow \mu^{+'} + X$) и полуинклюзивных ($\mu^+ + d \rightarrow \mu^{+'} + h + X$, где h – адроны π^+ , π^- , K^+ и K^-) ГНР мюонов на продольно-поляризованной дейтронной мишени.

Научная новизна.

1. Получены наиболее точные результаты спиновой асимметрии дейтрона A_1^d и его структурной функции g_1^d для процессов ГНР в кинематической области $0.004 < x < 0.7$ при $Q^2 > 1$ (ГэВ/с)².
2. Впервые полученные значения полуинклюзивных спиновых асимметрий для заряженных пионов, $A_{1d}^{\pi^+}$ и $A_{1d}^{\pi^-}$, и каонов, $A_{1d}^{K^+}$ и $A_{1d}^{K^-}$, на дейтроне для кинематической области измерения $x < 0.03$.

Практическая ценность работы. Результаты извлечений спиновых асимметрий A_{1d} , $A_{1d}^{\pi^+}$, $A_{1d}^{\pi^-}$, $A_{1d}^{K^+}$, $A_{1d}^{K^-}$, спинозависимой структурной функции дейтрона g_1^d , а также вкладов спинов странных кварков Δs в спин нуклона в кинематической области измерения $0.004 < x < 0.7$ могут быть использованы при анализе текущих и будущих экспериментов. Распределения поляризованных кварков являются универсальными объектами, так как не зависят от процесса, в котором исследуются. С их помощью можно связать структурные функции и сечения различных реакций с участием нуклонов. Очевидной областью применения полученных результатов являются программы моделирования физических процессов. Значения A_{1d} и g_1^d в виде таблиц внесены в мировую базу данных [13].

Автор защищает:

1. Извлечение спиновых асимметрий A_1^d , $A_{1,d}^{\pi^+}$, $A_{1,d}^{\pi^-}$, $A_{1,d}^{K^+}$ и $A_{1,d}^{K^-}$ и структурной функции дейтрона g_1^d в кинематической области измерений $x \in [0.004; 0.7]$ и $Q^2 > 1$ (ГэВ/с)².

2. Определение полного вклада спинов лёгких кварков $\Delta\Sigma$ и индивидуального вклада спинов странных кварков $\Delta s + \Delta\bar{s}$ в спин нуклона при $Q_0^2 = 3 \text{ (ГэВ}/c)^2$.
3. Определение зависимости странных Δs и нестранных валентных и морских кварков ($\Delta u_v + \Delta d_v$ и $\Delta\bar{u} + \Delta\bar{d}$, соответственно) от бьёркеновской переменной x .
4. Исследование зависимости значения первого момента $\Delta s \equiv \Delta\bar{s}$ от выбора параметризации функций фрагментации.

ГЛАВА 1

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССОВ ГНР

В этой главе приведён краткий обзор современного состояния исследований спиновой структуры нуклона. Вводятся формулы для дифференциальных сечений поляризованного и неполяризованного глубоко-неупругого рассеяния (ГНР) лептона на нуклоне, асимметрий сечений инклюзивного и полуинклюзивного ГНР, определения структурных функций, функций фрагментации (ФФ), функций партонных распределений, правила сумм.

Взаимодействие лептона с нуклоном описывается в рамках теории электро-слабых процессов. Этот процесс можно представить через обмен одним из векторных бозонов: γ^* , $W^\pm$ или Z^0 . Так как в процессе ГНР регистрируют налетающий и рассеянный лептоны, то взаимодействие происходит по каналу нейтрального тока. Т.е. при обмене виртуальным фотоном γ^* или Z^0 -бозоном. Процессы с обменом Z^0 -бозоном сильно подавлены по причине его большой массы, $m_{Z^0} = 91$ ГэВ. В этой работе рассматриваются реакции, протекающие только с обменом γ^* .

Процесс ГНР в однофотонном приближении схематически показан на рис. 1.1. При однофотонном механизме виртуальный фотон переносит четырех импульс

$$q = k - k' = P - P', \quad (1.1)$$

где $k \equiv k^i = (E, \vec{k})$ и $k' \equiv k'^i = (E', \vec{k}')$ – четырех импульсы налетающего и рассеянного лептонов, $p \equiv p^i = (M, \vec{0})$ – четырех импульс нуклона в фиксированной мишени. Кинематические переменные, используемые для описания этого процесса приведены в табл. 1.1.

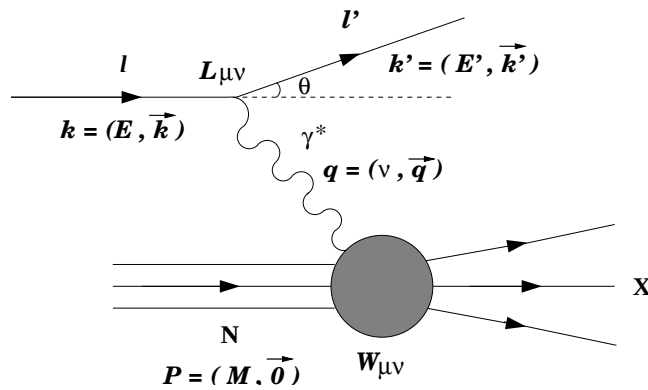


Рис. 1.1. Диаграмма процесса ГНР в однофотонном приближении.

Таблица 1.1

Определение кинематических переменных в ГНР.

Пучок лептонов и нуклоны мишени	
E (E')	Энергия взаимодействующего (рассеянного) лептона в лабораторной системе отсчёта
$k = (E, \vec{k})$	Четырех импульс взаимодействующего лептона
$k' = (E', \vec{k}')$	Четырех импульс рассеянного лептона
θ	Полярный угол рассеяния лептона
$p \stackrel{lab}{=} (M, \vec{0})$	Четырех импульс нуклона мишени
Инклюзивное ГНР	
$\nu = \frac{Pq}{M} \stackrel{lab}{=} E - E'$	Энергия виртуального фотона
$q = k - k' = (\nu, \vec{q})$	Четырех импульс виртуального фотона
$Q^2 = -q^2 \stackrel{lab}{\cong} 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$	Квадрат инвариантной массы виртуального фотона
$x \stackrel{lab}{=} \frac{Q^2}{2M\nu}$	Переменная Бьёркена
$y \stackrel{lab}{=} \frac{\nu}{E}$	Доля энергии, унесенная виртуальным фотоном
Полуинклюзивное ГНР	
$z \stackrel{lab}{=} \frac{E_h}{\nu}$	Доля энергии виртуального фотона, переданная адрону h

1.1 Дифференциальное сечение ГНР

Запишем дифференциальное сечение инклюзивного ГНР в лабораторной системе отсчёта [14]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{2Mq^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} , \quad (1.2)$$

где α представляет электромагнитную константу связи (постоянная тонкой структуры), а $L_{\mu\nu}$ и $W^{\mu\nu}$ – лептонный и адронный тензоры, соответственно. Последние соответствуют лептонной и адронной вершинам диаграммы, показанной на рис. 1.1. Оба тензора могут быть записаны через симметричную и антисимметричную, относительно перестановки индексов μ и ν , части (обозначены индексами (S) и (A) , соответственно):

$$L_{\mu\nu} = L_{\mu\nu}^{(S)} + iL_{\mu\nu}^{(A)} , \quad (1.3)$$

$$W_{\mu\nu} = W_{\mu\nu}^{(S)} + iW_{\mu\nu}^{(A)} . \quad (1.4)$$

Лептонные тензоры можно получить в расчетах квантовой электро-динамики (КЭД):

$$L_{\mu\nu}^{(S)} = 2[k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu}(k \cdot k' - m_l^2)] , \quad (1.5)$$

$$L_{\mu\nu}^{(A)} = 2\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}(k - k')^\alpha s^\beta , \quad (1.6)$$

где $g_{\mu\nu}$ – метрический тензор; m_l – масса лептона, $\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ – полный антисимметричный тензор Леви-Чивита; $s \stackrel{lab}{=} \frac{1}{m_e}(|\vec{k}|, \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}E)$ – ковариантный вектор спина лептона, т.е. $s \cdot k = 0$ и $s \cdot s = -1$.

Адронный тензор в отличии от лептонного не может быть вычислен теоретически. Соображения ковариантности, сохранения четности и сохранения тока ($q^\mu W_{\mu\nu} = 0$) позволяют сократить количество возможных комбинаций 4-векторов. Для нуклона (спин 1/2) симметричная и антисимметричная части запишутся следующим образом:

$$W_{\mu\nu}^{(S)} = -g_{\mu\nu}F_1(x, Q^2) + \frac{p_\mu p_\nu}{M\nu}F_2(x, Q^2) , \quad (1.7)$$

$$W_{\mu\nu}^{(A)} = \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \frac{q^\alpha}{\nu} \left[s^\beta g_1(x, Q^2) + \frac{p \cdot q s^\beta + s \cdot q p^\beta}{\nu} g_2(x, Q^2) \right] . \quad (1.8)$$

Здесь опущены члены, пропорциональные q^μ , которые не дают вклада в произведение тензоров (ур. 1.2) в силу сохранения лептонного тока $g^\mu L_{\mu\nu} = 0$. Структурные функции F_1 , F_2 , g_1 и g_2 , входящие в разложение, не могут быть

рассчитаны в рамках пертурбативной теории. Следовательно их необходимо измерить для нахождения адронного тензора. В кварк-партонной модели (КПМ) структурные функции g_1 и g_2 отвечают за распределение спина кварков в адроне. F_1 и F_2 описывают распределение импульса партонов, т.е. проводится суммирование по всем возможным спиновым состояниям.

В случае рассеяния лептона на адроне со спином 1 (например, дейтрон) ситуация усложняется. Кроме уже упомянутых четырех функций, в симметричной части адронного тензора появляются дополнительные четыре. Их принято называть тензорными структурными функциями b_1 , b_1 , b_3 и b_4 . В КПМ тензорные функции отвечают за разность числа кварков с различными киральностями¹, соответствующими проекциям спина адрона 0 и ± 1 . Так как b_i расположены в симметричной части адронного тензора, их измерения не зависят от поляризации пучка. Также нет ослабления эффекта, связанного с деполяризационным фактором фотона. Дейтрон считается слабосвязанным состоянием нейтрона и протона, т.е. изначально считается, что вклад b_i^d в сечение мал [15] и рассеяние происходит на одном из нуклонов. Тензорные функции были впервые получены коллаборацией HERMES [16]. Было показано, что возможное искажение в измерении g_1^d , связанное с незнанием b_1^d , не превышает 1%. Далее в анализе данных COMPASS, представленном в этой диссертации, полностью пренебрегается этим вкладом и считается, что рассеяние происходит на протоне или на нейтроне с единственной поправкой на D -состояние волновой функции дейтрона.

В случае продольной поляризации, сумма сечений с сонаправленными ($\sigma^{\uparrow\uparrow}$) и противоположнонаправленными ($\sigma^{\uparrow\downarrow}$) векторами поляризации пучка и мишени пропорциональна свертке симметричных членов лептонного и адронного тензоров ($d^2\sigma^{\uparrow\downarrow} + d^2\sigma^{\uparrow\uparrow} \propto L_{\mu\nu}^{(S)} W^{\mu\nu(S)}$):

$$\frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\Omega dE'} + \frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega dE'} = \frac{8\alpha^2 E'^2}{MQ^4} \left[2F_1(x, Q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{M}{\nu} F_2(x, Q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} \right] . \quad (1.9)$$

В то же время разность сечений пропорциональна свертке антисимметричных членов ($d^2\sigma^{\uparrow\downarrow} - d^2\sigma^{\uparrow\uparrow} \propto L_{\mu\nu}^{(A)} W^{\mu\nu(A)}$):

$$\frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\Omega dE'} - \frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2}{MQ^2\nu} \frac{E'}{E} \left[(E + E' \cos \theta) g_1(x, Q^2) + 2xM g_2(x, Q^2) \right] . \quad (1.10)$$

¹Киральность (англ. chirality, от др.-греч. $\chi\epsilon\iota\rho$ – рука) – отсутствие симметрии относительно правой и левой стороны. Например, если отражение объекта в идеальном плоском зеркале отличается от самого объекта, то объекту присуща киральность.

Таким образом, зависимость сечения лептон-нуклонного ГНР от направления спина может быть определена через измерение разности сечений.

Безразмерные лоренц-инвариантные структурные функции F_1 и F_2 в бьёркеновском пределе ($\nu \rightarrow \infty$ и $Q^2 \rightarrow \infty$ при конечном x) не зависят от Q^2 :

$$F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x) , \quad (1.11)$$

$$F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x) . \quad (1.12)$$

Это явление получило название скейлинг.

Скейлинг был обнаружен в экспериментах в стэнфордском центре линейного ускорителя (SLAC²) в 1969 г. Так как концепция была предложена Бьёркеном, скейлинг был назван бьёркеновским. В КПМ переменная Бьёркена x имеет простой физический смысл. Если рассматривать реакцию в системе Брейта, где импульс нуклона значительно больше характерных импульсов партонов внутри нуклона, то x – это доля импульса нуклона, переносимая кварком, участвующем в процессе соударения. Квантовая хромодинамика (КХД) предсказывает нарушение скейлинга. Слабое логарифмическое убывание константы сильного взаимодействия $\alpha_s(Q^2)$ с ростом Q^2 приводит к зависимости функций распределения от Q^2 .

В КПМ структурные функции нуклонов F_1 и F_2 связаны друг с другом соотношением Каллана-Гросса [17]:

$$2xF_1(x) = F_2(x) . \quad (1.13)$$

Это выражение также верно для дейтрона, если пренебречь тензорными функциями b_i^d . Неполяризованные структурные функции дейтрона были измерены с использованием пучка поляризованных мюонов в экспериментах с фиксированными мишенями EMC [18], BCDMS [19], E665 [20], NMC [21], в экспериментах в SLAC [22] с пучком поляризованных электронов, а также в *ep* столкновениях экспериментов H1 [23] и ZEUS [24, 25]. Рис. 1.2 показывает результаты измерений структурной функции $F_2^d(x, Q^2)$.

В бьёркеновском пределе безразмерные структурные функции g_1 и g_2 также становятся независимыми от Q^2 :

$$g_1(x, Q^2) \rightarrow g_1(x) , \quad (1.14)$$

$$g_2(x, Q^2) \rightarrow g_2(x) . \quad (1.15)$$

²от англ. Stanford Linear Accelerator Center

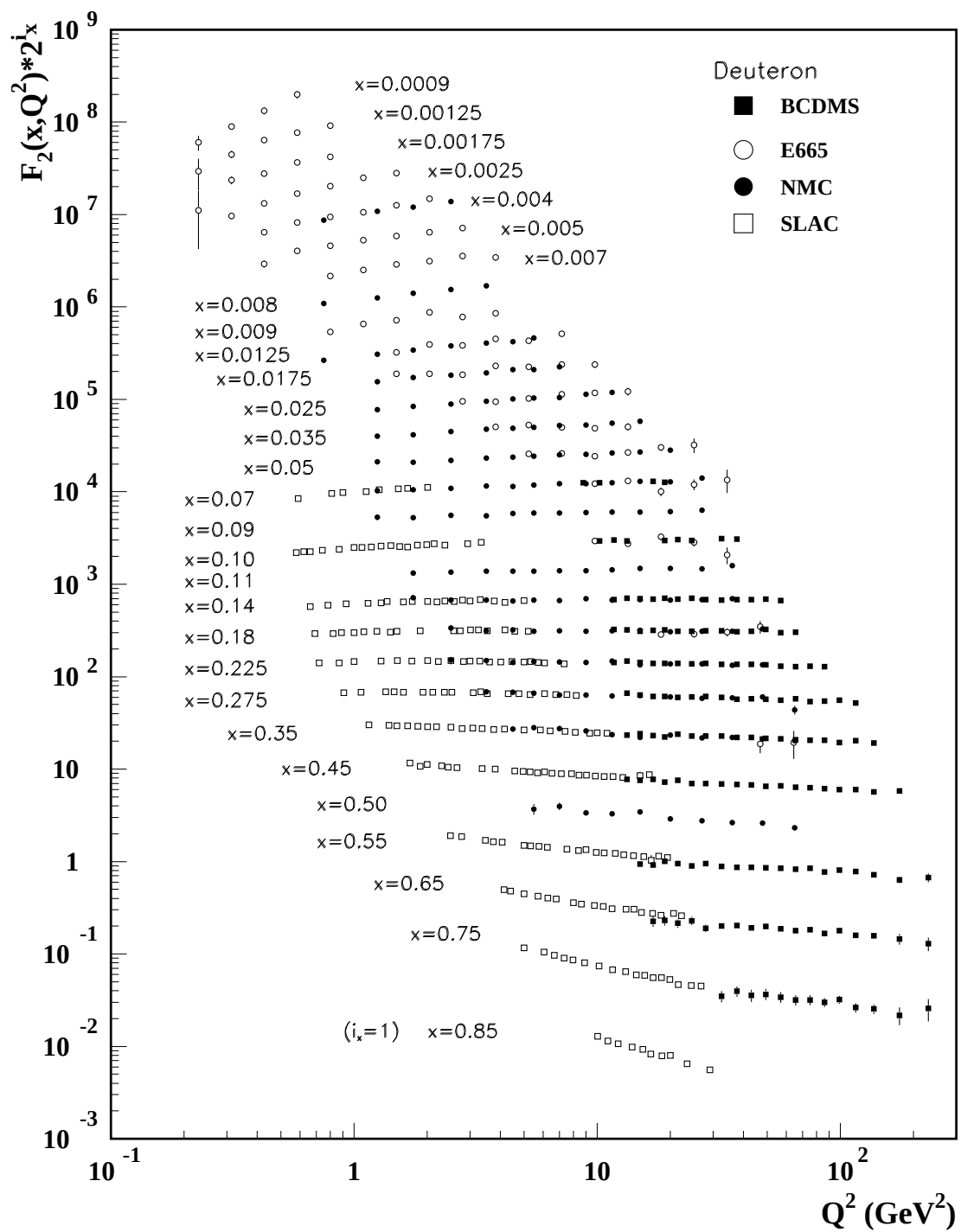


Рис. 1.2. Структурная функция дейтрона $F_2^d(x, Q^2)$ в зависимости от Q^2 для различных фиксированных x , измеренная в экспериментах в SLAC, BCDMS, E665 и NMC [26].

Для спиновых структурных функций соотношение, аналогичное ур. 1.13, отсутствует. Физической интерпретации в КПМ структурная функция g_2 не имеет, т.е. $g_2 = 0$. Её появление в выражениях для сечений рассеяния поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах носит чисто феноменологический характер. Оно обусловлено интерференцией в поглощении нуклонами виртуальных фотонов с продольной и поперечной поляризациями. В КХД эта структурная функция интерпретируется как вклад высших твистов³.

1.2 Асимметрии дифференциальных сечений

Для извлечения структурных функций и кварковых распределений более удобно, с экспериментальной точки зрения, вместо сечений в ур. 1.10 использовать относительные величины – измеряемые асимметрии дифференциальных сечений:

$$A_{\parallel}(x, Q^2) \equiv \frac{d\sigma^{\uparrow\downarrow} - d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\sigma^{\uparrow\downarrow} + d\sigma^{\uparrow\uparrow}} , \quad (1.16)$$

где $d\sigma^{\uparrow\downarrow}$ и $d\sigma^{\uparrow\uparrow}$ обозначают дифференциальные сечения $\frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{dx dQ^2}$ и $\frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{dx dQ^2}$, соответственно. Используя подобные асимметрии удаётся избежать проблем, связанных с определением аксептанса спектрометра и потока частиц в пучке (см. раздел 3.1).

1.2.1 Инклюзивное глубоко-неупругое рассеяние Экспериментально измеряемая асимметрия $A_{\parallel}$ выражается через продольную и поперечную асимметрии виртуального фотона A_1 и A_2 следующим образом:

$$A_{\parallel} = D(A_1 + \eta A_2) , \quad (1.17)$$

где [14]

$$A_1 = \frac{g_1 - (4M^2 x^2 / Q^2) g_2}{F_1} = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1} , \quad (1.18)$$

$$A_2 = \frac{2Mx}{\sqrt{Q^2}} \frac{g_1 + g_2}{F_1} , \quad (1.19)$$

$$D = \frac{1 - (1 - y)\epsilon}{1 + \epsilon R} , \quad \eta = \frac{\epsilon \gamma y}{1 - (1 - y)\epsilon} , \quad \frac{1}{\epsilon} = 1 + 2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} . \quad (1.20)$$

³Твисты – это члены в разложении партонных распределений, содержащие в себе зависимость типа $1/Q^n$, где $n = 0, 1, 2, \dots$

Здесь R соответствует отношению сечений поглощения продольно, σ_L , и поперечно, σ_T , поляризованных виртуальных фотонов нуклоном

$$R(x, Q^2) = \frac{\sigma_L(x, Q^2)}{\sigma_T(x, Q^2)} \quad (1.21)$$

и связывает неполяризованные структурные функции нуклона $F_1(x, Q^2)$ и $F_2(x, Q^2)$:

$$R(x, Q^2) = \frac{1 + \gamma^2}{2x} \frac{F_2(x, Q^2)}{F_1(x, Q^2)} - 1. \quad (1.22)$$

Для извлечения структурной функции g_1 обычно используются два приближения. Во-первых, входящие в ур. 1.17 кинематический коэффициент η и асимметрия A_2 малы. Ограничение сверху для A_2 составляет $|A_2| \leq \sqrt{R}$. Таким образом, приближение $\eta A_2 \simeq 0$ выполняется с достаточно высокой точностью. Во-вторых, и коэффициент γ^2 , входящий в ур. 1.18 и ур. 1.22, очень мал: $\gamma^2 \equiv 4M^2 x^2 / Q^2 \ll 1$. Следовательно, им также можно пренебречь. Таким образом,

$$A_1 \simeq \frac{g_1}{F_1} \simeq \frac{A_{\parallel}}{D}, \quad F_1 = \frac{F_2}{2x(1+R)}. \quad (1.23)$$

Измерение асимметрии A_1 даёт прямой доступ к структурной функции g_1 . Экспериментально установлено, что эволюция g_1 примерно совпадает с F_1 . Таким образом, асимметрия A_1 в пределах экспериментальных точностей не зависит от Q^2 . В данной работе значения g_1^d рассчитывались с параметризацией F_2^d , соответствующей кинематической области данных COMPASS, из работы, описанной в [27] и с параметризацией R из работы [28].

Важность спинзависимой структурной функции g_1 при изучении спиновой структуры нуклона можно понять из её связи с сечением поглощения виртуального фотона нуклоном:

$$g_1 \sim \sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}, \quad (1.24)$$

где $\sigma_{1/2}$ и $\sigma_{3/2}$ – сечения поглощения с проекциями полного углового момента фотон-нуклонной системы вдоль импульса налетающего лептона, равными $1/2$ и $3/2$, соответственно. Схематически поляризованное ГНР в кварк-партонной модели представлено на рис. 1.3. В соответствии с сохранением углового момента виртуальный фотон со спиральностью $+1$ и -1 может быть поглощён только кварком с проекцией спина $-1/2$ или $+1/2$ (в предположении, что кварки не имеют углового момента). Следовательно, g_1 содержит

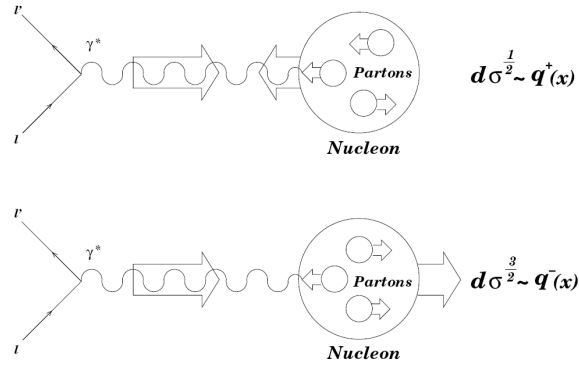


Рис. 1.3. Схематическая диаграмма поляризованного ГНР в кварк-партонной модели. Стрелочки показывают направления спинов виртуального фотона, кварков и нуклона.

информацию об ориентации спинов кварков по отношению к направлению спина нуклона. Как следствие, структурная функция g_1 пропорциональна степени поляризации кварков:

$$\Delta q(x, Q^2) = q_{\uparrow\uparrow}(x, Q^2) - q_{\uparrow\downarrow}(x, Q^2) . \quad (1.25)$$

Т.е. разность кварковых распределений⁴, когда спин кварка ориентирован в том же или в противоположном направлении со спином нуклона. Связь структурной функции с кварковыми распределениями в лидирующем порядке КХД-разложения выглядит следующим образом:

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_{q=u,d,s} e_q^2 (\Delta q(x, Q^2) + \Delta \bar{q}(x, Q^2)) . \quad (1.26)$$

В следующем за ЛП КХД эта зависимость имеет более сложный вид:

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \langle e^2 \rangle [C_q^S \otimes \Delta \Sigma + C_q^{NS} \otimes \Delta q^{NS} + 2n_f C_G \otimes \Delta G] , \quad (1.27)$$

где среднеквадратичный заряд кварков $\langle e^2 \rangle = \frac{1}{n_f} \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2$; коэффициентные функции C_q^S , C_q^{NS} и C_G зависят от x и Q^2 и рассчитываются в КХД; $\Delta G(x, Q^2)$ – плотность распределения спина глюонов. Здесь введено обозначение для свертки двух функций

$$(a \otimes b)(x) = \int_x^1 a\left(\frac{x}{y}\right) b(y) \frac{dy}{y} . \quad (1.28)$$

В ур. 1.27 кварковые плотности разложены в комбинации согласно группе $SU(3)$, которая описывает симметрию ароматов трёх лёгких кварков (u ,

⁴В лидирующем порядке (как и в наивной кварк-партонной модели) величины $q_{\uparrow\uparrow}(x, Q^2)$ и $q_{\uparrow\downarrow}(x, Q^2)$ имеют вероятностный смысл – плотности вероятности обнаружить в нуклоне кварк q с долей импульса нуклона x ; Δq_i имеют смысл суммарного вклада кварков и антикварков в спиральность нуклона.

Таблица 1.2

Кинематическая область по Q^2 в экспериментах ГНР.

Эксперимент	пучок	$Q^2, [(\text{ГэВ}/c)^2]$	ссылка
E142	$e^\pm$	0.3 – 10	[34]
E143	$e^\pm$	0.3 – 10	[35]
E154	$e^\pm$	1 – 17	[36]
E155	$e^\pm$	1 – 40	[37, 38]
JLab E99-117	$e^\pm$	2.71 – 4.83	[39]
HERMES	$e^\pm$	0.18 – 20	[40, 41]
CLAS	$e^\pm$	1 – 5	[42]
EMC	μ^+	1.5 – 100	[3, 43]
SMC	μ^+	0.01 – 100	[27, 44]
COMPASS	μ^+	0.001 – 100	[1, 45]

d и s). Плотности группируются в синглетную $\Delta\Sigma(x, Q^2)$ и несинглетную $\Delta q^{NS}(x, Q^2)$ комбинации:

$$\Delta\Sigma(x, Q^2) = \sum_{i=1}^{n_f} [\Delta q_i(x, Q^2) + \Delta \bar{q}_i(x, Q^2)] , \quad (1.29)$$

$$\Delta q^{NS}(x, Q^2) = \sum_{i=1}^{n_f} \left(\frac{e_i^2}{\langle e^2 \rangle} - 1 \right) [\Delta q_i(x, Q^2) + \Delta \bar{q}_i(x, Q^2)] . \quad (1.30)$$

Коэффициентные функции C_q^S , C_q^{NS} и C_G начиная со второго порядка зависят от схемы перенормировок и количества кварковых ароматов [29, 30]. В лидирующем порядке (ЛП) теории $C_q^S = C_q^{NS} = 1$, $C_G = 0$. Таким образом в ЛП пропадает зависимость g_1 от глюонной поляризации, и ур. 1.27 посредством несложных преобразований приводится к виду ур. 1.26. Эволюция кварковых и глюонных распределений в нуклоне при изменении Q^2 определяется уравнениями Докшицера-Грибова-Липатова-Алтарелли-Паризи (ДГЛАП) [31–33].

Поляризованная структурная функция g_1 была измерена в экспериментах с фиксированной мишенью E142, E143, E154, E155, JLAB E99-117, EMC, SMC, HERMES и COMPASS (табл. 1.2). На рис. 1.4 показано распределение $xg_1(x)$ протона, дейтрона и нейтрона (на мишени ^3He) при измеренных значениях Q^2 . Результаты различных экспериментов хорошо согласуются друг с другом. Это является следствием слабой (логарифмической) зависимости структурных функций от Q^2 .

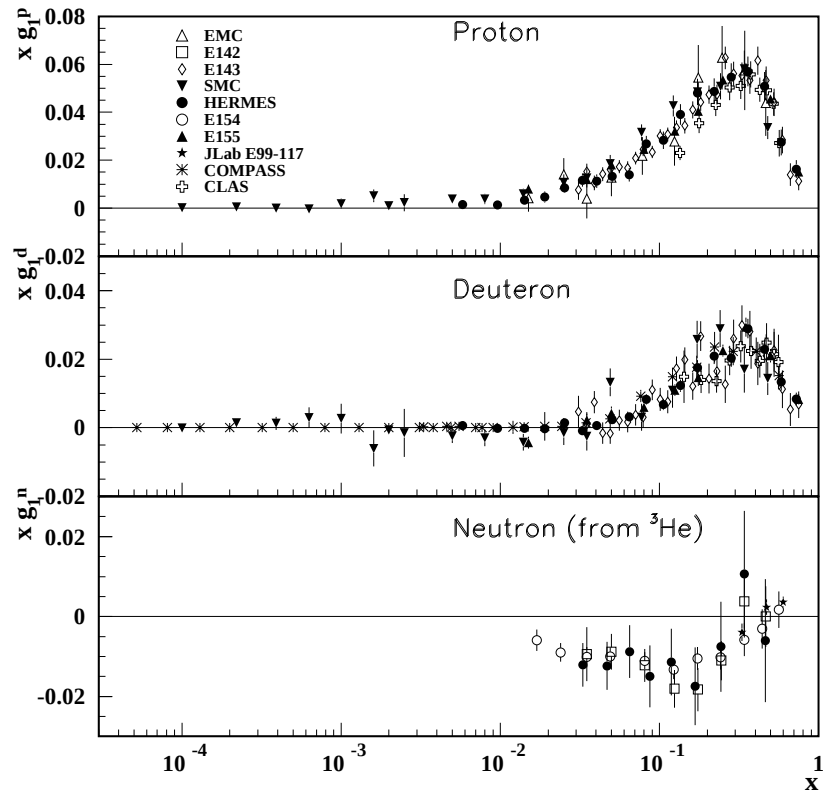


Рис. 1.4. Зависящая от спина структурная функция $xg_1(x)$ протона, дейтрона и нейтрона (из мишени ^3He) при измеренных Q^2 (за исключением данных EMC, взятых при $Q^2 = 10.7 \text{ (ГэВ/с)}^2$ и E155, взятых при $Q^2 = 5 \text{ (ГэВ/с)}^2$), измеренных в глубоко-неупругом рассеянии поляризованных электронов, позитронов и мюонов [26].

1.2.2 Полуинклюзивное глубоко-неупругое рассеяние В отличие от инклюзивной реакции ГНР в конечном состоянии полуинклюзивного ГНР регистрируют не только рассеянный лептон l' , но и адрон h : $l + N \rightarrow l' + h + X$.

Используя кварковую модель, процесс полуинклюзивного ГНР описывается при помощи одиночного кварка, с которым провзаимодействовал виртуальный фотон. Этот кварк поглощает энергию виртуального фотона и вылетает вдоль направления его движения. Следуя свойствам конфайнмента из квантовой хромодинамики (КХД), выбитый кварк и остаток мишени должны формировать набор бесцветных конечных состояний адронов. Этот процесс получил название адронизация. В предположении независимой кварковой фрагментации процесс адронизации параметризуется функциями фрагментации $D_f^h(Q^2, z)$. Последние представляют плотность вероятности того, что выбитый кварк аромата f , провзаимодействовав с виртуальным фотоном, квадрат 4-импульса которого равен Q^2 , вошёл в конечном состоянии в состав адрона h с долей энергии z .

Дифференциальное сечение полуинклюзивного ГНР можно записать как [5]

$$\sigma^h(x, Q^2, z) \propto \sum_f e_f^2 q_f(x, Q^2) D_f^h(z, Q^2) , \quad (1.31)$$

где суммирование ведётся по всем ароматам кварков; $D_f^h(z, Q^2)$ – представляет функцию фрагментации кварка сорта f в адрон сорта h . В предположении, что функции фрагментаций не зависят от направления спина, неполяризованные и поляризованные структурные функции можно представить как

$$F_1^h(x, Q^2, z) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 q_f(x, Q^2) D_f^h(z, Q^2) , \quad (1.32)$$

$$g_1^h(x, Q^2, z) = \frac{1}{2} \sum_f e_f^2 \Delta q_f(x, Q^2) D_f^h(z, Q^2) . \quad (1.33)$$

Следовательно, полуинклюзивные асимметрии фотопоглощения из ур. 1.18 в предположении того, что $g_2 = 0$, имеют вид:

$$A_1^h \simeq \frac{\int dz g_1^h(x, Q^2, z)}{\int dz F_1^h(x, Q^2, z)} = \frac{\sum_f e_f^2 \Delta q_f(x, Q^2) \int dz D_f^h(z, Q^2)}{\sum_f e_f^2 q_f(x, Q^2) \int dz D_f^h(z, Q^2)} . \quad (1.34)$$

1.3 Правила сумм

Правила сумм являются важнейшим инструментом изучения процессов поляризованного ГНР. Они предоставляют соотношения между измеряемыми первыми моментами структурных функций, а также между первыми моментами поляризованных кварковых распределений.

Определим n -й момент Γ_1^n спинозависимой структурной функции g_1

$$\Gamma_1^n \equiv \int_0^1 dx x^{(n-1)} g_1(x, Q^2) . \quad (1.35)$$

Аналогично запишем первые моменты степени поляризации кварков $\Delta q(x)$ следующим образом:

$$\Delta q = \int_0^1 dx \Delta q(x) . \quad (1.36)$$

Из экспериментальных данных извлекаются матричные элементы аксиального тока a_0 (синглетный), a_3 и a_8 (несинглетные). В КПМ они отождествляются с комбинациями первых моментов Δq :

$$a_0 = \Delta \Sigma = (\Delta u + \Delta \bar{u}) + (\Delta d + \Delta \bar{d}) + (\Delta s + \Delta \bar{s}) , \quad (1.37)$$

$$a_3 = \left| \frac{g_A}{g_V} \right| = (\Delta u + \Delta \bar{u}) - (\Delta d + \Delta \bar{d}) , \quad (1.38)$$

$$a_8 = (\Delta u + \Delta \bar{u}) + (\Delta d + \Delta \bar{d}) - 2(\Delta s + \Delta \bar{s}) , \quad (1.39)$$

где $\left| \frac{g_A}{g_V} \right|$ – отношение аксиальной и векторной констант связи слабого взаимодействия [46]. Его значение было получено из асимметрии распределения выхода электронов по отношению к направлению спина нейтрона в β -распаде:

$$a_3 = \left| \frac{g_A}{g_V} \right| = 1.2670 \pm 0.0030 . \quad (1.40)$$

Матричный элемент a_8 получен аналогичным образом из β -распада гиперонов [47]:

$$a_8 = 0.585 \pm 0.025 . \quad (1.41)$$

Правило сумм Бьёркена Используя свойство $SU(2)$ изоспиновой симметрии⁵ кварков u и d , первые моменты поляризованных структурных

⁵Изоспиновая симметрия характеризует инвариантность ядерных сил по отношению к замене нейтронов на протоны, а протонов на нейтроны. То же самое применимо к u и d кваркам.

функций протона и нейтрона в КПМ имеют следующими вид:

$$\Gamma_1^p = \frac{1}{2} \frac{1}{9} (4\Delta u + \Delta d + \Delta s + 4\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d} + \Delta \bar{s}) , \quad (1.42)$$

$$\Gamma_1^n = \frac{1}{2} \frac{1}{9} (\Delta u + 4\Delta d + \Delta s + \Delta \bar{u} + 4\Delta \bar{d} + \Delta \bar{s}) . \quad (1.43)$$

Или то же самое, но в следующем за лидирующем порядке (СЛП) КХД:

$$\Gamma_1^p = \frac{1}{9} a_0 \Delta C^S(Q^2) + \left(\frac{1}{12} a_3 + \frac{1}{36} a_8 \right) \Delta C^{NS}(Q^2) , \quad (1.44)$$

$$\Gamma_1^n = \frac{1}{9} a_0 \Delta C^S(Q^2) - \left(\frac{1}{12} a_3 + \frac{1}{36} a_8 \right) \Delta C^{NS}(Q^2) , \quad (1.45)$$

где $\Delta C^{S(NS)}$ – поляризованный синглетный (несинглетный) коэффициент Вильсона [48]:

$$\Delta C^S = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 1.0959 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^2 , \quad (1.46)$$

$$\Delta C^{NS} = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} - 3.7833 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^2 - 20.215 \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^3 . \quad (1.47)$$

Правило сумм Бьёркена [49], записанное в терминах первых моментов Γ_1^p и Γ_1^n имеет следующий вид:

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| C^{NS}(Q^2) . \quad (1.48)$$

В терминах партонных распределений оно имеет вид ур. 1.38.

На сегодняшний день установлено, что в пределах экспериментальных точностей изоспиновая симметрия не нарушается [50, 51].

Правило сумм Эллиса-Джаффе Правило сумм Эллиса-Джаффе является приближенным, так как предполагает точную симметрию трех лёгких кварков. Однако в отличие от изоспиновой $SU(2)_f$ симметрии u и d , $SU(3)_f$ может нарушаться по причине заметно большей массы s кварка.

В предположении, что степень поляризации странных кварков и антикварков внутри нуклона равна нулю, $\Delta s + \Delta \bar{s} = 0$, и $SU(3)_f$ симметрия не нарушается, получим первые моменты поляризованных структурных функций (ур. 1.44 и ур. 1.45):

$$\Gamma_1^p = \frac{a_8}{9} \Delta C^S(Q^2) + \frac{1}{12} (a_3 + \frac{a_8}{3}) \Delta C^{NS}(Q^2) , \quad (1.49)$$

$$\Gamma_1^n = \frac{a_8}{9} \Delta C^S(Q^2) - \frac{1}{12} (a_3 - \frac{a_8}{3}) \Delta C^{NS}(Q^2) . \quad (1.50)$$

Используя значения a_3 и a_8 из ур. 1.40 и ур. 1.41, можно получить оценку первых моментов в лидирующем порядке КХД, где $\Delta C_S = \Delta C_{NS} = 1$, $\Gamma_1^p = 0.187$ и $\Gamma_1^n = -0.024$. Теоретические предсказания с учётом высоких порядков при $Q^2 = 5 \text{ (ГэВ/с)}^2$ составляют, например, [2]:

$$\Gamma_1^p = 0.170 \pm 0.005, \quad (1.51)$$

$$\Gamma_1^n = -0.014 \pm 0.005. \quad (1.52)$$

Экспериментально установлено с высокой точностью, что правило Эллиса-Джаффе нарушается ($\Delta s \neq 0$). Тем не менее оно имело важное историческое значение в изучении спиновой структуры нуклона.

Заметим, что на сегодняшний день, говоря о правиле Эллиса-Джаффе, как правило подразумевают полное выражение для первых моментов структурных функций (ур. 1.44 и ур. 1.45). Используя его, можно получить:

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = 3\Gamma_1^p - \frac{5}{12}a_8 + \frac{1}{4}a_3, \quad (1.53)$$

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = 3\Gamma_1^n - \frac{1}{3}a_8 - \frac{1}{4}a_3. \quad (1.54)$$

Именно эти уравнения будут использоваться в этой работе для получения степени поляризации странного моря.

1.4 Современное состояние исследований поляризованной внутренней странности нуклона

Хотя вклад спинов странных кварков в спин нуклона мал, но с его значением связаны различные загадки, а также противоречия в нашем понимании внутренней структуры нуклона. Напоминанием о недооценке значимости странности в результатах Эллиса-Джаффе послужил ажиотаж, вызванный экспериментом ЕМС в 1988 году.

Рассмотрим две возможности определения $\Delta s(x)$: через поляризованное ГНР или через поляризованное ПИГНР [52]. Напомним, что из данных по ГНР можно извлечь только сумму $\Delta q + \Delta \bar{q}$. Таким образом мы можем получить информацию только о $\Delta s + \Delta \bar{s}$. В ПИГНР мы можем, в принципе, получить по отдельности значения $\Delta s(x)$ и $\Delta \bar{s}(x)$, но существующие точности измерений не позволяют это сделать сейчас.

Уже более двадцати лет назад из данных эксперимента ЕМС был определен первый момент распределения плотности поляризации странного кварка, $\Delta s + \Delta \bar{s}$. Его значение оказалось отрицательным: $\Delta s + \Delta \bar{s} = -0.19 \pm$

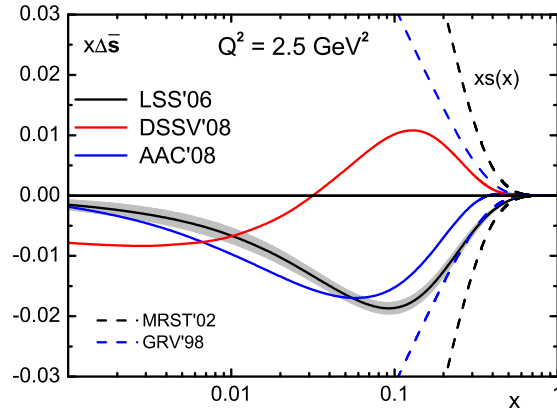


Рис. 1.5. Результаты поляризованных кварковых распределений, полученные в анализе инклюзивных данных LSS'06 [54] и AAC'08 [53] и объединённом анализе инклюзивных и полунклюзивных данных DSSV [55] (из работы [56]).

$0.03(\text{стат.}) \pm 0.05(\text{сист.})$ [43]. Этот результат был подтвержден с улучшенной точностью современными измерениями, представленными HERMES. При $Q^2 = 5 \text{ (ГэВ/с)}^2$ в порядке α_s^2 , используя дейтронные данные, HERMES получил [4]

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = -0.085 \pm 0.013(\text{теор.}) \pm 0.008(\text{эксп.}) \pm 0.009(\text{эвол.}) . \quad (1.55)$$

Инклюзивные эксперименты позволяют непосредственно извлечь лишь первый момент суммы вкладов поляризованных странных кварков и антикварков $\Delta s + \Delta \bar{s}$. Первые моменты, Δs и Γ_1 , связаны прямопропорционально (ур. 1.26). Форма же распределения в зависимости от бьёркеновской скейлинговой переменной x находится в КХД анализе всех измерений по спинозависимой структурной функции $g_1(x, Q^2)$. На рис. 1.5 показаны результаты поляризованных кварковых распределений, полученные в анализах различных групп. Отметим, что наблюдается общее согласие формы распределений, полученных в инклюзивном анализе групп AAC'08 [53] и LSS'06 [54]. Возможные различия связаны с использованием разных наборов неполяризованных партонных распределений, которые входят как непосредственно в формулу для асимметрии (ур. 1.23), так и через условие положительности, т.е. требование того, что

$$|\Delta s(x)| \leq s(x) . \quad (1.56)$$

Обсудим ограничения на значение первого момента степени поляризации странных кварков. В лидирующем порядке КХД выражение для первого момента спинозависимой структурной функции протона g_1^p можно записать сле-

дующим образом:

$$\Gamma_1^p(Q^2) = \frac{1}{6} \left[\frac{1}{2}a_3 + \frac{5}{6}a_8 + 2\Delta s(Q^2) \right] . \quad (1.57)$$

Следовательно,

$$a_8 = \frac{6}{5} \left[6\Gamma_1^p(Q^2) - \frac{1}{2}a_3 - 2\Delta s(Q^2) \right] . \quad (1.58)$$

Значение a_3 известно с высокой точностью (ур. 1.40). Используя измеренные значения $\Gamma_1^p(Q^2)$, в работе [57] было показано, что условие $\Delta s(Q^2) \geq 0$ предполагает сильное отклонение a_8 от значения полученного из анализа β -распада гиперонов.

Прежде всего необходимо определиться какое значение $\Gamma_1^p(Q^2)$ использовать, так как результат зависит от экстраполяции к $x = 0$. В работе [57] рассмотрены два крайних случая. Отличия заключаются в способе оценки вклада в $\Gamma_1^p(Q^2)$ от неизмеренной области малых x . Используя выражение пертурбативной КХД для g_1 в этой области коллаборация E155 получила из анализа всех доступных на тот момент данных следующее значение $\Gamma_1^p(Q^2)$ при $Q^2 = 5 \text{ (ГэВ/с)}^2$ [38]:

$$\Gamma_1^p = 0.118 \pm 0.004 \text{ (стат.)} \pm 0.007 \text{ (сист.)} . \quad (1.59)$$

Значения Γ_1^p других коллабораций, полученные ранее результатов E155 были очень близки к этому значению (см., например, [27]). Важным моментом здесь является то, что при очень малых x функция $g_1(x, Q^2)$ даёт отрицательный вклад в $\Gamma_1^p(Q^2)$. С другой стороны, коллаборация E143 получила экспериментальный результат для $\Gamma_1^p(Q^2)$, используя для g_1 в неизмеренной области малых x реджевское поведение. Из анализа данных эксперимента E143 при $Q^2 = 3 \text{ (ГэВ/с)}^2$ [35]

$$\Gamma_1^p = 0.133 \pm 0.003 \text{ (стат.)} \pm 0.009 \text{ (сист.)} . \quad (1.60)$$

В этом случае вклад в Γ_1^p от малых x положительный и это является главной причиной того, что значение Γ_1^p в ур. 1.60 значительно отличается от значения в ур. 1.59. Отметим, что $\Gamma_1^p(Q^2)$ сам по себе изменяется очень медленно от Q^2 , таким образом разные значения Q^2 не являются причиной отличия первых моментов. Подставив значения Γ_1^p из ур. 1.59 и ур. 1.60 в ур. 1.58, неотрицательная поляризация странного кварка приводит к

$$a_8 \leq 0.089 \pm 0.058 \quad (1.61)$$

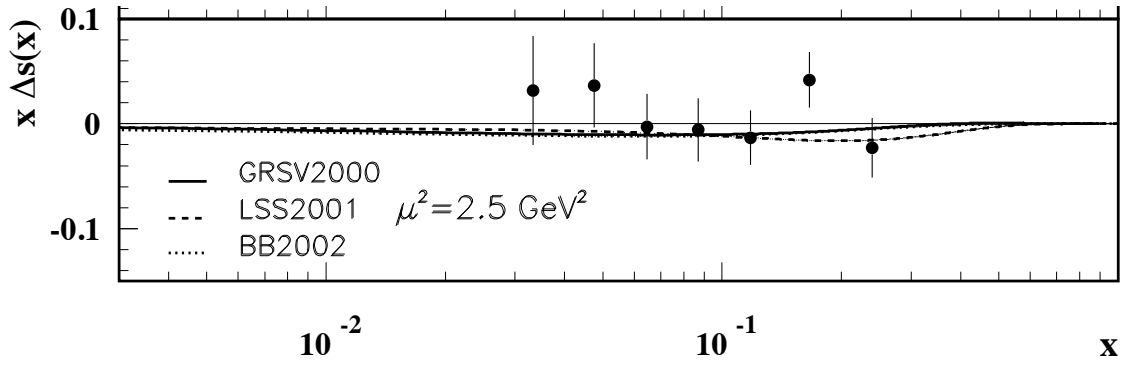


Рис. 1.6. Значения $\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)$ из исследования реакций ПИГНР, проведенного коллаборацией HERMES (из работы [56]).

в случае анализа коллаборации E155. Отклонение от значения a_8 , полученного из анализа β -распадов гиперонов (ур. 1.41), составляет 85%. Или в случае E143

$$a_8 \leq 0.197 \pm 0.068 \quad (1.62)$$

отклонение составляет 66%. Таким образом, условие $\Delta s(Q^2) \geq 0$ подразумевает сильное нарушение $SU(3)_f$. На основании этого почти исключено иметь положительно поляризованную странность.

В настоящее время коллаборация HERMES получила значения $\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)$ при исследовании реакций полуинклюзивного глубоко-неупругого рассеяния [58]. Результат показан на рис. 1.6 Оценка HERMES для первого момента составила

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = 0.037 \pm 0.019 \text{ (стат.)} \pm 0.027 \text{ (сист.)} \quad (1.63)$$

в кинематической области измерения $0.02 < x < 0.6$. В пределах ошибок результаты совместимы с нулем. Анализ HERMES выполнен с функциями фрагментаций, извлечёнными из результатов моделирования Монте-Карло, что вызвало много нареканий [59, 60], так как сложно отнести результат к полученному в лидирующем порядке или следующем за лидирующим порядком КХД. В то же время современный анализ, проведённый группой DSSV [55] в схеме $\overline{\text{MS}}$ в следующем за ЛП КХД также дал положительные значения для $\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)$ для $x \geq 0.03$, но отрицательный первый момент $\Delta s = -0.114$ при $Q^2 = 10 \text{ (ГэВ/с)}^2$. Это возможно при условии, что $\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)$ станет отрицательной в кинематической области $x \leq 0.02$ (см. рис.1.5). Таким образом, для разрешения противоречия первостепенную важность имеют измерения в более широком диапазоне по x . В данной диссертации представлены новые прецизионные измерения степени поляризации

странного кварка, проведённые в эксперименте COMPASS в кинематическом интервале $0.004 < x < 0.7$.

ГЛАВА 2

ЭКСПЕРИМЕНТ COMPASS

В этой главе представлено общее описание установки COMPASS [61], дано краткое описание алгоритмов, используемых при реконструкции событий. В последнем разделе данной главы описана процедура отбора событий, удовлетворяющих критериям стабильной работы установки.

Для выполнения физической программы эксперимента COMPASS предъявляются определённые требования к экспериментальной установке. Перечислим основные из них. Во-первых, необходима регистрация частиц в широком импульсном и угловом диапазонах. Особое внимание уделяется частицам, рассеянным под очень малыми углами. Во-вторых, необходимы точная реконструкция кинематических величин, а также эффективная идентификация частиц и хорошее разрешение по массе. В-третьих, при работе с пучками большой интенсивности необходимо добиться высокой скорости счёта, высоких скоростей срабатывания триггеров¹, а также записи колоссального потока данных.

Схематический вид установки COMPASS (по состоянию на 2004 год) [61] приведён на рис. 2.1. Все детекторы условно можно разделить на три группы. Первая группа (спектрометр пучка) включает станцию годоскопов для измерения импульсов мюонов BMS², расположенную вдоль линии пучка на расстоянии примерно 100 метров до экспериментального зала. Спектрометр пучка измеряет параметры частиц в пучке для каждого отдельного события. Точность реконструкции трека пучковой частицы обусловлена быстрыми трекерами, расположенными перед мишенью. Они состоят из двух станций детекторов, собранных на основе сцинтилляционных волокон SciFi, и трех станций кремниевых микростриповых детекторов Silicon. Сцинтилляционные вето-счетчики включены в триггер на «анти-совпадение» и отделяют пучок от его гало³.

Вторая и третья группы детекторов расположены за мишенью. Это спектрометр больших углов рассеяния (СБУ) и спектрометр малых углов рассеяния (СМУ), соответственно. Использование двух спектрометров продиктовано необходимостью регистрировать частицы в широком угловом и импульс-

¹Набор критериев для электроники, подающей сигнал на запуск системы считывания установки.

²сокр. от Beam Momentum Station

³Пучковые мюоны, расположенные за пределами поперечных размеров мишени.

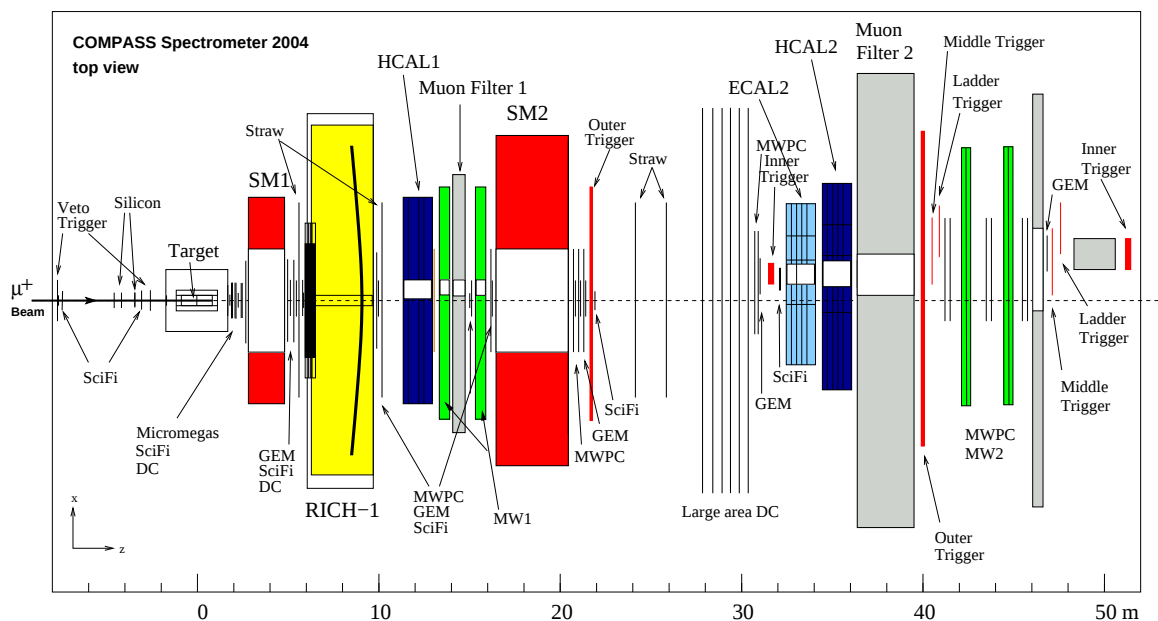


Рис. 2.1. Схематический вид установки COMPASS для мюонной программы 2004 года, вид сверху (расшифровку аббревиатур детекторов см. в тексте).

ном диапазонах. Каждый из двух спектрометров включает в себя дипольный магнит (SM1 и SM2, с интегральным полем 1.0 Тл·м и 4.4 Тл·м, соответственно). Магниты окружены трековыми детекторами (Micromegas, GEM, SciFi, DC, MWPC и STRAW). В спектрометрах СБУ и СМУ также расположены адронные калориметры (HCAL1 и HCAL2) и станции мюонных детекторов (MW1 и MW2). Детекторы MW1,2 служат для реконструкции треков за адронными поглотителями (бетонные и/или железные блоки) и таким образом производят идентификацию мюонов. Для идентификации рождённых адронов в спектрометр больших углов включён детектор черенковского излучения RICH. Кроме того, в спектрометре малых углов расположены электромагнитный калориметр (ECAL2) и триггерные годоскопы (Inner, Ladder, Middle, Outer).

С учетом геометрического аксептанса установки COMPASS кинематическая область измерения при энергии взаимодействующих частиц 160 ГэВ соответствует значениям Q^2 до 100 ГэВ/с² и x_{Bj} меньше чем 10^{-5} (рис. 2.2).

2.1 Мюонный пучок

С помощью мюонного канала M2 [62] ускорителя SPS (CERN) возможно получать пучки мюонов высокой интенсивности с энергией до 190 ГэВ/с. На рис. 2.3 показана схема формирования пучка мюонов. Протоны из SPS имеют

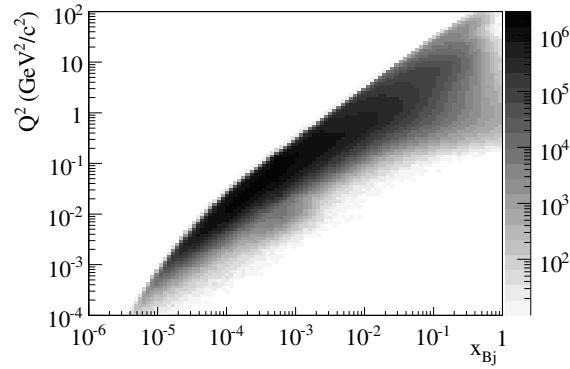


Рис. 2.2. $x_{Bj} - Q^2$ область покрытия спектрометром COMPASS при энергии мюонного пучка 160 ГэВ.

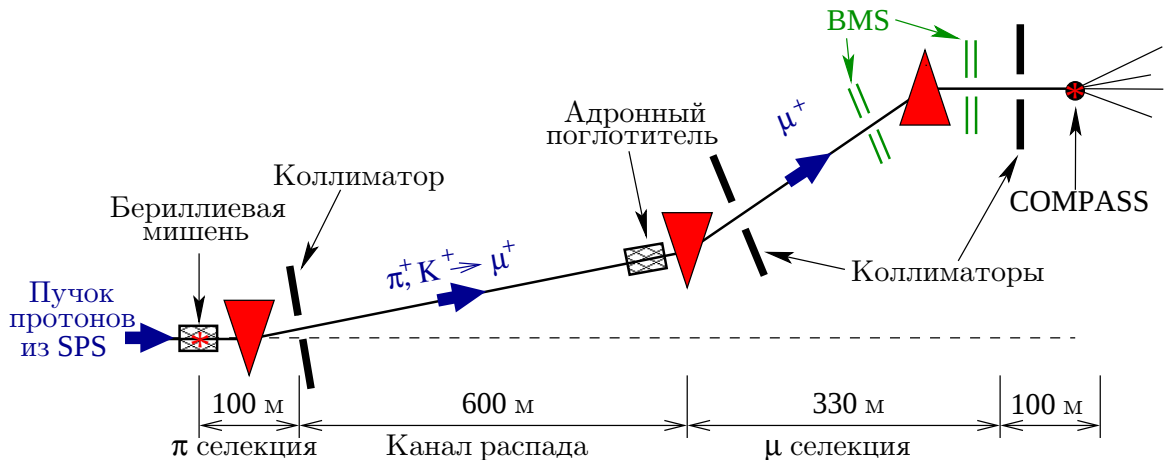


Рис. 2.3. Схематический вид мюонного канала M2 (SPS/CERN).

импульс 400 ГэВ/с. Поток протонов составляет $1.2 \cdot 10^{13}$ частиц за сброс длительностью 4.8 сек во время цикла SPS длительностью 16.8 сек в 2004 году. Протоны взаимодействуют с бериллиевой мишенью длиной по пучку 50 см. Далее расположены три дипольных и шесть квадрупольных магнитов, которые формируют пучок пионов. Разброс импульса частиц во вторичном пучке составляет $\pm 10\%$ от среднего значения равного 225 ГэВ/с. Угловая расходимость пучка менее 3π микростерадиан. Относительная доля каонов в пучке пионов составляет приблизительно 3.6%. В канале длиной 600 м примерно 5% частиц распадаются на мюон и нейтрино. Нераспавшиеся пионы и каоны останавливаются в адронном поглотителе, состоящем из 9 механизированных бериллиевых модулей толщиной 1.1 м каждый.

За адронным поглотителем направление пучка меняется дипольными магнитами дважды. Наконец, пучок мюонов выводят на поверхность в горизонтальную плоскость. На расстоянии примерно 20 м до и после последне-

Таблица 2.1

Параметры работы мюонного пучка энергией 160 ГэВ/с.

Параметры пучка	Значение
Импульс пучка $p_\mu:p_\pi:p_p$	160:172:400 (ГэВ/с)
Поток протонов на Т6 за сброс SPS	$1.2 \cdot 10^{13}$
Поток π - и k -мезонов	$3.5 \cdot 10^{10}$
Сфокусированный поток мюонов за сброс SPS	$2 \cdot 10^8$
Степень поляризации мюонов пучка	$(-80 \pm 4)\%$

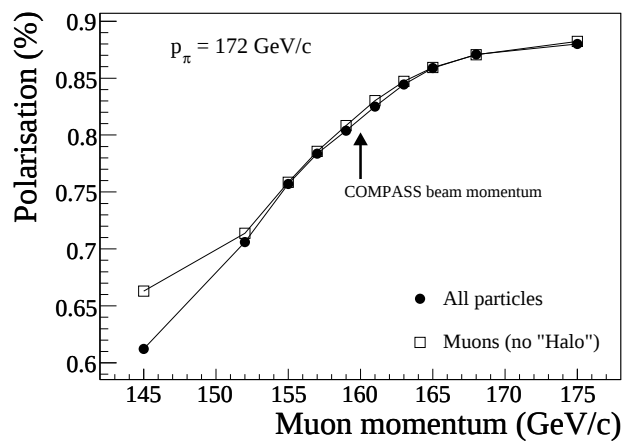


Рис. 2.4. Зависимость абсолютного значения поляризации пучкового мюона от среднего импульса мюона [61].

го дипольного магнита установлены плоскости сцинтилляционных счётчиков станции BMS. BMS измеряет импульс мюонов с точностью $\Delta p/p = 0.003$.

Максимально разрешённая интенсивность пучка (по технике безопасности) составляет $2 \cdot 10^8$ мюонов за сброс SPS. При этой интенсивности оптимальная энергия мюонов (максимально высокая поляризация) равна 160 ГэВ. Параметры пучка приведены в табл. 2.1.

Вследствие нарушения чётности в распадах пионов, мюонный пучок получает естественную поляризацию. Средняя степень поляризации пучка зависит от отношения между импульсами пиона и мюона. Эта зависимость приведена на рис. 2.4, принимая импульс пиона за константу равную 172 ГэВ/с. Конечное значение степени поляризации, учитывая незначительные вклады от небольшой примеси каонов в пучке пионов, в 2004 году составило -0.80 ± 0.04 .

2.2 Поляризованная мишень

Одной из основных задач мюонной программы эксперимента COMPASS является измерение асимметрий дифференциальных сечений инклюзивного и полуинклюзивных ГНР (см. разд. 1.2). Для выполнения этой задачи необходимо использовать поляризованную мишень. Чтобы оптимизировать статистическую значимость результатов поляризация мишени P_T и коэффициент дилуции⁴ f должны быть максимально большими. Учитывая малую вероятность взаимодействия мюонов, мишень должна изготавливаться из твёрдого вещества и быть намного длиннее мишеней, обычно используемых в пучках электронов.

При низкой температуре спины электронов достаточно легко ориентируются под воздействием магнитного поля. Следовательно, обеспечивается их высокая степень поляризации. Спины же ядер при этом приобретают лишь незначительную степень поляризации. Для поляризации твердотельной мишени использовался метод динамической поляризации ядер (ДПЯ). В этом методе передача поляризации от электронов к ядрам происходит под воздействием микроволнового излучения [63]. Для создания парамагнитных центров, требуемых для ДПЯ, материал мишени предварительно облучали пучком электронов.

В качестве рабочего материала мишени использовался ${}^6\text{LiD}$. Он позволяет получать высокую степень поляризации дейтронов ($\approx 50\%$) [64, 65]. Действительно, ${}^6\text{Li}$ можно в хорошем приближении рассмотреть как не имеющее спин ядро ${}^4\text{He}$ и дейтрон. Принимая во внимание тот факт, что в области мишени также содержится гелий, на ядра дейтрона приходится примерно 40% реакций.

До 2005 года спиновые асимметрии измеряли, используя мишень, составленную из двух ячеек диаметром 3 см и длиной 60 см каждая. Ячейки расположены последовательно вдоль пучка с интервалом, равным 10 см. Материал ячеек поляризован в противоположных направлениях. После 2005 года использовалась мишень, состоящая из трёх ячеек (об изменениях см. раздел 2.6). Направления спинов нуклонов изменяют на противоположные несколько раз в сутки при помощи вращения поля соленоида.

⁴Отношение сечения ГНР на дейтроне к полному сечению ГНР на всех ядрах, составляющих мишень.

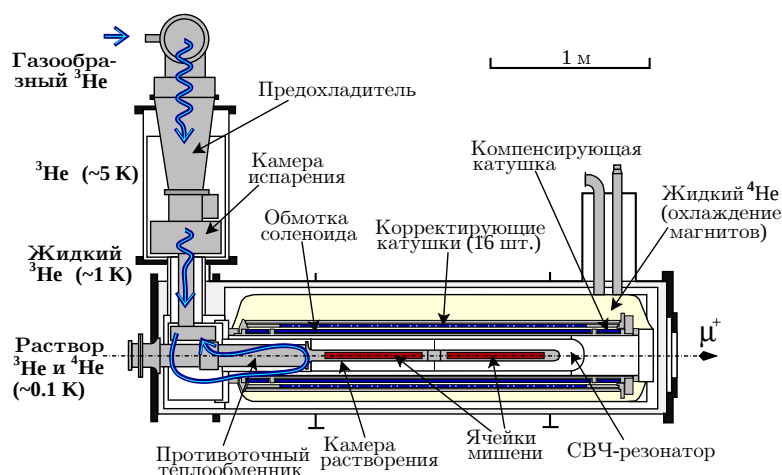


Рис. 2.5. Поляризованная мишень COMPASS (вид сбоку).

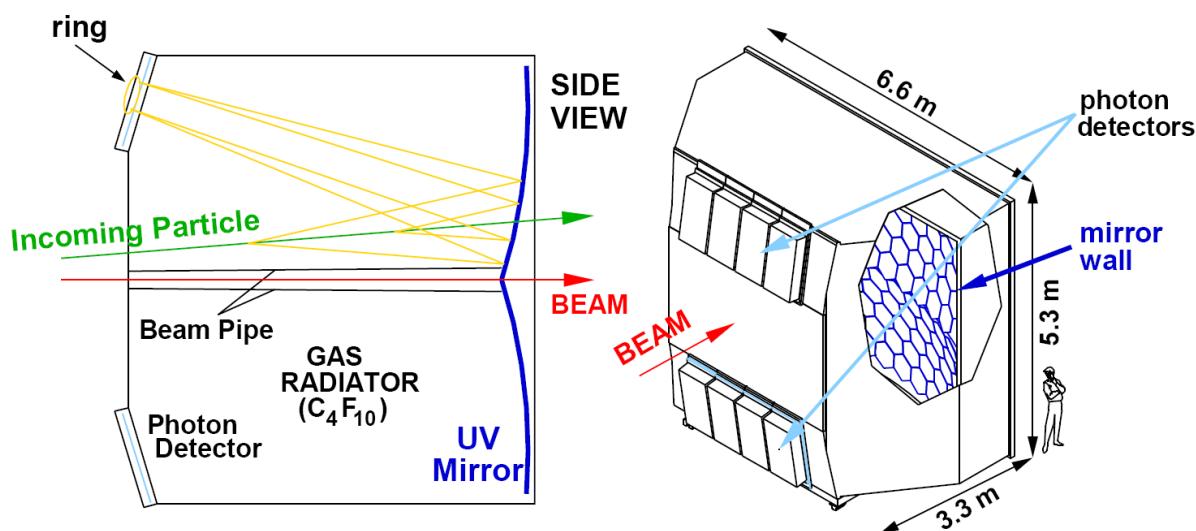


Рис. 2.6. Детектор черенковского излучения RICH.

2.3 Детектор RICH

Идентификация заряженных частиц в эксперименте осуществляется черенковским детектором RICH (Ring Imaging Cherenkov Counter) [66, 67]. Принцип работы RICH основан на регистрации излучения Вавилова-Черенкова, возникающего при движении частицы в среде со скоростью, превышающей скорость распространения света в этой среде.

Детектор RICH размещен за магнитом SM1. Его размеры соответствуют полному угловому аксептансу первого спектрометра (см. рис. 2.1 и рис. 2.6). К задней стенке детектора прикреплена зеркальная поверхность. Она разделена на верхнюю и нижнюю части, расположенные под малым углом наклона к вертикальной плоскости. Это сделано для того, чтобы черенковские фото-

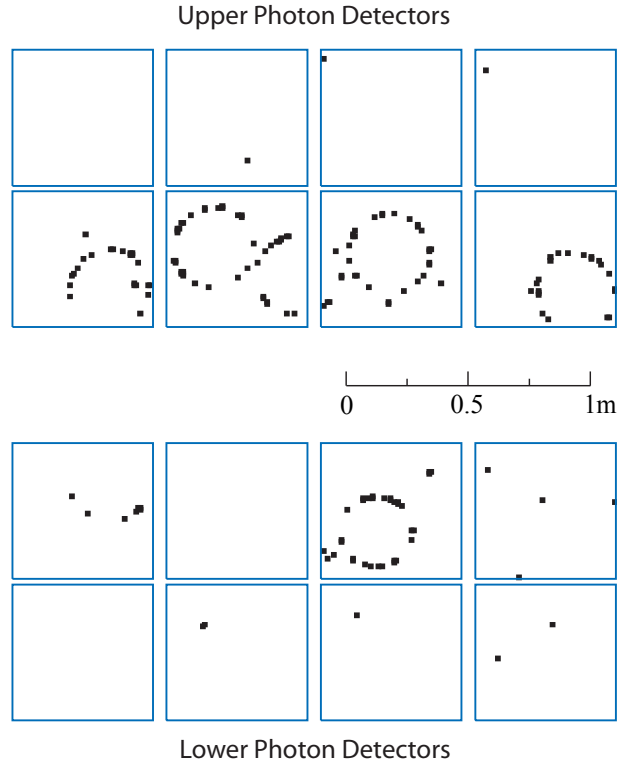


Рис. 2.7. Пример отклика фотонных детекторов для одного из событий.

ны отражаясь фокусировались на фоточувствительные элементы в передней части детектора. Фоточувствительные элементы установлены за пределами геометрического аксептанса спектрометра, в области с низким потоком частиц. Зеркальная поверхность сегментирована и состоит из 116 сферических зеркал. Радиус кривизны зеркал составляет примерно 6.6 м.

Черенковские фотоны образуют дуги окружностей на фоточувствительных элементах. Рис. 2.7 показывает пример отклика фотонных детекторов для одного из событий. По радиусам окружностей определяют черенковские углы. Черенковский угол (относительно направления движения высокоэнергетичной частицы), под которым испускаются фотоны, зависит от импульса, p , и массы частицы, m :

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta} = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \frac{m^2 c^2}{p^2}}, \quad (2.1)$$

где n - показатель преломления среды, $\beta = v/c$.

Магнитный спектрометр COMPASS позволяет определять импульс частицы. Таким образом, зная значение θ_C , получаем возможность для идентификации частицы по её массе. Импульсный диапазон применения данного метода ограничен. Черенковские фотоны испускаются в том случае, если импульс

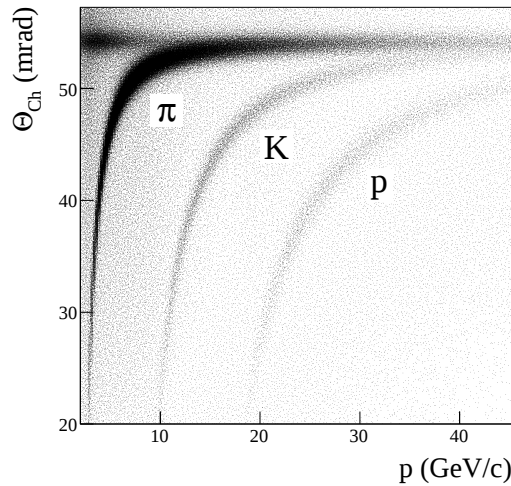


Рис. 2.8. Идентификация частиц в RICH.

пересекающей среду заряженной частицы превышает определённый порог. Из ур. 2.1 ясно, что испускание фотонов может происходить только при

$$\frac{1}{n\beta} \leq 1. \quad (2.2)$$

Следовательно, черенковский порог зависит от коэффициента преломления n используемой газовой смеси и от массы частицы. Для газа C_4F_{10} , используемого в RICH, коэффициент преломления $n_{C_4F_{10}} = 1.00153$ при давлении 1 бар и температуре $20^\circ C$. Пороги испускания черенковских фотонов составляют $2.5 \text{ ГэВ}/c$, $8.9 \text{ ГэВ}/c$ и $16.9 \text{ ГэВ}/c$ для пионов, каонов и протонов, соответственно (рис. 2.8).

Также существует и верхний предел по импульсу при идентификации частиц. Из ур. 2.1 можно видеть, что при больших импульсах частиц угол θ_C стремится к фиксированной величине, которая не зависит от массы частицы. Т.е. верхний предел связан с угловой разрешающей способностью фотонных детекторов. В анализе, представленном в этой работе, верхний предел по импульсу при идентификации частиц составляет $50 \text{ ГэВ}/c$.

2.4 Трековые детекторы

Количество частиц на единицу площади поперечного сечения отличается более чем на пять порядков для различных областей, включенных в полный геометрический аксептанс спектрометра COMPASS. Детекторы, расположенные на оси пучка и/или близко к мишени, должны обладать быстродействием и отличным пространственным разрешением (менее 100 мкм). Количество

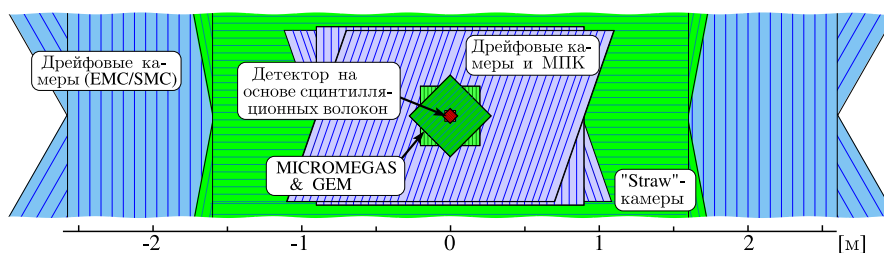


Рис. 2.9. Схематическое представление используемых в эксперименте COMPASS координатных детекторов. Вид по направлению пучка. Шкала внизу показывает примерный размер детекторов.

материала на пути пучка должно оставаться минимальным, чтобы сократить многократное рассеивание и вторичные взаимодействия. В частности, это критично для области перед магнитом SM1, где поток частиц возрастает из-за большого количества мягких вторичных частиц. Чем дальше от оси пучка, тем требования к разрешению детектора ниже. На разных расстояниях от пучка используются различные типы детекторов [61]. Большие по размерам и «медленные» детекторы имеют мертвые зоны в области пучка. В таких зонах расположены более быстрые и точные детекторы. Это способствует достаточно высокой эффективности реконструкции треков.

В зависимости от размеров и положения в спектрометре трековые детекторы можно условно разделить на три группы следующим образом (см. также табл. 2.2, рис. 2.1 и 2.9):

- В первую группу входят детекторы малые по размеру. Они должны обладать отличными пространственным или временным разрешениями. На пучке и в непосредственной близости от него расположены восемь станций детекторов, собранных на основе сцинтилляционных волокон. Перед мишенью находятся три станции кремниевых микростриповых детекторов. Поперечные размеры детекторов первой группы варьируются от 4 до 12 см в зависимости от расстояния до мишени.
- Вторая группа объединяет детекторы средних размеров. Чувствительная область этих детекторов расположена на расстоянии от оси пучка больше чем 2.5 см. Эти детекторы характеризуются высоким пространственным разрешением. В спектрометр COMPASS включены три станции Micromegas⁵ и 11 станций GEM⁶. Каждая станция Micromegas состоит из четырех плоскостей с активной областью 40×40 см². Все три

⁵сокр. от Micromesh Gaseous Structure

⁶сокр. от Gas Electron Multiplier

станции расположены между мишенью и магнитом SM1. Каждая станция GEM включает в себя два детектора с активной областью $31 \times 31 \text{ см}^2$ и измеряет две координаты. 11 станций GEM расположены за магнитом SM1. Оба типа детекторов, Micromegas и GEM, имеют центральные мертвые зоны диаметром 5 см.

- Третья группа детекторов предназначена для регистрации частиц, вылетевших под большими углами к направлению движения частиц пучка. Эти детекторы характеризуются хорошим пространственным разрешением и большими поперечными размерами, определяющими аксептанс экспериментальной установки. В спектрометре больших углов частицы, вылетающие под большими углами, детектируются тремя дрейфовыми камерами (DC). Одна из них расположена до SM1 и две сразу же после него. Все DC имеют активную поверхность $1.8 \times 1.3 \text{ м}^2$ с центральной мертвой зоной диаметром 30 см. За ними следуют три станции дрейфовых трубок Straw, две до и одна после детектора RICH. Каждая станция Straw состоит из двух плоскостей размером $323 \times 280 \text{ см}^2$ и одной плоскости размером $325 \times 243 \text{ см}^2$. Все Straw в центральной области имеют отверстие размером $20 \times 20 \text{ см}^2$. От RICH и до конца установки частицы детектируются 14 станциями многопроволочных пропорциональных камер (MWPC) с активной поверхностью $1.8 \times (0.9 - 1.2) \text{ м}^2$. Диаметр нечувствительных центральных зон в этих детекторах изменяется в зависимости от расположения MWPC вдоль пучка и составляет от 16 до 22 см. За SM2 расположены две дополнительные станции Straw и шесть больших по площади DC с активными поверхностями $5.0 \times 2.5 \text{ м}^2$ и диаметрами центральных мертвых зон 50 или 100 см.

Таблица 2.2

Детекторы, используемые в COMPASS. Здесь XY означает, что обе проекции измеряются каждым детектором, в то время как X/Y означает, что только одна из двух координат X или Y может быть измерена одним детектором.

Станция	кол-во дет.	Плоскости дет.	# каналов в дет.	Активная область $X \times Y$ (см ²)	Разрешение
Детекторы пучка					
BM01-04	4	Y	64	$6 - 12 \times 9 - 23$	$\sigma_s = 1.3 - 2.5$ мм, $\sigma_t = 0.3$ нс
BM05	2	Y	64	12×16	$\sigma_s = 0.7$ мм, $\sigma_t = 0.5$ нс
BM06	2	Y	128	12×16	$\sigma_s = 0.4$ мм, $\sigma_t = 0.5$ нс
SciFi 1,2	2	XY	192	3.9×3.9	$\sigma_s = 130$ мкм, $\sigma_t = 0.4$ нс
Silicon	2	$XYUV$	2304	5×7	$\sigma_s = 8 - 11$ мкм, $\sigma_t = 2.5$ нс
Спектрометр больших углов					
SciFi 3,4	2	XYU	384	5.3×5.3	$\sigma_s = 130$ мкм, $\sigma_t = 0.4$ нс
Micromegas	12	$X/Y/U/V$	1024	40×40	$\sigma_s = 90$ мкм, $\sigma_t = 9$ нс
DC	3	$XYUV$	1408	180×127	$\sigma_s = 190$ мкм
Straw	9	$X/Y/U/V$	892	323×280	$\sigma_s = 190$ мкм
GEM 1-4	8	XY/UV	1536	31×31	$\sigma_s = 70$ мкм, $\sigma_t = 12$ нс
SciFi 5	1	XY	320	8.4×8.4	$\sigma_s = 170$ мкм, $\sigma_t = 0.4$ нс
RICH-1	8	1 (pads)	10368	60×120	$\sigma_{ph} = 1.2$ мрад
MWPC A*	1	$XUVY$	2768	178×120	$\sigma_{ring} = 0.55$ мрад (для $\beta = 1$)
HCAL1	1	1	480	420×300	$\sigma_s = 1.6$ мм
MW1	8	X/Y	1184/928	473×405	$\Delta E/E = 0.59/\sqrt{E/\text{ГэВ}} \oplus 0.08$ $\sigma_s = 3$ мм
Спектрометр малых углов					
GEM 5-11	14	XY/UV	1536	31×31	$\sigma_s = 70$ мкм, $\sigma_t = 12$ нс
MWPC A	7	XUV	2256	178×120	$\sigma_s = 1.6$ мм
SciFi 6	1	XYU	462	10×10	$\sigma_s = 210$ мкм, $\sigma_t = 0.4$ нс
SciFi 7	1	XY	286	10×10	$\sigma_s = 210$ мкм, $\sigma_t = 0.4$ нс
SciFi 8	1	XY	352	12.3×12.3	$\sigma_s = 210$ мкм, $\sigma_t = 0.4$ нс
Straw	6	$X/Y/U/V$	892	323×280	$\sigma_s = 190$ мкм
Large area DC	6	$XY/XU/XV$	500	500×250	$\sigma_s = 0.5$ мм
ECAL2	1	1	2972	245×184	$\Delta E/E = 0.06/\sqrt{E/\text{ГэВ}} \oplus 0.02$
HCAL2	1	1	216	440×200	$\Delta E/E = 0.66/\sqrt{E/\text{ГэВ}} \oplus 0.05$
MWPC B	6	XU/XV	1504	178×90	$\sigma_s = 1.6$ мм
MW2	2	XYV	840	447×202	$\sigma_s = 0.6 - 0.9$ мм

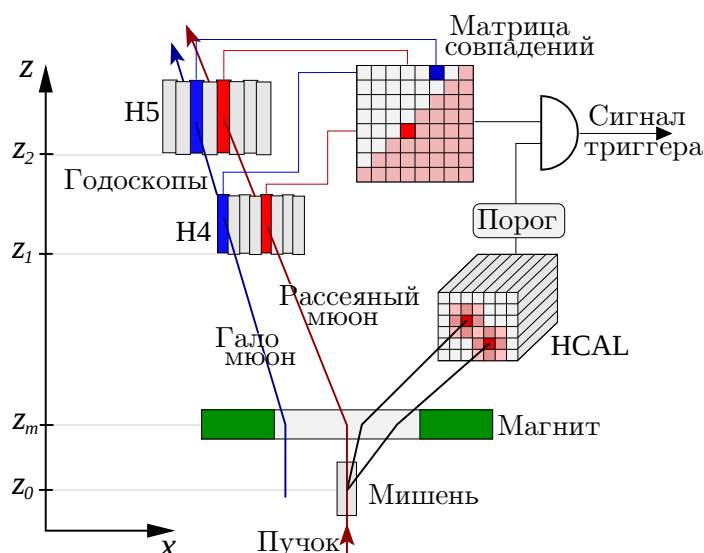


Рис. 2.10. Принцип работы триггера [68].

2.5 Триггер

Учитывая малую вероятность взаимодействия мюонов в мишени, а также ограничения, связанные с возможностью записи данных на ленту⁸, эффективная и стабильная работы триггера является задачей первостепенной важности. Нарушения в работе триггерной системы могут привести к невосполнимой потере данных. Триггерная система определяет время взаимодействия и подает сигналы для отпириания аналогово-цифровых преобразователей и на запуск системы считывания. Триггерная система [68] основана на сигналах от быстрых годоскопов, выделениях энергии в калориметрах и информации от системы вето-счётчиков.

Для большинства событий ГНР рассеянный мюон идентифицируется по срабатыванию пары годоскопов, включенных в триггер «на совпадение». Определяя направление мюона за SM2, годоскопы выделяют трек, исходящий из мишени. Принцип работы триггера показан на рис. 2.10. Для подавления фона, вызванного мюонным гало, перед мишенью была установлена система вето-годоскопов, которые работают «на анти-совпадение» с основным триггером. Этот «инклюзивный» режим работы триггера обычно использовался и в предыдущих мюонных экспериментах в CERN.

В эксперименте COMPASS также применяются «полуинклюзивные» триггеры. Принцип их работы основан на отборе событий по потерям энергии мюона в мишени и требовании присутствия сигнала в адронных калоримет-

⁸Поток данных в 2003 году составлял примерно 30 МБ/сек.

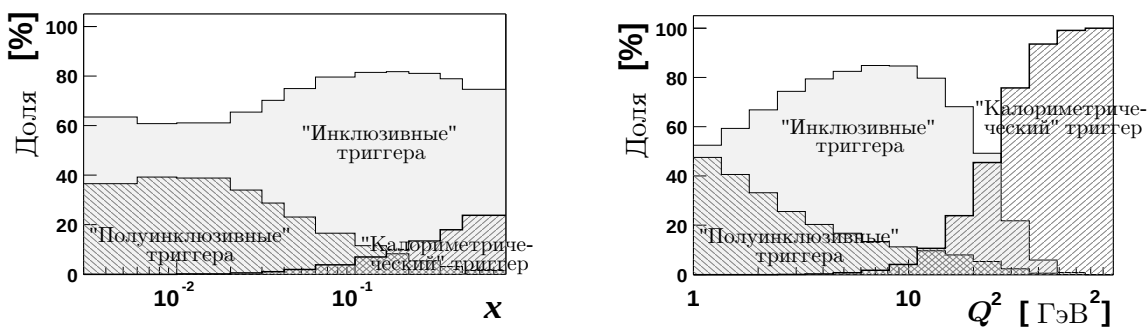


Рис. 2.11. Доля «инклюзивных», «полуинклюзивных» и «калориметрических» триггеров в зависимости от кинематических переменных x (слева) и Q^2 (справа) в конечной выборке данных. События заносятся в гистограммы с тем же весом, с которым они входят в формулу асимметрии (см. гл. 3).

рах. Если энергия ни в одном из кластеров калориметра не превышает, по крайней мере, в три раза типичное энерговыделение мюона (~ 1.8 ГэВ), событие рассматривается триггером как инициированный мюонами гало и отбрасывается. Начиная с 2003 года в эксперименте применяется «калориметрический» триггер, который не накладывает условий на траекторию рассеянного мюона, а срабатывает на энерговыделение в калориметре, превышающее в 9 раз среднюю потерю энергии мюона. Использование этого триггера позволяет существенно повысить верхний предел на кинематическую переменную Q^2 (квадрат переданного нуклону 4-импульса), что заметно увеличивает статистику событий ГНР (рис. 2.11).

2.5.1 Система триггерных годоскопов Система триггерных годоскопов делится на четыре группы (см. рис. 2.12 и табл. 2.3). Годоскопы групп Inner и Ladder предназначены для работы в области малых углов рассеяния. Они имеют вертикальную ориентацию счётчиков, угловая апертура которых составляет ± 5 мрад. Годоскопы группы Inner расположены ближе к пучку. Они имеют малый размер. Это позволяет производить детектирование μ' в интервале относительных передач энергии $0.2 \lesssim y \lesssim 0.5$. Для повышения чувствительности годоскопы группы Inner разнесены на расстояние 20 м. Для уменьшения неопределенностей, связанных с многократным рассеянием, ближний к мишени годоскоп не имеет адронной защиты. В отличие от Inner, оба годоскопа группы Ladder находятся за бетонной стеной. Годоскопы группы Ladder расположены дальше от оси пучка и подвержены меньшему потоку мюонов. Этот факт позволяет использовать счетчики большей ширины. Годоскопы Ladder работают в том же интервале по Q^2 , что и Inner, но

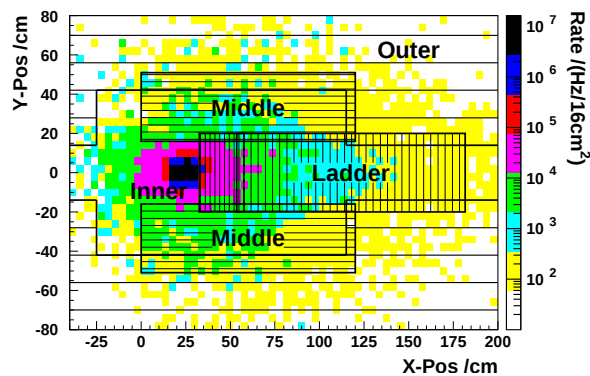


Рис. 2.12. Расположение триггерных годоскопов. Гистограмма показывает интенсивность мюонного потока (и таким образом загруженность годоскопов) при $z = 40$ м.

покрывают область высоких передач энергии $0.5 < y < 0.85$.

Годоскопы группы Middle предназначены для детектирования мюонов как в области ГНР, так и в области обмена квази-реальным фотоном. Годоскопы этой группы составляют как вертикально ориентированные счётчики, так и счётчики, расположенные горизонтально. Годоскопы смещены на расстояние ± 20 см вверх и вниз относительно оси пучка (рис. 2.12). В следствии этого ограничение на угол рассеяния мюона в вертикальной плоскости составляет $4 < \theta_y < 12$ мрад. Система Middle используется в эксперименте в двух вариантах: в совпадении с калориметром и независимо. Для случая, когда отклик калориметра игнорируется, большую роль играют вертикальные счетчики. Последние используются не столько для кинематической селекции по y , сколько для подавления фона от мягких треков гало. Без вертикальных счётчиков частота фоновых событий возрастает примерно в 2 раза.

Группа годоскопов Outer обладает самой широкой апертурой. Максимальный угол вылета мюона ограничен размером магнитного зазора SM2 и равен 25 мрад. Годоскопы группы Outer регистрируют события с квадратом переданного четырех-импульса до $30 \text{ (ГэВ/}c\text{)}^2$. Счётчики годоскопов ориентированы в горизонтальной плоскости. Outer соответствует периферийной части углового аксептанса. Следовательно, возможно использовать счетчики с шириной порядка 10 см. Для того, чтобы сохранить высокое угловое разрешение потребовалось разнести годоскопы на расстояние порядка 20 м. Первый годоскоп установлен непосредственно за SM2 и не имеет адронной защиты.

Таблица 2.3

Триггерные детекторы, используемые в COMPASS. Здесь XY в третьем столбце означает, что обе проекции измеряются каждым детектором, в то время как X/Y означает, что только одна из двух координат X или Y может быть измерена одним детектором.

Имя детектора	Кол-во дет.	Измеряемые коор-ты	# каналов дет.	Активная область $X \times Y$ (см ²)
Триггерные детекторы				
Inner	1	X	64	17.3×32
	1	X	64	35.3×51
Ladder	1	X	32	128.2×40
	1	X	32	168.2×47.5
Middle	1	XY	40/32	120×102
	1	XY	40/32	150×120
Outer	1	Y	16	200×100
	1	Y	32	480×225
Вето детекторы				
Veto 1	1		34	250×320
Veto 2	1		4	30×30
Veto BL	1		4	50×50

2.6 Изменения в спектрометре после 2005 года

Длительная остановка SPS в 2005 году позволила провести несколько существенных усовершенствований спектрометра [61]. Отметим наиболее важные из них:

- Установлен новый соленоид мишени с угловым аксептансом 180 мрад. В связи с этим для лучшей реконструкции треков детекторы в спектрометре больших углов были перегруппированы и добавлены новые трековые станции.
- Установлена новая поляризованная мишень, состоящая из трёх последовательно расположенных ячеек длиной 30, 60 и 30 см. Ячейки мишени расположены с интервалом 5 см. Спины ядер дейтрона в соседних ячейках поляризуются в противоположных направлениях.
- Значительно улучшена идентификация в детекторе RICH. Была заменена система детектирования фотонов в четырёх внутренних секторах фотонных детекторов RICH. Новая система позволяет более эффективно удалять фон, так как обладает высоким временным разрешением. Кроме того, в фотонные детекторы установлены новые оптические телескопы, корректирующие искажённый сигнал в этой области. Во внешних γ -детекторах заменена электроника считывания с фотокатодов. Это позволило существенно уменьшить время считывания. В результате проделанных изменений была улучшена временная привязка зарегистрированных фотонов с частицами события и улучшено подавление некоррелированного фона.

2.7 Восстановление событий

Для восстановления событий используется объектно-ориентированный программный пакет CORAL [69] с модульной архитектурой. Каждый этап реконструкции представлен отдельным модулем. Этапы, необходимые для восстановления физических событий, показаны на рис. 2.13.

На вход программы реконструкции подаются экспериментальные данные или результаты моделирования Монте-Карло. Файлы с данными содержат «сырую» информацию с детекторов, оцифрованную при помощи цифровых преобразователей. Две первые фазы процесса необходимы для подготовки к

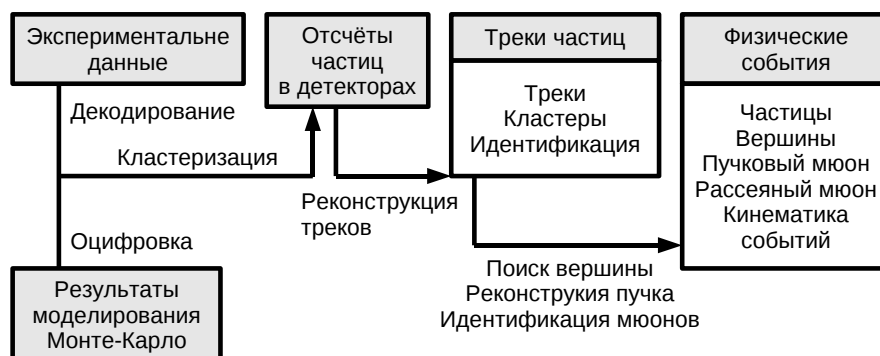


Рис. 2.13. Этапы, необходимые для восстановления события.

процедуре нахождения треков. В первой фазе, называемой декодирование, из «сырых» данных извлекается информация о сработавших каналах⁹ детекторов. Во второй фазе, названной кластеризацией, активизированные одной и той же частицей каналы детекторов группируются вместе. После кластеризации происходит восстановление траекторий заряженных частиц.

В задачу программы реконструкции [70] входит поиск и определение параметров заряженных треков, попавших в апертуру координатных детекторов. Реконструкции подлежат все треки, которые согласно привязке по времени относятся к восстанавливаемому событию. Изначально не закладывается никаких предположений о природе появления трека¹⁰. Сужение класса треков, представляющих интерес с точки зрения физики, происходит на более поздних стадиях анализа.

При реконструкции можно выделить три основные стадии: нахождение прямолинейных частей трека из набора кластеров (сработавшие чувствительные элементы детектора), сшивка сегментов из разных зон в один трек и расчёт параметров трека с учётом многократного рассеяния.

Далее следует восстановление вершины первичного взаимодействия. Задачами алгоритма являются нахождение треков, исходящих из одной точки, определение пространственного положения этой точки и расчёт в ней параметров треков. Дальнейший физический анализ события основывается именно на этих результатах.

На рис. 2.14 представлено распределение положения реконструированной первичной вершины вдоль оси z , рассчитанное для событий ГНР. Расположе-

⁹Проволоках, падах или ячейках, в зависимости от типа детектора.

¹⁰Треки из вершины первичного взаимодействия, треки продуктов распада, треки мюонного гало и т.д.

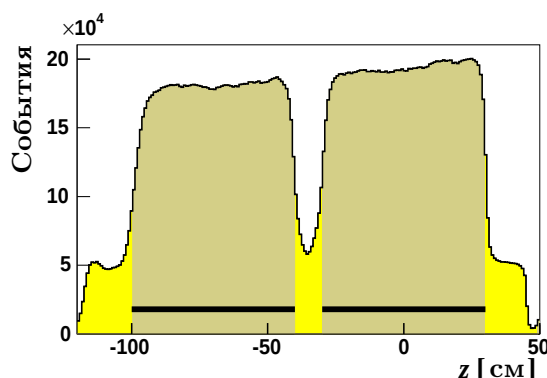


Рис. 2.14. Распределение положения реконструированных первичных вершин вдоль оси z , рассчитанное для событий ГНР. Положение ячеек отмечено сплошными линиями.

ние двух ячеек мишени отмечено двумя линиями снизу. Тот факт, что распределение не опускается до нуля в промежутке между ячейками, объясняется присутствием охлаждающей смеси $^3\text{He}/^4\text{He}$, в которую помещен рабочий материал мишени.

На последнем этапе реконструкции событий происходит идентификация заряженных частиц в детекторе RICH.

2.8 Контроль за стабильностью реконструированных данных

Необходимость контроля за стабильностью реконструированных данных играет первостепенную роль в расчёте спиновых асимметрий. При расчёте асимметрий используется метод (см. гл. 3), в котором отношение аксептансов двух ячеек мишени входит в формулу дважды (до и после изменения направления спина нуклонов мишени). Следовательно, эти отношения сокращаются только в том случае, когда спектрометр работал стабильно на протяжении измерений при двух ориентациях поля соленоида. В случае нестабильной работы спектрометра, связанной с проблемами во время сеансов, могут возникнуть ложные асимметрии. Во время одного периода набора данных (недели) необходимо поддерживать одинаковые характеристики всех детекторов спектрометра. По этой причине прямое вмешательство в работу детекторов сведено к минимуму. Ниже будут рассмотрены несколько общих проблем, ведущих к набору нестабильных данных.

2.8.1 Проблемы в детекторах Нестабильная работа детекторов может привести к появлению нестабильных данных. Причиной может оказаться все что угодно, начиная с короткого скачка высокого напряжения в тре-

ковых детекторах и до периодических ложных срабатываний неисправных устройств. Чтобы разрешить подобные ситуации необходимо отыскать источник проблемы. Последнее является довольно сложной задачей. Более того, необходима тщательная проверка всех детекторов во время сеансов набора данных.

Короткие скачки напряжения влияют на характеристики всех детекторов спектрометра и не оказывают существенного влияния на качество данных. Длительное срабатывание отдельного неисправного детектора может стать причиной серьёзных проблем, влияющих на качество данных. На верхнем распределении рис. 2.15 приведена псевдо-эффективность¹¹ одной из плоскостей детектора SciFi, усреднённая по сбросам для одного периода. Плоскость регулярно выключалась во время полных или частичных сбросов. На нижнем распределении показаны реконструированные вершины тех же самых сбросов. Видно, что при неисправном срабатывании детектора реконструкция вершин менее эффективна.

Также необходимо учитывать изменения характеристик детекторов, связанных с устранением какой-либо проблемы. Влияние оказывают регулировка установок высокого напряжения, включение или выключение каналов детектора, а также добавление нового порога для удаления шума.

Приложены большие усилия для устранения любых воздействий на детекторы. Последние могли бы вносить погрешность в измеряемые асимметрии. Если необходимо что-либо изменить в установке, то это делается тогда, когда данные до и после вмешательства не входят в одну группу для расчета асимметрии. К сожалению, это правило не всегда может выполняться. Временами необходимо немедленное решение проблемы.

2.8.2 Внешние воздействия Нельзя полностью исключить влияние на качество данных внешних, расположенных за пределами экспериментальной установки, источников. Необходимо свести их воздействие к минимуму.

Самым распространенным примером внешнего воздействия являются колебания температуры. В летнее время перепад температуры (день-ночь) в экспериментальном зале составляет примерно 10°C, и, как следствие, изменяются характеристики детекторов. На рис. 2.16 индикатором служит среднее количество реконструированных вершин в событии для полного периода.

¹¹ Псевдо-эффективность является примерным аналогом реальной эффективности детектора. При определении псевдо-эффективности детектор участвует в реконструкции.

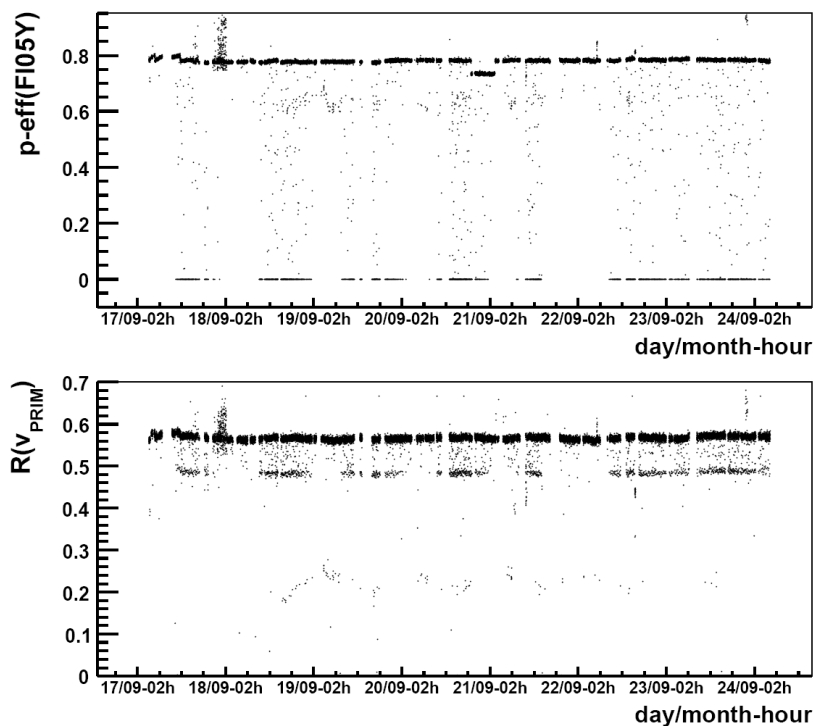


Рис. 2.15. Проблемы в детекторах. Псевдо-эффективность одной из плоскостей сцинтилляционных волокон, усреднённая по сбросам для одного периода (верхнее распределение). Среднее количество реконструированных вершин в событии (снизу).

Для подавления ложных асимметрий, связанных с эффектом день-ночь, изменение направления спинов нуклонов мишени происходит таким образом, что ориентация поля различна в каждый полдень. При нечётном количестве вращений в сутки исключается возможность появления ложной асимметрии, связанной с изменениями характеристик детекторов, зависящих от температуры.

Другим частовстречающимся внешним источником проблем является нестабильность пучка. При расчёте асимметрий влияние подобного рода несущественно. Изменения происходят до мишени, и совершенно не зависят от направления поляризации нуклонов в ячейках мишени.

2.8.3 Проблемы, связанные с программным обеспечением Для устранения неопределённостей, связанных с программами восстановления, все данные из одного периода обрабатываются одним и тем же программным обеспечением.

Магнитное поле соленоида оказывает влияние на траектории заряженных частиц, поэтому некоторые опции реконструкции зависят от его направления. Большие усилия были направлены на точное выстраивание детекторов

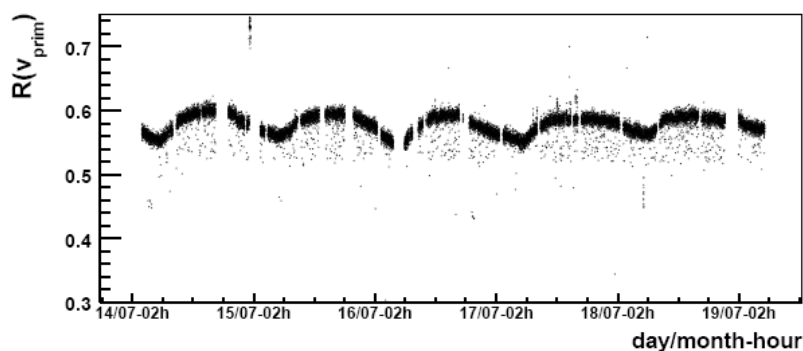


Рис. 2.16. Эффект день-ночь. Среднее количество первичных вершин для реконструированных событий, усреднённое по всем событиям одного сброса. Данные одного периода в июле 2004 года.

в обоих положениях поля и, таким образом, устранения ложных асимметрий, идущих от настроек программного обеспечения.

Для каждой нестабильности, наблюдаемой в данных, желательно определить причину. Конечно, это возможно только в случае больших проблем, влияющих на группу сбросов. Например, простой скачок напряжения в трековом детекторе может быть связан со сбросами с худшими характеристиками. Более сложной задачей является определение источника одиночных нестабильностей. Только после того как он будет определён, он может быть устранен в будущем. После устранения нестабильностей, содержащихся в данных, события включаются в последующий физический анализ. В принципе, существует две опции: при малых эффектах, данные будут использоваться, несмотря на проблему; а данные, показывающие большие нестабильности удаляются из набора событий для измерения асимметрии. Для всех данных, использованных в анализе, производится оценка того, как сильно эти нестабильности могут повлиять на измерение. Эта оценка включается в систематическую неопределённость.

2.8.4 Влияние отдельного детектора Если нестабильно работает отдельный детектор, трудно предсказать, как он может повлиять на реконструированные данные. Во-первых, трековая система построена таким образом, что отдельная неисправная плоскость детектора не должна оказывать большого влияния на реконструированные данные. Только, если появляются одновременно несколько проблемных детекторов, характеристики восстановленных треков могут быть ухудшены. Во-вторых, в случае изменений характеристик реконструированных событий, результат расчёта асимметрии мо-

жет измениться только в том случае, если изменение характеристик различно для событий, имеющих первичное взаимодействие в разных ячейках мишени. Для уверенности в том, что процедура устранения проблемных данных проведена корректно, эти два аспекта были изучены более детально при помощи псевдо-эффективностей и макропеременных¹²:

- Псевдо-эффективность определяется с использованием реконструированных треков, проходящих через плоскости детектора. Величина псевдо-эффективности равна отношению числа отсчётов, найденных в детекторе, к их ожидаемому числу. Это не реальная эффективность, потому что детектор используется в реконструкции треков, что сказывается на числе ожидаемых отсчётов. Тем не менее, псевдо-эффективности могут использоваться для изучения стабильности данных, если выявляются их флуктуации. Абсолютные значения существенной информации не несут.
- В общем случае выбор макропеременных не мотивирован физической задачей. Примерами являются число реконструированных треков или число вершин в событии. Значения изменяются от одного события к другому, но ожидается, что среднее значение в каждом сбросе должно быть постоянным. Их распределения являются хорошими индикаторами стабильности реконструированного события. Хороший выбор макропеременных позволяет выделить проблемные области.

Как было отмечено выше, основным источником ложных асимметрий является нестабильная работа детекторов, по разному влияющих на реконструкцию событий, имеющих первичное взаимодействие в различных ячейках мишени. Для исследования этой проблемы подсчитывались отсчёты частиц в каждой плоскости детекторов в зависимости от ячейки мишени, в которой произошло взаимодействие. Для всех детекторов количество отсчётов частиц, рождённых во второй ячейке мишени, примерно на 15% больше чем в первой. Кроме этого, наблюдаемое отношение зависит от угла вылета частицы. Особенно это заметно в спектрометре больших углов, покрывающем полный угловой аксептанс COMPASS. В нем наблюдается большее различие

¹²Макропеременными называются переменные, описывающие характеристики реконструированного события.

между двумя ячейками, чем в спектрометре малых углов. Это связано с тем, что угловой аксептанс первой ячейки меньше чем у второй.

Наиболее важным результатом исследования является то, что количество отсчетов треков частиц в отдельных плоскостях спектрометра не зависит от ячейки мишени, в которой произошло взаимодействие. При стабильной работе спектрометра это означает, что нет детекторов служащих источниками ложных асимметрий в большей степени, чем остальные. Справедливо и то, что нестабильная работа любого детектора может привести к появлению ложной асимметрии.

2.9 Процедура контроля за стабильностью

При измерениях спиновых асимметрий необходимо быть уверенным, что нестабильная работа детекторов не окажет влияния на конечный результат. Для этих целей выполняется проверка исходных данных и удаляются все нестабильные сбросы.

Изначально составляются списки всех DST¹³-файлов. Эти списки основаны на информации, полученной из записей в электронной книге, и содержат номера файлов, в которых пучок и магнит находились при их номинальных значениях. Проблемы в работе детектора ведут к исключению DST-файлов из обработки только в том случае, когда они оказывают заметное влияние на результат реконструкции данных.

Проверка стабильности реконструированных данных выполняется в два этапа. Сначала отбираются «плохие» сбросы и удаляются те из них, в которых были обнаружены проблемы. На втором этапе выполняется группировка данных и проверяется временная эволюция характеристик детекторов. Данные, набранные при различных ориентациях поля мишени, группируются в конфигурации и используются в дальнейшем для расчета асимметрий.

2.9.1 Обнаружение «плохих» сбросов Исключение «плохих» сбросов необходимо для уменьшения возможного влияния нестабильной работы детектора на конечный физический результат. Не смотря на то, что источником «плохих» сбросов могут являться проблемы, связанные с работой того или иного детектора, отбор «плохих» сбросов производится на

¹³Сокращение от Digital Summary Tape

основе макро-переменных. Это отражает тот факт, что многие проблемы отдельных детекторов не видны благодаря избыточности трековой системы. В стандартной процедуре отбора «плохих» сбросов используются следующие макро-переменные: количество реконструированных первичных вершин в событии, треков в первичной вершине, пучковых частиц на реконструированное событие, усредненные по сбросу.

Введём определение «плохого» сброса. Очевидно, что он отличается от большинства других сбросов хотя бы по одной из макро-переменных. Используя этот критерий, легко произвести отбор «плохих» сбросов вручную. Однако большой объем доступных данных создает необходимость автоматизировать эту процедуру.

При автоматизированном распознавании «плохих» сбросов необходимо учитывать тот факт, что и хорошие сбросы не вполне стабильны на протяжении всего периода набора данных. В поведении наблюдаемых переменных можно заметить дрейфы или осцилляции (рис. 2.16). Также возможны случаи, когда хорошие сбросы концентрируются вокруг двух средних значений (рис. 2.15).

Алгоритм распознавания При построении алгоритма используется тот факт, что большая часть сбросов в каждом периоде хорошая и все они имеют схожие свойства. Для определения схожести двух сбросов X и Y с характеристиками¹⁴ $\vec{x}$ и $\vec{y}$, соответственно, используется информация о статистическом разбросе сбросов σ в выбранном интервале по времени,

$$|\vec{y} - \vec{x}| < \sigma . \quad (2.3)$$

Элементами матрицы векторов являются выбранные макропеременные.

Следовательно, все сбросы Y , значения характеристик для которых не отклоняются от значений для сбросов X на величину более чем статистический разброс σ , являются соседями.

Результат алгоритма отбора «плохих» сбросов не зависит от выбора области, используемой для подсчета схожих сбросов. В данном анализе в качестве этой области выбирается значение среднеквадратичного отклонения всех проверяемых характеристик сбросов.

¹⁴В нашем случае использовались макропеременные.

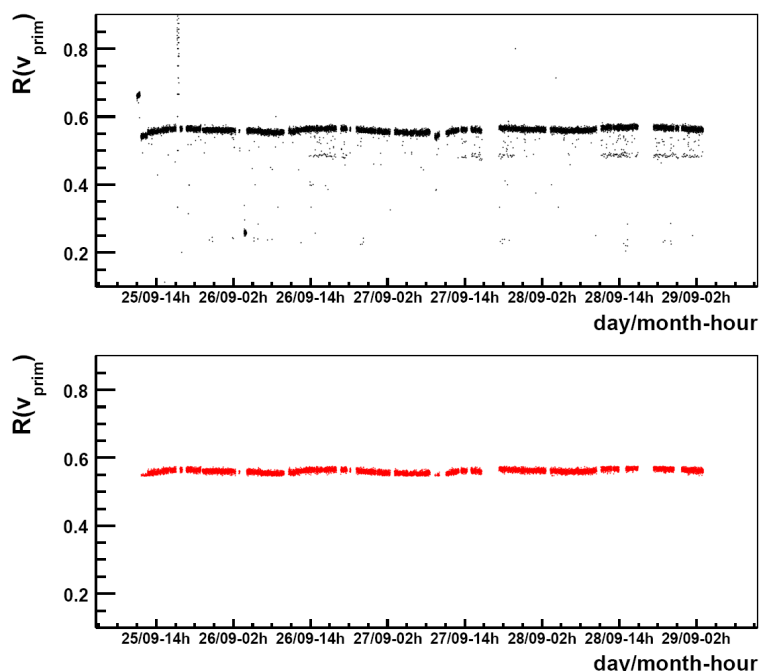


Рис. 2.17. Результат процедуры отбора «плохих» сбросов. Маркеры показываются зависимость средних значений числа первичных вершин в реконструированных событиях от времени. Вверху: распределение всех сбросов во время периода набора данных; внизу: только хорошие сбросы, оставшиеся после процедуры устранения «плохих» сбросов.

Группировка данных После исключения «плохих» сбросов данные, набранные во время одного периода, группируются. Для объединения данных, используется информация из нескольких источников. Записи в электронной книге используются для контроля различных изменений во время набора данных. В общем случае информацию из электронной книги проверяют по реконструированным событиям. Дополнительно проверяется ориентация магнитного поля соленоида.

Сфокусируемся на более крупных структурах, таких как, например, смещение сосредоточенных неоднородностей в псевдо-эффективностях или макро-переменных или наблюдаемые флуктуации в зависимости от времени суток. Выявленные из реконструированных данных нестабильности сравниваются с записями в электронной книге для определения их источника.

Для расчета асимметрий данные из одного периода группируются во временные интервалы, названные конфигурациями, со стабильным поведением детекторов. Естественными границами конфигураций являются изменения поля магнитного соленоида мишени. Учитывая остаточные нестабильности в реконструированных данных, существует два случая, при которых не должны объединяться данные: сосредоточенные неоднородности в макро-

переменных или псевдо-эффективностях, а также длительный перерыв в наборе данных. Оба случая являются строгими пределами конфигураций. В большинстве случаев данные, набранные после нестабильностей, могут быть объединены с данными, набранными после следующего изменения поля. Если перерыв между наборами данных слишком большой (более двух изменений поля) или значения макро-переменных в какой-либо группе изменяются более одного раза, данные в этом случае нельзя объединять с данными при другой спиновой ориентации. Кроме того, такие данные нельзя включать в измерения асимметрий.

Данные, объединенные в конфигурации, удовлетворяют более строгим критериям по сравнению с данными, прошедшими только удаление «плохих» сбросов. Одним из основных условий объединения является тот факт, что сбросам, взятым при одной ориентацией поля, должны соответствовать сбросы, полученные при противоположном направлении поля. Также необходимы одинаковые характеристики детекторов для всех данных. Сбросы в группах конфигураций должны быть похожи между собой как можно сильнее.

Применение строгих критериев при отборе стабильных данных позволяет сократить вклады систематических неопределённостей. Но существуют физические задачи, для выполнения которых количество доступных данных сильно ограничено. В этих случаях, критерии отбора сбросов могут быть менее строгими, чтобы сохранить достаточно большую статистику.

ГЛАВА 3

ПОЛУЧЕНИЕ СПИНОВОЙ АСИММЕТРИИ: МЕТОДЫ И КРИТЕРИИ ОТБОРА

Сечение процесса ГНР при однофотонном обмене можно разделить на две составляющие $\sigma = \bar{\sigma} \pm \Delta\sigma$, где $\bar{\sigma} = \frac{1}{2}(\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow})$ не зависит от взаимных направлений спинов мюона и нуклона, а $\Delta\sigma = \frac{1}{2}(\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow})$ зависит от их взаимных направлений. Тогда асимметрия сечений из ур. 1.16 примет следующий вид:

$$A_{\parallel} = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} = \frac{\Delta\sigma}{\bar{\sigma}} . \quad (3.1)$$

Общее число взаимодействий в веществе мишени задается формулой:

$$N = a\Phi \left[n_D \bar{\sigma}_D \pm n_D P_B P_T \Delta\sigma + \sum_A (\bar{\sigma}_A n_A) \right] , \quad (3.2)$$

где a - аксептанс спектрометра, в котором учтены эффективности программ восстановления треков и вершины взаимодействия; Φ - поток мюонов, пересекающих обе ячейки мишени; n_D - плотность ядер дейтрона в мишени; $\bar{\sigma}_D$ - не зависящая от спина составляющая сечения рассеяния на дейтроне; P_B и P_T - абсолютные значения поляризаций пучка и мишени. Для обозначения полной плотности ядер вещества мишени и полного сечения при отсутствии спиновых эффектов используются

$$n = n_D + \sum_A n_A , \quad (3.3)$$

и

$$\bar{\sigma} = \frac{\bar{\sigma}_D n_D + \sum_A \bar{\sigma}_A n_A}{n} . \quad (3.4)$$

Если в ур. 3.2 вынести за скобки независящие от спина члены, то:

$$N = a\Phi n \bar{\sigma} (1 \pm f P_B P_T A_{\parallel}) , \quad (3.5)$$

где коэффициент дилуции, f , определяется отношением сечения ГНР на дейтроне к полному сечению ГНР на всех ядрах, составляющих мишень:

$$f = \frac{n_D \bar{\sigma}_D}{n \bar{\sigma}} = \frac{n_D \bar{\sigma}_D}{n_D \bar{\sigma}_D + \sum_A (n_A \bar{\sigma}_A)} . \quad (3.6)$$

В этой главе описаны два метода для расчёта спиновых асимметрий, критерии для отбора событий и оценка вкладов систематических неопределённостей. Далее приведены результаты измерений инклюзивной асимметрии

дейтрона A_1^d и его спинозависимой структурной функции g_1^d . Также получены и приведены результаты полуинклюзивных асимметрий заряженных π и K мезонов, $A_{1,d}^{\pi^+}$, $A_{1,d}^{\pi^-}$, $A_{1,d}^{K^+}$ и $A_{1,d}^{K^-}$.

3.1 Методы расчёта асимметрий

Описанные ниже два метода для расчёта асимметрий не требуют равенства аксептансов ячеек мишени, но необходимо равенство их отношений до и после переворота спинов. Более того, метод «пособытийного взвешивания» по сравнению со «стандартным» приводит к уменьшению статистической неопределённости. Стандартный метод использовался для контроля систематической неопределённости результатов.

Для простоты изложения при описании методов далее будем считать, что мишень состоит из двух ячеек, поляризованных в противоположных направлениях (см. разд. 2.2).

3.1.1 Стандартный метод Запишем количество взаимодействий (ур. 3.5), зарегистрированных в первой (N_u) и второй (N_d) ячейках до и (N'_u и N'_d) после смены поляризации:

$$\begin{cases} N_u = a_u \Phi n_u \bar{\sigma}_u (1 + P_B P_u f_u D A) = \alpha_u (1 + \beta_u A) \\ N_d = a_d \Phi n_d \bar{\sigma}_d (1 - P_B P_d f_d D A) = \alpha_d (1 - \beta_d A) \\ N'_u = a'_u \Phi' n_u \bar{\sigma}_u (1 - P_B P'_u f_u D A) = \alpha'_u (1 - \beta'_u A) \\ N'_d = a'_d \Phi' n_d \bar{\sigma}_d (1 + P_B P'_d f_d D A) = \alpha'_d (1 + \beta'_d A) \end{cases} . \quad (3.7)$$

В анализе требовалось, чтобы траектория пучкового трека полностью пересекала все ячейки мишени. Следовательно, потоки равны. В ур. 3.7 для N_u и N'_d предполагается отрицательная поляризация ячейки мишени, а для N'_u и N_d – положительная.

В данном анализе изучалось изменение асимметрии в зависимости от кинематической переменной x . Таким образом, каждое из выражений системы ур.3.7 можно переписать в следующем виде:

$$N(x) \equiv \int N(x, Q^2, \vec{v}, t, \dots) dQ^2 d\vec{v} dt \dots \quad (3.8)$$

где $\vec{v}$ – координаты вершины взаимодействия; t – время.

Результат расчёта асимметрии не зависит от подынтегральных переменных. Для $\vec{v}$ и t это очевидно, а для Q^2 – хорошее приближение. Все подынтегральные переменные обозначим через $d\vec{x}$:

$$d\vec{x} \equiv dQ^2 d\vec{v} dt \dots \quad (3.9)$$

Следовательно, учитывая последнее выражение, ур. 3.8 можно переписать как:

$$N(x) = \left(\int \Phi n \sigma d\vec{x} \right) \langle a \rangle (1 + \langle \beta \rangle A) , \quad (3.10)$$

где $\langle a \rangle = \frac{\int a \Phi n \sigma d\vec{x}}{\int \Phi n \sigma d\vec{x}}$ и $\langle \beta \rangle = \frac{\int \alpha \beta d\vec{x}}{\int \alpha d\vec{x}}$.

Из ур. 3.7, записанных в виде ур. 3.10, составим двойное отношение

$$\delta \equiv \frac{N_u N'_d}{N_d N'_u} = \frac{\langle a_u \rangle \langle a'_d \rangle \int \Phi n_u \bar{\sigma}_u d\vec{x} \int \Phi' n_d \bar{\sigma}_d d\vec{x} (1 + \langle \beta_u \rangle A) (1 + \langle \beta'_d \rangle A)}{\langle a_d \rangle \langle a'_u \rangle \int \Phi n_d \bar{\sigma}_d d\vec{x} \int \Phi' n_u \bar{\sigma}_u d\vec{x} (1 - \langle \beta_d \rangle A) (1 - \langle \beta'_u \rangle A)} \quad (3.11)$$

Значение Φ зависит только от $\vec{v}$ и t , в то время как n и σ слабо зависят от $\vec{v}$ и не зависят от t . Если мишень между вращениями поля остается неподвижной, получим

$$\int \Phi n_u \sigma_u d\vec{x} \approx \int \Phi d\vec{x}_1 \cdot \int n_u \sigma_u d\vec{x}_2 , \quad (3.12)$$

где $d\vec{x}_1 = d\vec{v} dt$, а в $d\vec{x}_2 = dQ^2 \dots$ вошли все оставшиеся подынтегральные переменные.

Предположим, что отношения аксептансов обеих ячеек до и после вращения поля мишени равны между собой, т.е.

$$K \equiv \frac{\langle a_u \rangle \langle a'_d \rangle}{\langle a_d \rangle \langle a'_u \rangle} = 1. \quad (3.13)$$

Нетрудно показать, что в результате вышеперечисленных преобразований ур. 3.11 принимает следующий вид:

$$\delta = \frac{(1 + \langle \beta_u \rangle A) (1 + \langle \beta'_d \rangle A)}{(1 - \langle \beta_d \rangle A) (1 - \langle \beta'_u \rangle A)} . \quad (3.14)$$

Это равенство можно свести к виду квадратного уравнения:

$$aA^2 + bA + c = 0, \quad (3.15)$$

где коэффициентами являются:

$$\begin{aligned} a &= \langle \beta_u \rangle \langle \beta'_d \rangle - \delta \langle \beta_d \rangle \langle \beta'_u \rangle , \\ b &= (\langle \beta_u \rangle + \langle \beta'_d \rangle) + \delta (\langle \beta_d \rangle + \langle \beta'_u \rangle) , \\ c &= 1 - \delta . \end{aligned} \quad (3.16)$$

Вычисление статистической неопределённости сводится к дифференцированию выражения для асимметрии A :

$$\sigma_A^2 = \left(\frac{\partial A}{\partial \delta} \sigma_\delta \right)^2, \quad (3.17)$$

где

$$\sigma_\delta^2 = \delta^2 \left(\frac{1}{\sigma_{N_u}^2} + \frac{1}{\sigma_{N_d}^2} + \frac{1}{\sigma_{N'_u}^2} + \frac{1}{\sigma_{N'_d}^2} \right). \quad (3.18)$$

Распределения, описывающие число взаимодействий мюона пучка μ^+ с нуклоном мишени в ГНР и число конечных адронных состояний в ПИГНР отличаются. Следовательно, и конечные выражения немного отличаются для инклюзивной и полуинклюзивной асимметрий.

Для инклюзивных событий Учитывая пуассоновское распределения количества взаимодействий мюона с нуклоном мишени N , имеем:

$$\sigma_N^2 = N. \quad (3.19)$$

Для полуинклюзивных событий В этом случае распределение числа конечных адронов отличается от пуассоновского. Для числа адронов N^h вида h справедлива следующая запись:

$$N^h = \sum_{i=1}^N n_i^h, \quad (3.20)$$

где N – число рассеянных мюонов, n_i^h – число адронов типа h в i -том событии. Следовательно, среднее значение величины $\langle N^h \rangle$ имеет вид:

$$\langle N^h \rangle = \left\langle \sum_{i=1}^N n_i^h \right\rangle = \langle N \rangle \langle n^h \rangle, \quad (3.21)$$

где $\langle n^h \rangle$ – среднее значение n_i^h , которое не зависит от события i . Выражение для среднего значения N^{h^2} выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle N^{h^2} \rangle &= \left\langle \sum_{i,j=1}^N n_i^h n_j^h \right\rangle = \left\langle \sum_{i=1}^N n_i^{h^2} \right\rangle + \left\langle \sum_{i \neq j}^N n_i^h n_j^h \right\rangle = \\ &= \langle N \rangle \langle n^{h^2} \rangle + \langle N(N-1) \rangle \langle n^h \rangle \langle n^h \rangle = \\ &= \langle N \rangle \langle n^{h^2} \rangle + \langle N^2 \rangle \langle n^h \rangle^2 - \langle N \rangle \langle n^h \rangle^2 = \\ &= \langle N \rangle \sigma_{n^h}^2 + \langle N^2 \rangle \langle n^h \rangle^2. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Следовательно,

$$\begin{aligned}
 \sigma_{N^h}^2 &= \langle N^{h^2} \rangle - \langle N^h \rangle^2 = \\
 &= \langle N \rangle \sigma_{n^h}^2 + \langle N^2 \rangle \langle n^h \rangle^2 - \langle N \rangle^2 \langle n^h \rangle^2 = \\
 &= \langle N \rangle \sigma_{n^h}^2 + \langle n^h \rangle^2 \sigma_N^2 .
 \end{aligned} \tag{3.23}$$

При условии, что распределение N пуассоновское, получим

$$\sigma_{N^h}^2 = \langle N \rangle \left(\sigma_{n^h}^2 + \langle n^h \rangle^2 \right) = \langle N \rangle \langle n^{h^2} \rangle = \langle N^h \rangle \frac{\langle n^{h^2} \rangle}{\langle n^h \rangle} . \tag{3.24}$$

И наконец, мы можем использовать действительные N и N^h вместо $\langle N \rangle$ и $\langle N^h \rangle$ для того, чтобы оценить σ_{N^h} :

$$\sigma_{N^h}^2 = N \langle n^{h^2} \rangle = N^h \frac{\langle n^{h^2} \rangle}{\langle n^h \rangle} . \tag{3.25}$$

Так как n^h принимает только целочисленные значения мы всегда имеем $n^h \leq n^{h^2}$. Следовательно, $\langle n^h \rangle \leq \langle n^{h^2} \rangle$ и $\sigma_{N^h} \geq \sqrt{N^h}$. Равенство величин получается в том случае, когда значение n равно 1 или 0, т.е. распределение адронов подчиняется распределению Пуассона.

3.1.2 Метод пособийного взвешивания В этом методе каждому отдельному событию приписывается вес $w = fDP_B$. Следовательно, роль числа взаимодействий подобно ур. 3.8 играет взвешенное количество взаимодействий $P(x_{Bj})$:

$$P(x_{Bj}) \equiv \int N(x_{Bj}, \vec{x}) w(x_{Bj}, \vec{x}) d\vec{x} \stackrel{N \rightarrow \infty}{\approx} \sum_{i=1}^N w_i . \tag{3.26}$$

Проделав подобные преобразования как и для стандартного метода, получим уравнение второго порядка:

$$aA^2 + bA + c = 0, \tag{3.27}$$

где коэффициентами теперь служат:

$$\begin{aligned}
 a &= \langle \beta_u \rangle_w \langle \beta'_d \rangle_w - \delta_w \langle \beta_d \rangle_w \langle \beta'_u \rangle_w , \\
 b &= (\langle \beta_u \rangle_w + \langle \beta'_d \rangle_w) + \delta_w (\langle \beta_d \rangle_w + \langle \beta'_u \rangle_w) , \\
 c &= 1 - \delta_w , \\
 \langle \beta_u \rangle_w &= \frac{\int \alpha_u \beta_u w d\vec{x}}{\int \alpha_u w d\vec{x}} .
 \end{aligned} \tag{3.28}$$

Вычисление статистической неопределённости σ_A^2 сводится к дифференцированию решения ур. 3.27:

$$\sigma_A^2 = \left(\frac{\partial A}{\partial \delta_w} \sigma_{\delta_w} \right)^2 \quad (3.29)$$

для инклюзивных событий Статистическая неопределённость для суммы весов σ_P^2 равна:

$$\sigma_P^2 = \int N(\vec{x}) w^2(\vec{x}) d\vec{x} = \sum_{i=1}^N w_i^2. \quad (3.30)$$

для полуинклюзивных событий По аналогии с ур. 3.20 введем полный весовой множитель для суммы всех адронов:

$$P^h = \sum_{i=1}^N w_i n_i^h, \quad (3.31)$$

где w_i - весовой множитель i -того события, n_i^h - число адронов типа h в i -том событии. Также не сложно рассчитать ошибку для новой переменной P^h , σ_{P^h} :

$$\sigma_{P^h}^2 = \langle P^h \rangle \frac{\langle w^2 n^{h2} \rangle}{\langle w n^h \rangle}. \quad (3.32)$$

Далее все переменные рассчитываются, исходя из количества адронов в событии. Чтобы не загромождать формулы лишними индексами, они были опущены. Таким образом, получим выражение для $\sigma_{\delta_w}^2$ для ур. 3.29:

$$\sigma_{\delta_w}^2 = \delta_w^2 \left(\frac{\langle w^2 n^2 \rangle_u}{\langle w n \rangle_u} \frac{1}{P_u} + \frac{\langle w^2 n^2 \rangle_d}{\langle w n \rangle_d} \frac{1}{P_d} + \frac{\langle w^2 n^2 \rangle_{u'}}{\langle w n \rangle_{u'}} \frac{1}{P'_u} + \frac{\langle w^2 n^2 \rangle_{d'}}{\langle w n \rangle_{d'}} \frac{1}{P'_d} \right). \quad (3.33)$$

3.2 Разбиение на конфигурации

С целью уменьшения систематической неопределённости при извлечении асимметрии A_1 необходимо объединить данные в различные конфигурации. Для этого существует два метода:

- Глобальный метод. В этом случае объединяются все данные, принадлежащие к $\Rightarrow \Leftarrow$ конфигурациям спинов одного периода. После делается тоже самое для конфигураций $\Leftarrow \Rightarrow$ (рис. 3.1).

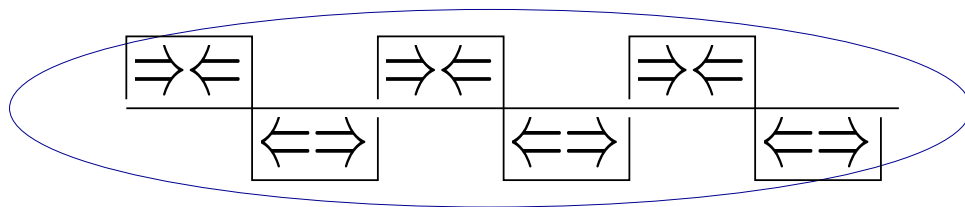


Рис. 3.1. Объединение данных в глобальную конфигурацию. Стрелки показывают направление спинов мишени.

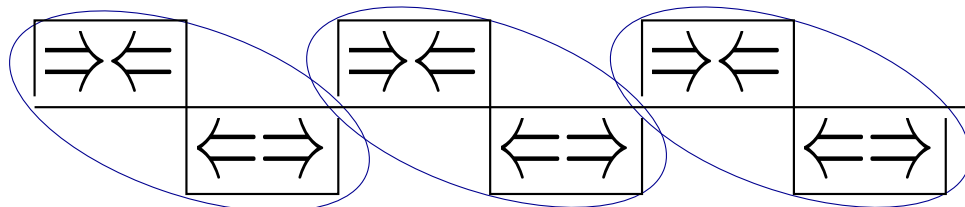


Рис. 3.2. Объединение данных в последовательные конфигурации.

- Метод последовательных конфигураций. Асимметрии рассчитываются для каждой пары последовательных конфигураций (см. рис. 3.2). Позже все полученные значения усредняются для получения конечного результата.

При вычислении асимметрии предполагается, что характеристики спектрометра не изменяются во времени. При использовании метода последовательных конфигураций объединяются только раны¹ близкие по времени. В дополнение, было проверено, что данные из обеих конфигураций брались при похожих условиях. В представленном ниже анализе расчёт конечных асимметрий производился в последовательных конфигурациях. Объединение в глобальную конфигурацию использовалось лишь для контроля.

3.3 Критерии отбора событий

Выделим несколько типов событий:

- Инклюзивные события соответствуют инклюзивным триггерам (OT, inclMT и J/Ψ). Необходимо присутствие рассеянного мюона, вылетевшего под определённым углом или соответствующего заданной области энергии. Рассеянный мюон идентифицируется по совпадениям сигналов в триггерных годоскопах, которые определяют его направление за SM2.

¹Набор данных, включающий в себя 100 (начиная с 2004 года 200) сбросов.

- Адронные события соответствуют адронным триггерам, требующим выделения энергии в адронных калориметрах.
 - Полуинклюзивные триггеры (IT, LT, MT, OCT) отбирают события, удовлетворяющие условиям, основанным на потерях энергии мюоном и существующем сигнале от адрона в калориметрах [68].
 - Калориметрический триггер (СТ) используется начиная с 2003 года и предоставляет добавочный аксептанс при больших Q^2 . Не требуется наличие рассеянного мюона, но выделение энергии в адронном калориметре превышает в 9 раз (в 2003) и в 4.5 раз (в 2004) потери мюоном.

В случае перекрытия инклюзивных и адронных триггеров, события считаются инклюзивными. Эти два типа событий анализировались независимо, потому что им соответствуют различные вклады от радиационных эффектов (см. разд. 3.4).

Кинематическая область событий, включённых в расчёт асимметрий, ограничена критериями на переменную Бьёркена x , на виртуальность фотона Q^2 , на долю энергии, переданной от пучкового мюона виртуальному фотону, y , и на долю переданной адрону энергии, z . Условие $Q^2 > 1$ (ГэВ/с)² применяется для отбора событий ГНР. Условие $y > 0.1$ удаляет события с плохим разрешением кинематических переменных по причине малой переданной энергии. Также исключается область $y > 0.9$, где затруднительно оценить вклад радиационных эффектов. Кинематическая переменная x ограничена интервалом от 0.004 до 0.7. В анализе полуинклюзивного ГНР события при $x > 0.3$ не учитывались, потому что в этой области сечение взаимодействий на морских кварках пренебрежимо мало. Полная энергия в системе центра масс γ^* -нуклон для отобранных событий находится в интервале $5 \lesssim W \lesssim 17$ ГэВ. Условие $z > 0.2$ применено к идентифицированным частицам для выделения области фрагментации пучка. Верхний предел, $z < 0.85$, продиктован необходимостью уменьшить долю примеси адронов с ложной идентификацией. Ещё несколько других дополнительных критериев использовались для отбора треков: реконструированные треки должны содержать отсчёты до SM1 (рис. 2.1); треки, реконструированные только до SM1, и частицы, пересекающие более чем 30 радиационных длин материала, исключены.

Заряженные π и K мезоны идентифицировались при помощи детектора RICH с использованием метода функций правдоподобия LH . Были применены следующие критерии:

$$\frac{LH_\pi}{LH_{BG}} > 1, \quad \frac{LH_\pi}{LH_K} > 1, \quad \frac{LH_\pi}{LH_p} > 1, \quad (3.34)$$

$$\frac{LH_K}{LH_{BG}} > 1.07, \quad \frac{LH_K}{LH_\pi} > 1, \quad \frac{LH_K}{LH_p} > 1. \quad (3.35)$$

Критерии на функции правдоподобия для электронов и мюонов не применялись, так как они могут быть полезны только в области малых импульсов ($p \leq 8$ ГэВ/с). В представленном анализе импульс адронов ограничен областью $10 < p < 50$ ГэВ/с, где возможна одновременная идентификация пионов и каонов в RICH.

Полная статистика COMPASS для инклюзивного, π^+ (π^-) и K^+ (K^-) наборов после всех ограничений составляет 135.1, 22.8 (20.5) и 4.8 (3.3) миллионов событий.

3.4 Радиационные поправки

Радиационные поправки соответствуют вкладам от диаграмм более высокого порядка по электро-магнитной константе α , чем однофотонная диаграмма ГНР (см. рис. 3.3). Рассмотрим два типа поправок: спинозависимые и спинонезависимые. К первым, как правило, относят взаимодействие заряженной частицы с собственным электромагнитным полем. Их возникновение является результатом испускания и поглощения виртуальных фотонов и электрон-позитронных пар. Второй тип поправок, так называемый «радиационный хвост», связан с излучением реального фотона в начальном или конечном состоянии. Радиационные поправки рассчитываются в рамках теории возмущений КЭД. Так как изучаются инклюзивные реакции рассеяния мюона на нуклоне, радиационные поправки в адронной вершине игнорируются.

В первый тип поправок входят диаграмма «собственной энергии мюона» и диаграмма «собственной энергии фотона». Сами по себе они дают вклад в сечение порядка α^4 . При сложении с диаграммой однофотонного обмена появляются интерференционные члены, имеющие порядок α^3 . Вклад в сечение, идущий от этих диаграмм, может быть выражен в долях от борновского сечения $\sigma^{1\gamma}$, т.е. полное сечение $\sigma \propto \lambda \sigma^{1\gamma}$. Вклад мал, и с высокой точностью

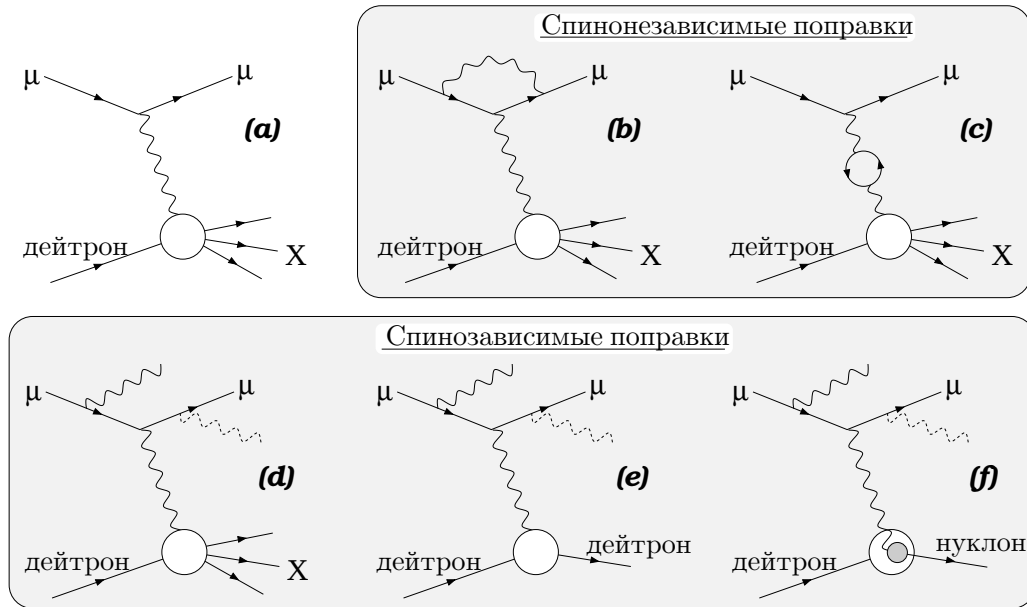


Рис. 3.3. Диаграммы радиационных поправок к однофотонному обмену. (a): ГНР в борновском приближении. (b) и (c): Спинонезависимые диаграммы: собственные энергии мюона и фотона. (d), (e) и (f): Спинозависимые диаграммы, соответствующие излучению реального фотона в начальном или конечном состоянии (т.н. «радиационный хвост»): ГНР, упругое рассеяние на ядре, квази-упругое рассеяние на нуклоне.

можно положить $\lambda \simeq 1$. Отметим, что коэффициент λ один и тот же для спинозависимой и спинонезависимой составляющих сечения, т.к. данный тип поправок не зависит от направления спина участвующих в реакции частиц. Кроме того, излучение и поглощение виртуальных частиц не может изменить значения энергии и импульса частиц в начальном и конечном состояниях. Следовательно эти поправки также не изменяют кинематику восстановленного события.

Второй тип поправок включает в себя диаграммы с излучением мюоном в начальном или конечном состоянии реального фотона (нижний ряд диаграмм на рис. 3.3). Так как установка не регистрирует γ -кванты, кинематика восстановленного события будет отличаться от истинной по причине того, что часть энергии и импульса уносится фотоном. Следовательно, возможно перераспределение событий в интервалах по x . В инклюзивных процессах адроны игнорируются, поэтому наряду с ГНР в эту группу входят также упругое и квази-упругое рассеяние на ядрах и нуклонах, входящих в состав ядер. Заметим, что сечение упругого рассеяния доминирует в данном типе поправок, так как оно пропорционально квадрату заряда ядра. Однако в случае триггеров, требующих энергоселекции в адронных калориметрах, и наличие

реконструированного адрона в конечном состоянии, упругие и квази-упругие процессы должны быть исключены из радиационных поправок.

Подведём итоги всему сказанному выше, для спинозависимой и спиноне-зависимой составляющих сечения запишем

$$\begin{aligned}\bar{\sigma} &= \lambda\bar{\sigma}^{1\gamma} + \bar{\sigma}_{tail} = \lambda\bar{\sigma}^{1\gamma} + \left(\bar{\sigma}_{tail}^{inel} + \bar{\sigma}_{tail}^{el} + \bar{\sigma}_{tail}^{qe}\right), \\ \Delta\sigma &= \lambda\Delta\sigma^{1\gamma} + \Delta\sigma_{tail} = \lambda\Delta\sigma^{1\gamma} + \left(\Delta\sigma_{tail}^{inel} + \Delta\sigma_{tail}^{el} + \Delta\sigma_{tail}^{qe}\right).\end{aligned}\quad (3.36)$$

Запишем A_1 с учётом поправок

$$A_1 = \frac{1}{D} \frac{\Delta\sigma}{\bar{\sigma}} = \frac{1}{D} \frac{\lambda\Delta\sigma^{1\gamma} + \Delta\sigma_{tail}}{\bar{\sigma}} = \frac{\lambda\bar{\sigma}^{1\gamma}}{\bar{\sigma}} \left(A_1^{1\gamma} + \frac{1}{D} \frac{\Delta\sigma_{tail}}{\lambda\bar{\sigma}^{1\gamma}}\right). \quad (3.37)$$

Используя это уравнение, получим для борновского приближения асимметрию, которая далее используется для извлечения структурных функций:

$$A_1^{1\gamma} = \frac{1}{\rho} A_1 - A_1^{RC}. \quad (3.38)$$

Здесь введены обозначения для мультипликативного фактора ρ (не зависит от спина) и аддитивного члена A_1^{RC} (зависит от спина):

$$\rho = \frac{\lambda\bar{\sigma}^{1\gamma}}{\bar{\sigma}}, \quad A_1^{RC} = \frac{1}{D} \frac{\Delta\sigma_{tail}}{\lambda\bar{\sigma}^{1\gamma}}. \quad (3.39)$$

Для расчёта не поляризованных поправок применялась программа TERAD [71, 72], для поляризованных – POLRAD [73, 74]. Вычисления проводились отдельно для каждого x -интервала с использованием соответствующих им средних значений $\langle x \rangle$ и $\langle y \rangle$. Радиационные поправки различаются для «инклюзивных» событий и событий с адроном в конечном состоянии. Например, в событиях с большими передачами энергии ($y \rightarrow 1$) фазовое пространство для излучения фотона больше, поэтому вероятность излучить γ выше. В среднем, события с адроном имеют бóльшие y , чем «инклюзивные» события. При малых x передачи энергии в «инклюзивных» и «адронных» событиях одинаковы, но доля однофотонного обмена в «инклюзивных» событиях заметно ниже. Это связано с тем, что из событий с наличием адрона диаграммы упругого и квази-упругого рассеяния исключаются.

В заключение следует заметить, что разбиение поправок на две группы является условным. Как λ , так и σ_{tail} не могут быть рассчитаны отдельно, потому что имеют инфракрасные расходимости. Их сокращение происходит

только при взаимном суммировании вкладов низкоэнергетических фотонов идущих из этих двух типов поправок.

Так как независимый от спина коэффициент ρ является мультипликативной поправкой к измеренной асимметрии A_1 так же как и коэффициент дилуции f , при анализе они были объединены, т.е. $f \equiv \rho f$. Значение коэффициента ρ изменяется в интервале от 0.9 до 1.

Значения аддитивного члена A_1^{RC} малы и составляют меньше 0.014 для адронных событий и меньше 0.010 для инклюзивных событий. Конечные значения асимметрий были поправлены на соответствующие им вклады от радиационных эффектов.

3.5 Оценка вкладов систематических неопределённостей

Систематическая неопределённость измеренных асимметрий изучалась несколькими независимыми способами, используя как экспериментальные данные, так и результаты моделирования Монте-Карло. Исследовались различные источники ложных асимметрий. Также изучались систематические неопределённости, вызванные работой триггерной системы установки и конечным разрешением установки по кинематическим переменным.

3.5.1 Проверки, основанные на экспериментальных данных

Основная идея заключается в сравнении значений асимметрий, полученных с помощью данных, сгруппированных разными способами. Так, например, при объединении данных в конфигурации с одним и тем же направлением спина дейтронов мишени, спиновая асимметрия равна нулю. Любое статистически значимое отклонение от нуля укажет на систематический сдвиг.

Другой возможностью оценки ложной асимметрии являлось сравнение значений асимметрий, полученных для

- различных микроволновых конфигураций высокочастотного резонатора мишени;
- последовательных и глобальной конфигураций (см. раздел 3.2).

Ненулевое отличие между ними может быть интерпретировано как доказательство существования и измерение существующей ложной асимметрии. В анализируемом наборе таких асимметрий обнаружено не было, разница сравнима с нулем.

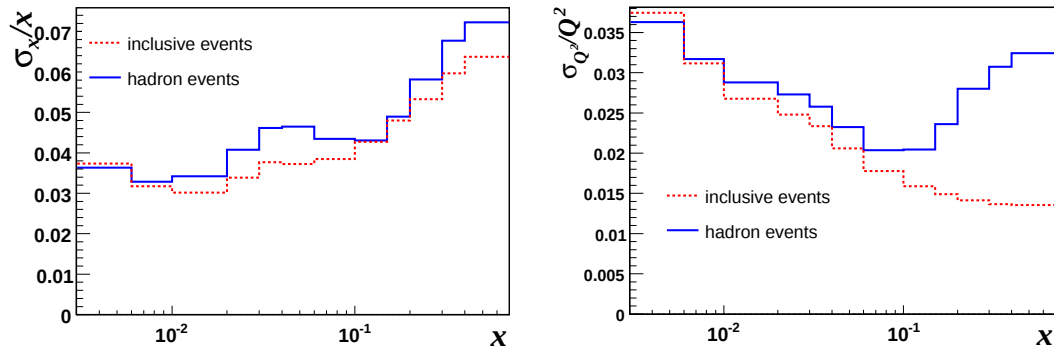


Рис. 3.4. Связанные с разрешающей способностью детекторов неопределённости восстановленных кинематических переменных x (слева) и Q^2 (справа) для различных x -интервалов.

3.5.2 Проверки, основанные на моделировании Монте-Карло

Эффект «перетекания» событий Значения кинематических величин после процедуры восстановления могут отличаться от реальных по причине конечной разрешающей способности детекторов. Следовательно, при расчёте асимметрий события могут быть ассоциированы с неправильным кинематическим интервалом, а это может привести к искажению конечного результата. Этот эффект был изучен при помощи моделирования Монте-Карло.

Для каждого интервала по x были рассчитаны и построены распределения величины $(x^{MC} - x^{rec})$, соответствующей разнице между сгенерированным значением x^{MC} и восстановленным x^{rec} . При аппроксимации функцией Гаусса получили значения стандартных отклонений σ_x , которые позже использовали для изучения искажения асимметрии. Соответствующие неопределённости σ_x/x в различных x -интервалах приведены на рис. 3.4 (слева). Значения изменяются от 3% до 7% при малых и больших x , соответственно. Это справедливо как для инклюзивных так и для адронных событий.

На рис. 3.4 (справа) показаны неопределённости определения другой кинематической переменной – Q^2 . Отличие между инклюзивными и адронными событиями более заметно при больших x . Треки рассеянных мюонов μ' , в случае калориметрического триггера, являются более мягкими и реконструируются только в первом спектрометре. Следовательно, все неопределённости увеличиваются.

Для оценки искажения использовалась свертка функции, параметризующей спиновую асимметрию $A(x)$, с функцией Гаусса $G(x, x', \sigma)$:

$$A'(x') = \int A(x) \times G(x, x', \sigma) dx . \quad (3.40)$$

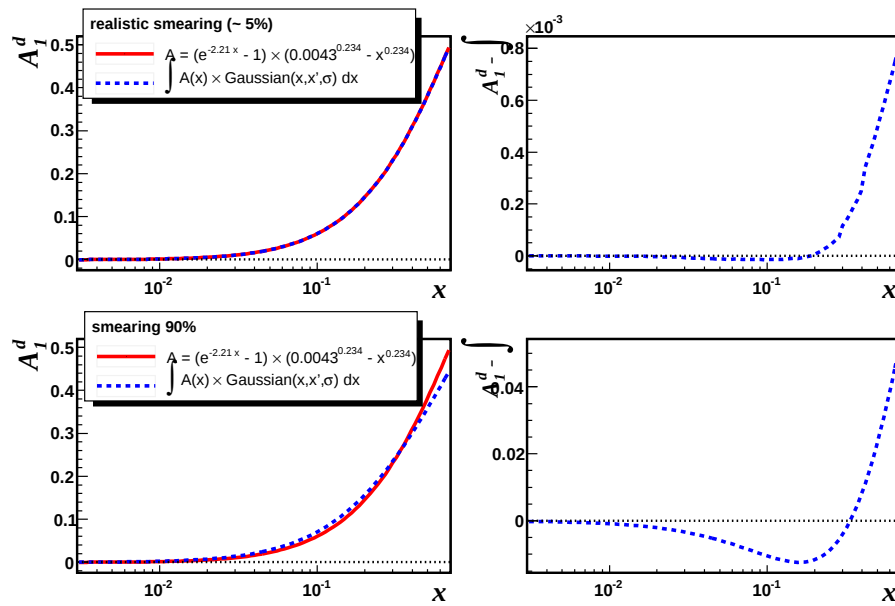


Рис. 3.5. Искажение асимметрий из-за неопределённостей в кинематических переменных на 5 % (сверху) и 90 % (снизу).

В качестве $A(x)$ использовалась та же параметризация, что и при анализе радиационных поправок (разд. 3.4):

$$A(x) = (e^{-2.21x} - 1) \cdot (0.0043^{0.234} - x^{0.234}) \quad (3.41)$$

и $G(x, x', \sigma)$ - нормальное распределение, которое описывает размытие этой асимметрии, связанное с конечной разрешающей способностью спектрометра:

$$G(x, x', \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp \left[-\frac{(x - x')^2}{2\sigma^2} \right]. \quad (3.42)$$

Величина σ фиксировалась в значении, найденном из моделирования Монте-Карло для соответствующего x -интервала (рис. 3.4). Результирующая кривая $A'(x)$ показана на рис. 3.5 (сверху). Эффект размытия очень мал, и две кривые $A'(x)$ и $A(x)$ нельзя разделить визуально. Следовательно, данным эффектом в представленном анализе можно пренебречь.

Чтобы удостовериться, что процедура работает корректно, эффект размытия искусственно завышался. Величина искажения асимметрии при $\sigma = 0.9$ показана на том же рис. 3.5 (снизу). В этом случае кривая $A'(x)$ максимально сместилась относительно $A(x)$ в области больших x . Отличие составило не более 10 %.

Неопределённости, вызванные работой адронных триггеров
При использовании в анализе адронных событий требуется некоторая осто-

рожность. Это связано с тем, что, например, высокоэнергетичные π^+ могут смещать распределение A_1 вверх при больших x , так как значения $A_1^{\pi^+}$ должны быть больше соответствующих значений инклюзивной асимметрии A_1 . Данный эффект является следствием эффективного усиления фрагментации от определённого кварка в нуклоне, но в нашем случае он сильно подавлен по причине использования изоскалярной мишени из ${}^6\text{LiD}$.

Этот эффект был изучен при помощи программы моделирования POLDIS [75], позволяющей рассчитывать асимметрии. Использование этой программы позволяет сравнить влияния различных критериев отбора событий на A_1 .

Калориметрический триггер СТ подвергался наиболее тщательному изучению. Этот триггер отбирает события при больших x , где рождение адронов с большой энергией ограничено кинематическими критериями. Был сгенерирован набор событий в области ГНР при $0.008 < x < 0.70$ и углом рассеяния мюона больше чем 0.03 рад (отверстие в HCAL1 в области пучка). Асимметрия A_1 рассчитывалась со спиновзависимыми функциями партонных распределений (ФПР) GRSV2000 [76] и со спинонезависимыми ФПР GRV98 [77]. Значения асимметрии для инклюзивных событий сравнивались с адронными. Последние содержали, по крайней мере, один адрон, энергия которого находилась выше определённого порога при угле рассеяния $\theta_h < 0.105$ рад (угловой аксептанс солениода). Порог установлен на уровне 10 ГэВ, что соответствует значению порога адронного калориметра в СТ данных 2004 года. При одних и тех же средних значениях x , инклюзивная и адронная асимметрии отличаются не более чем на 0.001. Таким образом, данным эффектом можно пренебречь. Ранее к похожему заключению пришли и в анализе данных эксперимента SMC [27].

3.5.3 Вычисление систематической неопределённости результатов В формулу для расчёта асимметрии однофотонного обмена входят коэффициент дилуции, f , коэффициент деполяризации, D , поляризация пучка и мишени, P_B и P_T , а также аддитивные вклады от поперечной асимметрии A_2 , радиационных поправок A_1^{RC} и ложной асимметрии A_{false} :

$$A_1^{1\gamma} = \frac{1}{fDP_BP_T} A^{raw} - (\eta A_2 + A_1^{RC} + A_{false}) . \quad (3.43)$$

Значения всех величин известны лишь с ограниченными точностями (см. табл. 3.1), которые учитываются при расчёте систематической неопределённости.

Таблица 3.1

Разложение систематической ошибки A_1 во вклады мультипликативных и аддитивных переменных.

Ошибки мультипликативных переменных, ΔA_1^{mult}	Поляризация пучка	dP_B/P_B	5%
	Поляризация мишени	dP_T/P_T	5%
	Фактор деполяризации	$dD(R)/D(R)$	2 – 3 %
	Фактор дилуции	df/f	6 %
	Полная		$\Delta A_1^{mult} \simeq 0.1 A_1$
Ошибки аддитивных переменных, ΔA_1^{add}	Поперечная асимметрия	$\eta \cdot \Delta A_2$	$10^{-4} - 5 \cdot 10^{-3}$
	Радиационные поправки	ΔA_1^{RC}	$10^{-4} - 10^{-3}$
	Ложная асимметрия	A_{false}	$< 0.4 \cdot \Delta A_1^{stat}$

ности ΔA_1^{syst} .

Разделим ΔA_1^{syst} на два типа неопределённостей: вклад от мультипликативных ΔA_1^{mult} и от аддитивных ΔA_1^{add} переменных:

$$\Delta A_1^{mult} = A_1 \sqrt{\left(\frac{dP_B}{P_B}\right)^2 + \left(\frac{dP_T}{P_T}\right)^2 + \left(\frac{df}{f}\right)^2 + \left(\frac{dD}{D}\right)^2}, \quad (3.44)$$

$$\Delta A_1^{add} = \sqrt{(\eta \Delta A_2)^2 + (\Delta A_1^{RC})^2 + (\Delta A_{false})^2}. \quad (3.45)$$

Итоговая систематическая неопределенность ΔA_1^{syst} рассчитывалась как

$$\Delta A_1^{syst} = \sqrt{(\Delta A_1^{mult})^2 + (\Delta A_1^{add})^2}. \quad (3.46)$$

Объединение всех неопределённостей мультипликативных факторов составило 10% от значения A_1 . Очевидно, что они вносят заметный вклад только в области больших x , где асимметрия заметно отличается от нуля.

Пренебрежение при расчете асимметрии членом ηA_2 в основном затрагивает область больших x , где оценка этого вклада составляет ≤ 0.005 . Анализ асимметрии A_2 , представленный в работе [78], показывает, что значения A_2 малы. Кинематический фактор η (ур. 1.20) изменяется в диапазоне от 0.0035 при малых x до 0.1 при больших, что дополнительно усиливает подавление аддитивного члена ηA_2 .

Ошибки, связанные со спинозависимыми радиационными поправками, оценивались варьированием параметризации $A_1^d(x)$ (ур. 3.41) в пределах статистической ошибки текущих измерений. Таким образом было получено, что

одно стандартное отклонение соответствует изменению величины радиационных поправок примерно на 10%.

Доминирующим вкладом в ΔA_1^{add} является систематическая неопределённость ΔA_{false} , которая может появиться по причине нестабильной во времени работы спектрометра. Для оценки верхнего предела использовался статистический метод. Главная идея заключалась в том, чтобы проверить согласованность разницы между значениями $A_{1,i}$, рассчитанными для различных конфигураций, и их средним значением $\bar{A}_1$:

$$\Delta r_i = \frac{A_{1,i} - \bar{A}_1}{\Delta A_{1,i}^{stat}}, \quad (3.47)$$

где $\Delta A_{1,i}^{stat}$ – соответствующая значению $A_{1,i}$ статистическая неопределённость. На рис. 3.6 показаны распределения значений Δr , рассчитанные для каждого из 15 интервалов по x отдельно. Используя последовательное деление данных, получено 184 значения² $A_{1,i}$. Они распределены нормально со стандартным отклонением $\sigma_{\Delta r}$ близким к единице с ожидаемым среднеквадратичным отклонением $1/\sqrt{2 \cdot 184} \approx 0.05$. Аппроксимация константой значений $\sigma_{\Delta r}$ даёт 1.003 ± 0.011 (нижнее правое распределение на рис. 3.6). Эта величина использовалась для оценки верхнего предела систематической неопределённости A_{false} . Зная статистические и систематические эффекты, дающие вклад в $\sigma_{\Delta r}$, мы можем записать

$$(\sigma_{\Delta r}^{max})^2 \geq (\sigma_{\Delta r}^{syst})^2 + (\sigma_{\Delta r}^{stat})^2. \quad (3.48)$$

По определению, $\sigma_{\Delta r}^{stat} \equiv 1$. Точность $\sigma_{\Delta r}$ для каждого из 15 значений равна $0.011 \times \sqrt{15} = 0.042$. Предполагая, что допустимая дисперсия $\sigma_{\Delta r}$ не должна выходить за пределы двух стандартных отклонений, был получен верхний предел на систематическую неопределённость: $\sigma_{\Delta r}^{max} = 1.003 + 2 \times 0.042 = 1.087$. Следовательно, из ур. 3.48 получаем $\sigma_{\Delta r}^{syst} < 0.42$. Или

$$\Delta A_{false} < 0.42 \cdot \Delta A_1^{stat}. \quad (3.49)$$

3.6 Результат извлечения A_1^d и структурной функции g_1^d

Значения $A_1^d(x, Q^2)$ как функция от x показаны на рис. 3.7 при измеренных значениях Q^2 . Для сравнения на рисунке также показаны результаты

²45 конфигурации для данных, набранных в 2002 году, 53 конфигурации для 2003 года и 86 конфигураций для 2004 года.

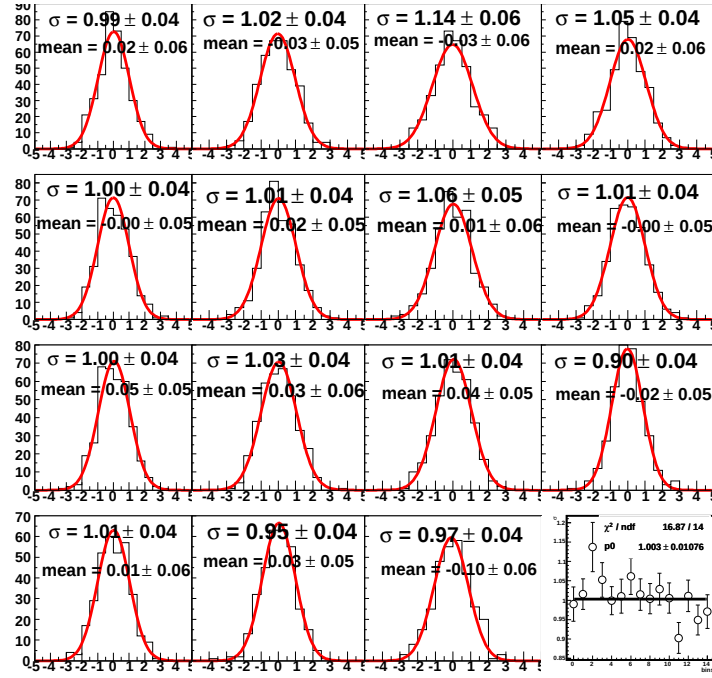


Рис. 3.6. Распределение нормализованных разностей Δr (ур. 3.47) для каждого интервала x . Последнее распределение показывает результат фита стандартных отклонений $\sigma_{\Delta r}$ константой.

предыдущих экспериментов в CERN [27], DESY [7] и SLAC [35, 37]. Значения A_1^d из данных эксперимента COMPASS подтверждают с улучшенной статистической точностью вывод, сделанный в [45] на основе результатов, полученных с частичным набором данных. Асимметрия сравнима с нулем для $x < 0.03$. Значения асимметрий A_1^d , измеренные в экспериментах при различных энергиях, близки, следовательно их зависимость от Q^2 слабая.

Продольная спиновая структурная функция дейтрона, g_1^d , вычислена следующим образом:

$$g_1^d = \frac{F_2^d}{2 x (1 + R)} A_1^d, \quad (3.50)$$

где F_2^d – спино-независимая структурная функция дейтрона. Значения g_1^d рассчитывались с параметризацией F_2^d [27], соответствующей кинематической области данных COMPASS, и с параметризацией R [28]. Систематические неопределённости для g_1^d оценены теми же способами как и для A_1^d , с дополнительным вкладом от F_2^d . Значения $xg_1^d(x)$ для COMPASS показаны на рис. 3.8 и приведены в последней колонке табл. 3.2.

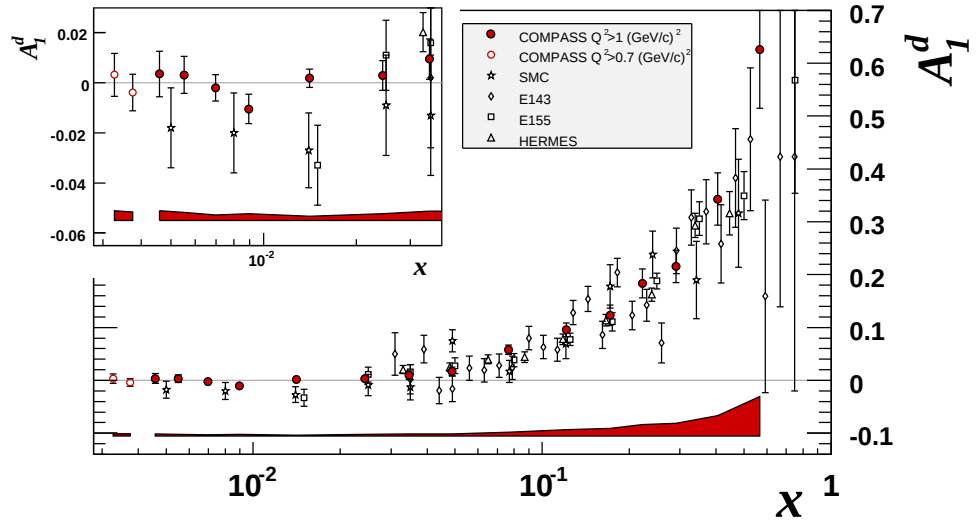


Рис. 3.7. Асимметрия $A_1^d(x)$, полученная в экспериментальных данных COMPASS, SMC [27], HERMES [7], SLAC E143 [35] и E155 [37] в кинематической области $Q^2 > 1$ ($\text{ГэВ}/c$) 2 .

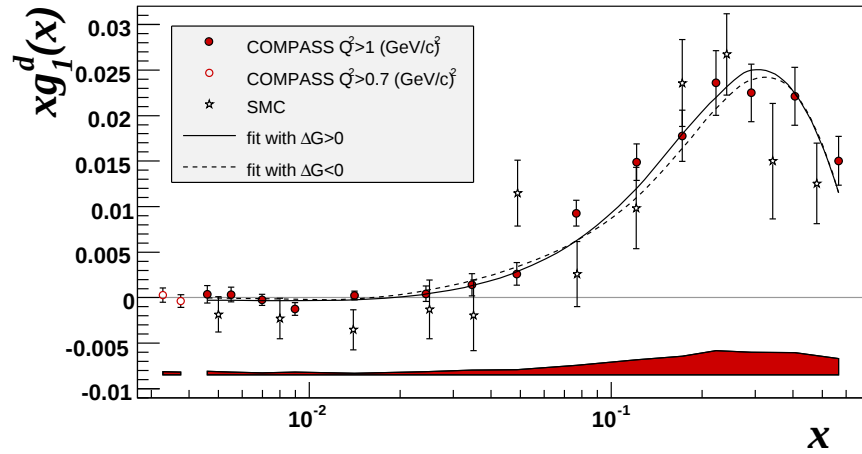


Рис. 3.8. Зависимость xg_1^d от x . Результаты приведены при измеренных значениях Q^2 для COMPASS. Кривые показывают результаты КХД фитов с $\Delta G > 0$ и $\Delta G < 0$ (обсуждение в разд. 4.1).

Таблица 3.2

Значения $A_1^d(x)$ и $g_1^d(x)$ с их статистическими и систематическими неопределённостями в кинематических интервалах по x .

x интервал	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ [$(\Gamma\text{эВ}/c)^2$]	A_1^d	g_1^d
0.0030–0.0035	0.0033	0.78	$0.003 \pm 0.009 \pm 0.004$	$0.090 \pm 0.240 \pm 0.107$
0.0035–0.0040	0.0038	0.83	$-0.004 \pm 0.007 \pm 0.003$	$-0.097 \pm 0.183 \pm 0.082$
0.004–0.005	0.0046	1.10	$0.004 \pm 0.009 \pm 0.004$	$0.082 \pm 0.210 \pm 0.089$
0.005–0.006	0.0055	1.22	$0.003 \pm 0.007 \pm 0.003$	$0.062 \pm 0.146 \pm 0.062$
0.006–0.008	0.0070	1.39	$-0.002 \pm 0.005 \pm 0.002$	$-0.034 \pm 0.086 \pm 0.036$
0.008–0.010	0.0090	1.61	$-0.010 \pm 0.006 \pm 0.003$	$-0.139 \pm 0.078 \pm 0.035$
0.010–0.020	0.0141	2.15	$0.002 \pm 0.004 \pm 0.002$	$0.017 \pm 0.033 \pm 0.014$
0.020–0.030	0.0244	3.18	$0.003 \pm 0.006 \pm 0.003$	$0.017 \pm 0.035 \pm 0.015$
0.030–0.040	0.0346	4.26	$0.009 \pm 0.008 \pm 0.004$	$0.041 \pm 0.035 \pm 0.016$
0.040–0.060	0.0487	5.80	$0.017 \pm 0.008 \pm 0.004$	$0.054 \pm 0.026 \pm 0.012$
0.060–0.100	0.0765	8.53	$0.058 \pm 0.009 \pm 0.007$	$0.121 \pm 0.019 \pm 0.014$
0.100–0.150	0.121	12.6	$0.095 \pm 0.013 \pm 0.011$	$0.123 \pm 0.017 \pm 0.014$
0.150–0.200	0.171	17.2	$0.123 \pm 0.020 \pm 0.014$	$0.103 \pm 0.016 \pm 0.012$
0.200–0.250	0.222	21.8	$0.183 \pm 0.028 \pm 0.021$	$0.106 \pm 0.016 \pm 0.012$
0.250–0.350	0.290	28.3	$0.216 \pm 0.030 \pm 0.024$	$0.077 \pm 0.011 \pm 0.009$
0.350–0.500	0.405	39.7	$0.343 \pm 0.049 \pm 0.038$	$0.055 \pm 0.008 \pm 0.006$
0.500–0.700	0.566	55.3	$0.626 \pm 0.112 \pm 0.075$	$0.027 \pm 0.005 \pm 0.003$

3.7 Учёт разрешения и эффективности RICH в расчётах асимметрий ПИГНР

Так как RICH, как и любой детектор, имеет конечные разрешение и эффективность, набор идентифицированных каонов содержит примесь от ложноидентифицированных пионов. Аналогично, в наборе идентифицированных пионов содержатся каоны. В этом разделе описывается процедура восстановления истинных асимметрий заряженных каонов и пионов из их измеренных значений.

Введём обозначения $\vec{I} = (I_\pi, I_K)$ – для количества идентифицированных адронов и $\vec{N} = (N_\pi, N_K)$ – для количества истинных адронов. Число частиц истинного типа t , которые идентифицировались как тип i обозначим через $N^{t \rightarrow i}$. Если мы отнормируем $N^{t \rightarrow i}$ на полное количество истинных частиц типа t , то получим величину, которую будем называть эффективностью идентификации $P^{t \rightarrow i}$, т.е. вероятность того, что частица с истинным типом t идентифицирована как тип i (табл. 3.3).

В случае, когда $N^{t \rightarrow i}$ отнормировано на полное число идентифицированных частиц типа i , получим вероятность того, что частица, идентифицированная как частица типа i , на самом деле является частицей типа t . В дальнейшем будем называть эту величину «чистотой» и обозначать $Q^{t \rightarrow i}$ (табл. 3.3).

В анализе рассматривались асимметрии идентифицированных π и K . Доля протонов в наборе реконструированных треков оценивалась с помощью программы моделирования методом Монте-Карло. Она не превышает 5%. Кроме того уменьшается на порядок за счёт идентификации пионов и каонов в RICH. Таким образом, вклад протонов пренебрежимо мал, и им можно пренебречь. Асимметрии идентифицированных адронов A_i^{Id} связаны с асимметриями истинных адронов A_i^{Tr} через элементы матрицы чистоты Q :

$$\begin{aligned} A_i^{Id} &= \frac{I_i^{\uparrow\downarrow} - I_i^{\uparrow\uparrow}}{I_i^{\uparrow\downarrow} + I_i^{\uparrow\uparrow}} = \frac{1}{I_i} \cdot \sum_{t=\pi, K} \Delta N^{t \rightarrow i} = \frac{1}{I_i} \cdot \sum_{t=\pi, K} P^{t \rightarrow i} \Delta N_t = \\ &= \frac{1}{I_i} \cdot \sum_{t=\pi, K} P^{t \rightarrow i} N_t A_t^{Tr} = \sum_{t=\pi, K} Q^{t \rightarrow i} A_t^{Tr}. \end{aligned} \quad (3.51)$$

Следовательно, определение значения $\vec{A}^{Tr}$ в матричной форме можно пред-

Таблица 3.3

Определения и отношения вероятностей идентификации ($P^{t \rightarrow i}$) и чистоты/примеси ($Q^{t \rightarrow i}$).

Эффективность идентификации, $P^{t \rightarrow i}$	Чистота/примесь, $Q^{t \rightarrow i}$
$P^{t \rightarrow i} = \frac{N^{t \rightarrow i}}{N_t} = \frac{N^{t \rightarrow i}}{\sum_{j=\pi, K} N^{t \rightarrow j}}$ $\sum_{i=\pi, K} P^{t \rightarrow i} = 1$	$Q^{t \rightarrow i} = \frac{N^{t \rightarrow i}}{I_i} = \frac{N^{t \rightarrow i}}{\sum_{s=\pi, K} N^{s \rightarrow i}}$ $\sum_{t=\pi, K} Q^{t \rightarrow i} = 1$
Вероятность, что частица с правильным типом t идентифицирована как тип i	Вероятность, что частица, идентифицированная как тип i , является на самом деле типом t
$\mathbf{P} = \begin{vmatrix} P^{\pi \rightarrow \pi} & P^{K \rightarrow \pi} \\ P^{\pi \rightarrow K} & P^{K \rightarrow K} \end{vmatrix}$	$\mathbf{Q} = \begin{vmatrix} Q^{\pi \rightarrow \pi} & Q^{\pi \rightarrow K} \\ Q^{K \rightarrow \pi} & Q^{K \rightarrow K} \end{vmatrix}$
Является исключительно свойством детектора. Не зависит от физического процесса.	Отражает как характеристики детектора, так и смесь частиц в набора. Зависит от физического процесса.
$\vec{I} = \mathbf{P} \vec{N}$	$\vec{N} = \mathbf{Q} \vec{I}$
$Q^{t \rightarrow i} = \frac{N_t}{I_i} P^{t \rightarrow i}, \text{ где } N_t = \sum_{i=\pi, K} N^{t \rightarrow i}, \quad I_i = \sum_{s=\pi, K} N^{s \rightarrow i}$	

ставить как

$$\vec{A}^{Id} = \mathbf{Q}^T \vec{A}^{Tr} \Rightarrow \begin{cases} \vec{A}^{Tr} = (\mathbf{Q}^T)^{-1} \vec{A}^{Id} \\ \mathbf{Cov}^{Tr} = (\mathbf{Q}^T)^{-1} \mathbf{Cov}^{Id} \mathbf{Q}^{-1} \end{cases}, \quad (3.52)$$

где $\mathbf{Cov}$ - ковариационная матрица вектора асимметрии $\vec{A}$. Она рассчитывается для корреляций инклюзивной и полуинклюзивных асимметрий. Корреляции между различными интервалами x не учитываются.

Элементы обратной матрицы $\mathbf{Q}^T$ не соответствуют больше вероятностям. Более того, так как $\mathbf{Q}$ является недиагональной матрицей с положительными элементами, некоторые из недиагональных элементов $(\mathbf{Q}^T)^{-1}$ должны быть отрицательными. Эта «отрицательность» может также появляться в $\mathbf{Cov}^{Tr}$, в то время как элементы $\mathbf{Cov}^{Id}$ всегда положительные.

3.7.1 Определение элементов матрицы $\mathbf{P}$ Элементы матрицы $\mathbf{P}$ можно оценить или при помощи моделирования Монте-Карло, или с помощью пионов и каонов из распадов нейтральных K_s^0 и ϕ -мезонов, реконструированных в экспериментальных данных. В представленной работе использовался второй способ. Определим следующие элементы $P^{t \rightarrow i}$:

$$\begin{array}{ll} \text{распад } \phi \rightarrow KK & \text{распад } K_s^0 \rightarrow \pi\pi \\ P^{K \rightarrow \pi} = \frac{N^{K \rightarrow \pi}}{N_K} = \frac{N_\phi(K\pi)}{N_\phi(KH)} & P^{\pi \rightarrow \pi} = \frac{N^{\pi \rightarrow \pi}}{N_K} = \frac{N_{K_s^0}(\pi\pi)}{N_{K_s^0}(\pi H)} \\ P^{K \rightarrow K} = \frac{N^{K \rightarrow K}}{N_K} = \frac{N_\phi(KK)}{N_\phi(KH)} & P^{\pi \rightarrow K} = \frac{N^{\pi \rightarrow K}}{N_K} = \frac{N_{K_s^0}(\pi K)}{N_{K_s^0}(\pi H)} \end{array} \quad (3.53)$$

Эффективность RICH зависит от нескольких кинематических параметров частиц. В данном анализе элементы матрицы $\mathbf{P}$ были рассчитаны в интервалах по импульсу и полярному углу частицы (угол по отношению к оси z). Использовались следующие интервалы:

$$\text{Интервалы вдоль } p : 3, 5, 7, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 60 \text{ ГэВ}/c \quad (3.54)$$

$$\text{Интервалы вдоль } \theta : 0, 0.005, 0.01, 0.02, 0.03, 0.04, 0.06, 0.09, 1 \text{ рад}$$

Эффективность идентификации также зависит от газа и детекторов фотонов, используемых в RICH. Следовательно, определение элементов матрицы $\mathbf{P}$ было сделано отдельно для каждого года набора статистики.

В представленном анализе предполагалось, что эффективность идентификации RICH не зависит от множественности адронов.

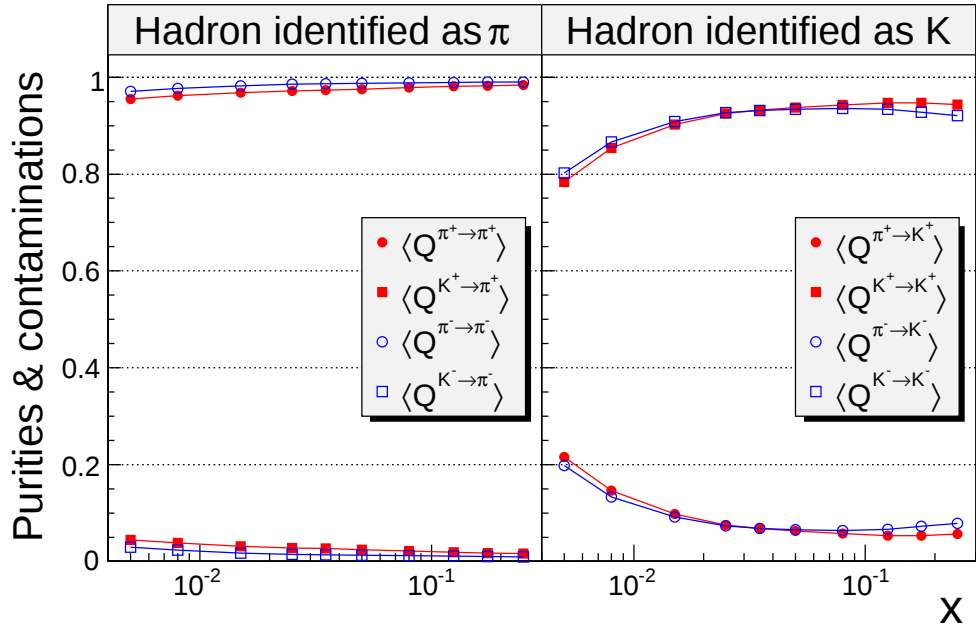


Рис. 3.9. Чистота $Q^{\pi \rightarrow \pi}$, $Q^{K \rightarrow K}$ и примесь $Q^{\pi \rightarrow K}$, $Q^{K \rightarrow \pi}$ рассчитанные для данных 2004 года.

3.7.2 Определение элементов матрицы Q Расчёт элементов матрицы чистоты производился в интервалах по углу θ и импульсу p . Их значения зависят от физического процесса и должны быть посчитаны отдельно для каждого x -интервала.

Элементы матрицы чистоты показаны на рис. 3.9 для различных значений кинематической переменной x . В общем, $Q^{\pi \rightarrow \pi}$ близки к 1.0 и $Q^{K \rightarrow K}$ изменяется от 0.8 до 0.95 при малых и средних x , соответственно. Чистоту можно представить в следующей форме:

$$Q^{t \rightarrow i} = \frac{P^{t \rightarrow i} \phi^t}{\sum_s P^{s \rightarrow i} \phi^s}, \text{ где } \phi^t = \frac{N_t}{\sum_s N_s}. \quad (3.55)$$

Здесь ϕ^t обозначает поток адронов типа t . Поток частиц, а также эффективность идентификации выше для π -мезонов, чем для K -мезонов. С этим связано различие значений их чистот.

В валентной области поток K^+ выше чем поток K^- . Это связано с тем, что K^+ содержит u -кварк, который является одним из валентных кварков в нуклоне, в то время как K^- содержит только морские кварки. Таким образом, в валентной области рождение K^- должно быть подавлено. На рис. 3.9 видно, что при больших x чистота положительных каонов $\langle Q^{K^+ \rightarrow K^+} \rangle$ больше чем для отрицательных $\langle Q^{K^- \rightarrow K^-} \rangle$. Этот эффект увеличивается с увеличением x .

Имея значения элементов матрицы P , рассчитанные в интервалах по θ и p , а также количество идентифицированных π -мезонов и K -мезонов в реак-

циях полуинклюзивного ГНР (также в интервалах по θ и p), рассчитывалось количество истинных пионов и каонов $\vec{N} = \mathbf{P}^{-1}\vec{I}$. Зная значения элементов вектора $\vec{N}$, можно рассчитать элементы матрицы чистоты $Q^{t \rightarrow i} = \frac{N_t}{I_i} P^{t \rightarrow i}$. После усреднения по θ и p в каждом x -интервале, получаем конечную матрицу $\mathbf{Q}$, которая использовалась для определения асимметрий истинных адронов как $\vec{A}^{Tr} = (\mathbf{Q}^T)^{-1} \vec{A}^{Id}$.

3.8 Результат извлечения асимметрий $A_{1,d}^{\pi+}$, $A_{1,d}^{\pi-}$, $A_{1,d}^{K+}$ и $A_{1,d}^{K-}$

На рис. 3.10 показаны результаты расчета полуинклюзивных спиновых асимметрий для заряженных пионов, $A_{1,d}^{\pi+}$ и $A_{1,d}^{\pi-}$, и каонов, $A_{1,d}^{K+}$ и $A_{1,d}^{K-}$. Инклюзивная асимметрия была поправлена на радиационные эффекты в соответствии с процедурой, описанной в разделе 3.4. Эти поправки оказались несущественными для полуинклюзивных асимметрий. Для сравнения приведены результаты, полученные в эксперименте HERMES [7]. Два набора измерений хорошо согласуются. В общей кинематической области по x статистические точности двух экспериментов сравнимы. Стоит отметить, что результаты эксперимента COMPASS находятся также и в области $x < 0.03$, не доступной измерениям HERMES. Все асимметрии, за исключением $A_{1,d}^{K-}$, достаточно похожи между собой. Эта особенность связана с использованием изоскалярной мишени из ${}^6\text{LiD}$. Асимметрия K^- совместима с нулем во всей области по x . Значения инклюзивной и полуинклюзивных асимметрий приведены с их статистическими и систематическими неопределенностями в табл. 3.4 и табл. 3.5. Корреляции между различными асимметриями в интервалах по x представлены в Табл. 3.6.

Изучение и оценка систематической неопределённости проводились теми же методами, что и для инклюзивной асимметрии (разд. 3.5.3). Полная систематическая неопределенность показана снизу каждого распределения на рис. 3.10.

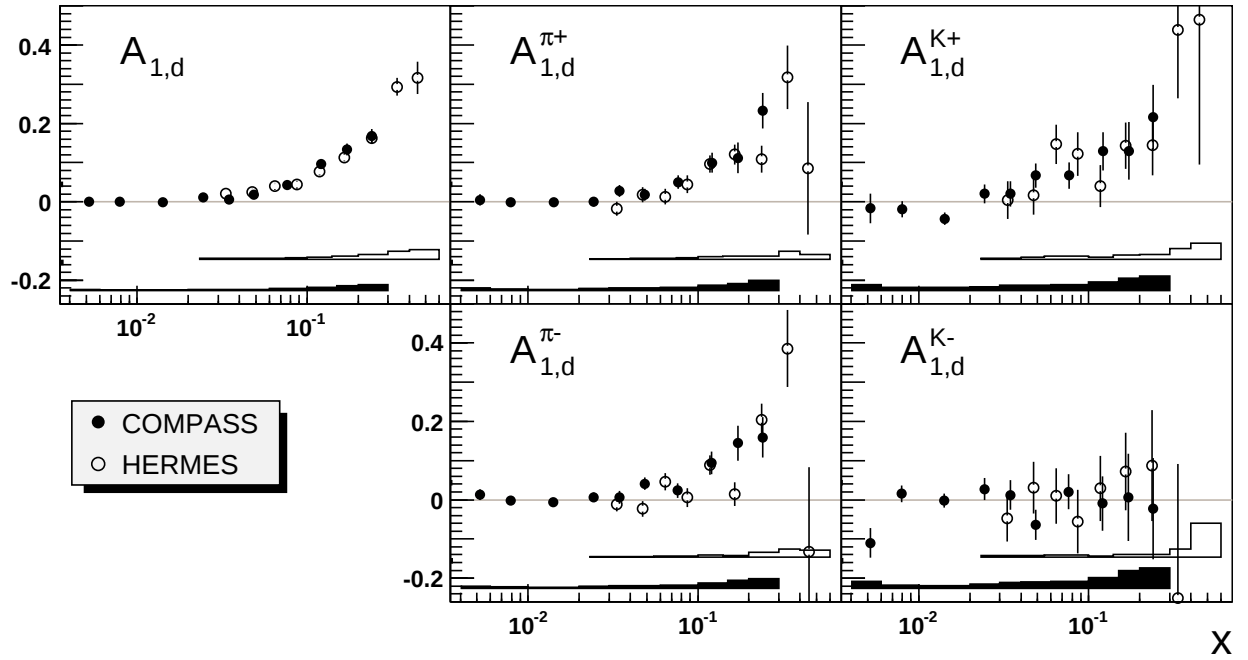


Рис. 3.10. Сравнение конечных асимметрий *COMPASS* как функции от x с результатами *HERMES* [7]. Области внизу распределений представляет систематические неопределенности.

Таблица 3.4

Инклюзивная асимметрия.

x -интервал	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ (ГэВ/с) ²	$A_{1,d} \pm \delta A_{stat} \pm \delta A_{syst}$
0.004-0.006	0.0052	1.17	$0.000 \pm 0.005 \pm 0.002$
0.006-0.010	0.0079	1.48	$-0.001 \pm 0.003 \pm 0.001$
0.010-0.020	0.0141	2.15	$-0.002 \pm 0.003 \pm 0.001$
0.020-0.030	0.0244	3.23	$0.010 \pm 0.005 \pm 0.002$
0.030-0.040	0.0346	4.33	$0.003 \pm 0.006 \pm 0.003$
0.040-0.060	0.0487	5.87	$0.016 \pm 0.006 \pm 0.003$
0.060-0.100	0.0765	8.63	$0.039 \pm 0.007 \pm 0.004$
0.100-0.150	0.121	12.9	$0.090 \pm 0.010 \pm 0.008$
0.150-0.200	0.172	17.8	$0.125 \pm 0.015 \pm 0.012$
0.200-0.300	0.240	24.9	$0.159 \pm 0.017 \pm 0.015$

Таблица 3.5

Полуинклюзивные асимметрии заряженных пионов и каонов с поправкой на эффективность детектора RICH.

$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV/c) ²	$A_{1,d}^{\pi+} \pm \delta A_{stat}^{\pi+} \pm \delta A_{syst}^{\pi+}$	$A_{1,d}^{\pi-} \pm \delta A_{stat}^{\pi-} \pm \delta A_{syst}^{\pi-}$	$A_{1,d}^{K+} \pm \delta A_{stat}^{K+} \pm \delta A_{syst}^{K+}$	$A_{1,d}^{K-} \pm \delta A_{stat}^{K-} \pm \delta A_{syst}^{K-}$
0.0052	1.16	$0.006 \pm 0.014 \pm 0.006$	$0.009 \pm 0.014 \pm 0.006$	$-0.018 \pm 0.029 \pm 0.011$	$-0.085 \pm 0.030 \pm 0.014$
0.0079	1.42	$-0.003 \pm 0.008 \pm 0.003$	$-0.002 \pm 0.008 \pm 0.003$	$-0.017 \pm 0.017 \pm 0.007$	$0.014 \pm 0.018 \pm 0.007$
0.0141	2.03	$-0.003 \pm 0.007 \pm 0.003$	$-0.007 \pm 0.007 \pm 0.003$	$-0.039 \pm 0.014 \pm 0.006$	$-0.004 \pm 0.016 \pm 0.006$
0.0244	3.19	$-0.001 \pm 0.011 \pm 0.004$	$0.006 \pm 0.012 \pm 0.005$	$0.019 \pm 0.022 \pm 0.009$	$0.025 \pm 0.026 \pm 0.010$
0.0346	4.43	$0.026 \pm 0.015 \pm 0.006$	$0.004 \pm 0.016 \pm 0.006$	$0.021 \pm 0.030 \pm 0.012$	$0.011 \pm 0.035 \pm 0.014$
0.0487	6.10	$0.016 \pm 0.015 \pm 0.006$	$0.038 \pm 0.016 \pm 0.007$	$0.066 \pm 0.029 \pm 0.011$	$-0.058 \pm 0.035 \pm 0.015$
0.0763	9.26	$0.047 \pm 0.017 \pm 0.008$	$0.019 \pm 0.018 \pm 0.007$	$0.064 \pm 0.032 \pm 0.013$	$0.014 \pm 0.041 \pm 0.017$
0.121	14.9	$0.096 \pm 0.025 \pm 0.013$	$0.088 \pm 0.028 \pm 0.013$	$0.116 \pm 0.046 \pm 0.019$	$-0.008 \pm 0.065 \pm 0.026$
0.171	22.4	$0.104 \pm 0.039 \pm 0.018$	$0.134 \pm 0.044 \pm 0.021$	$0.114 \pm 0.070 \pm 0.028$	$0.000 \pm 0.103 \pm 0.041$
0.240	32.8	$0.222 \pm 0.044 \pm 0.025$	$0.150 \pm 0.051 \pm 0.024$	$0.206 \pm 0.078 \pm 0.031$	$-0.019 \pm 0.118 \pm 0.047$

Таблица 3.6

Коэффициенты корреляции асимметрий, поправленных на эффективность $RICH$, в различных кинематических интервалах по x .

x -интервал	0.004-0.006	0.006-0.01	0.01-0.02	0.02-0.03	0.03-0.04	0.04-0.06	0.06-0.10	0.10-0.15	0.15-0.20	0.20-0.30
$A_{1,d}^{\pi^+} \& A_{1,d}$	0.29	0.34	0.39	0.42	0.43	0.44	0.44	0.44	0.43	0.43
$A_{1,d}^{\pi^-} \& A_{1,d}$	0.30	0.35	0.39	0.41	0.41	0.41	0.41	0.40	0.39	0.37
$A_{1,d}^{\pi^-} \& A_{1,d}^{\pi^+}$	0.12	0.15	0.17	0.19	0.18	0.18	0.18	0.17	0.17	0.17
$A_{1,d}^{K^+} \& A_{1,d}$	0.11	0.15	0.17	0.19	0.19	0.20	0.20	0.21	0.21	0.21
$A_{1,d}^{K^+} \& A_{1,d}^{\pi^+}$	-0.18	-0.12	-0.08	-0.06	-0.05	-0.05	-0.04	-0.03	-0.03	-0.02
$A_{1,d}^{K^+} \& A_{1,d}^{\pi^-}$	0.03	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.05	0.05
$A_{1,d}^{K^-} \& A_{1,d}$	0.11	0.14	0.16	0.16	0.16	0.16	0.15	0.14	0.14	0.13
$A_{1,d}^{K^-} \& A_{1,d}^{\pi^+}$	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03
$A_{1,d}^{K^-} \& A_{1,d}^{\pi^-}$	-0.14	-0.09	-0.05	-0.04	-0.04	-0.03	-0.03	-0.03	-0.03	-0.04
$A_{1,d}^{K^-} \& A_{1,d}^{K^+}$	0.05	0.07	0.09	0.10	0.10	0.10	0.10	0.10	0.11	0.12

ГЛАВА 4

ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СТРАННЫХ КВАРКОВ Δs

Эта глава посвящена извлечению распределений степени поляризации странных кварков Δs , получаемые в результате анализа инклюзивной A_1^d и полуинклюзивных $A_{1,d}^{\pi+}$, $A_{1,d}^{\pi-}$, $A_{1,d}^{K+}$ и $A_{1,d}^{K-}$ асимметрий. На примере извлечения Δs из асимметрии суммы заряженных каонов $A_{1,d}^{K^++K^-}$ показана зависимость $\Delta s(x)$ от функций фрагментации. В последнем разделе главы проведено сравнение распределений Δs , полученных в анализе инклюзивного и полуинклюзивного ГНР.

4.1 Получение Δs из инклюзивного μ - N рассеяния

Извлечение первого момента спинозависимой структурной функции дейтрона $\Gamma_1^d(Q^2) = \int_0^1 g_1^d(x, Q^2) dx$, который далее будет использован для получения Δs , требует приведения всех измерений структурной функции к одному значению Q_0^2 . Обозначим параметризацию структурной функции как $g_1^{fit}(x, Q^2)$, тогда значение g_1^d в Q_0^2 может быть получено следующим образом

$$g_1(x, Q_0^2) = g_1(x, Q^2) + \left[g_1^{fit}(x, Q_0^2) - g_1^{fit}(x, Q^2) \right]. \quad (4.1)$$

В анализе использовалось значение $Q_0^2 = 3(\text{ГэВ}/c)^2$, так как оно близко среднему Q^2 данных ГНР COMPASS. В качестве параметризации g_1^{fit} были использованы несколько фитов g_1 из базы данных HERDATA [13]: BB [79], GRSV [76] и LSS05 [54]. В этих параметризациях значения $g_1^d(x, Q^2)$ в области малых x близки. Результирующие значения $g_1^N = (g_1^p + g_1^n)/2$ показаны открытыми квадратами на рис. 4.1. Далее, для удобства, будет использоваться g_1^N вместо g_1^d :

$$g_1^N(x, Q^2) = g_1^d(x, Q^2)/(1 - 1.5\omega_D), \quad (4.2)$$

где $\omega_D = 0.05 \pm 0.01$ [80] - поправка на D-волновое состояние дейтрона. На рис. 4.1 можно увидеть, что кривая, соответствующая среднему трёх фитов, плохо описывает данные COMPASS при $x < 0.02$ и, следовательно, не может быть использована для оценки неизмеренной части g_1^N . По этой причине был проведён новый КХД анализ в следующем за лидирующим порядке КХД, включающий все данные $g_1(x, Q^2)$ при $Q^2 > 1(\text{ГэВ}/c^2)$ на дейтронной [7, 27, 35, 37], протонной [3, 7, 27, 35, 38] и гелиевой ^3He [34, 36, 41, 81] мише-

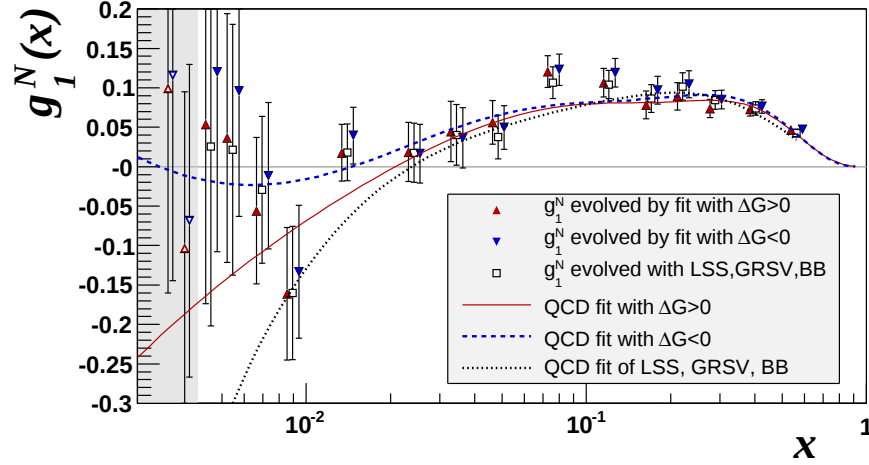


Рис. 4.1. Значения $g_1^N(x)$, полученные в анализе COMPASS при $Q^2 = 3 \text{ (ГэВ/с)}^2$. Показаны только статистические неопределённости. Для удобства презентации значения g_1^N , полученные с различными фитами, смещены по x относительно друг друга.

нях, включая данные COMPASS (табл. 4.1). Отметим, что в нашем анализе нормировка протонных данных E155 может изменяться в пределах, установленных авторами [38].

Для того, чтобы оптимизировать использование данных COMPASS в фите, все данные в каждом интервале по x табл. 3.2, за исключением последнего, были разделены на три интервала по Q^2 (рис. 4.2). Количество точек данных COMPASS использованных в фите составляет 43, полное количество точек – 230.

Вычисления функций партонных распределений (ФПР) из данных по g_1 были выполнены двумя различными программами. В первой – уравнения эволюции ДГЛАП решались в пространстве (x, Q^2) [82], во второй – в пространстве Меллиновских моментов [83]. Отличие между полученными значениями параметров ФПР не превышает одного стандартного отклонения. В обеих программах минимизация χ^2 сходится к двум различным решениям. Одно решение соответствует положительной плотности глюонного распределения $\Delta G > 0$, другое – отрицательной $\Delta G < 0$. Результаты фитирования $g_1^N(x)$ отличаются при малых x (рис. 4.1).

Новый фит выполнен в ренормализуемой и факторизуемой схеме $\overline{\text{MS}}$, в которой параметризовалось распределение спина кваркового синглета $\Delta\Sigma(x)$,

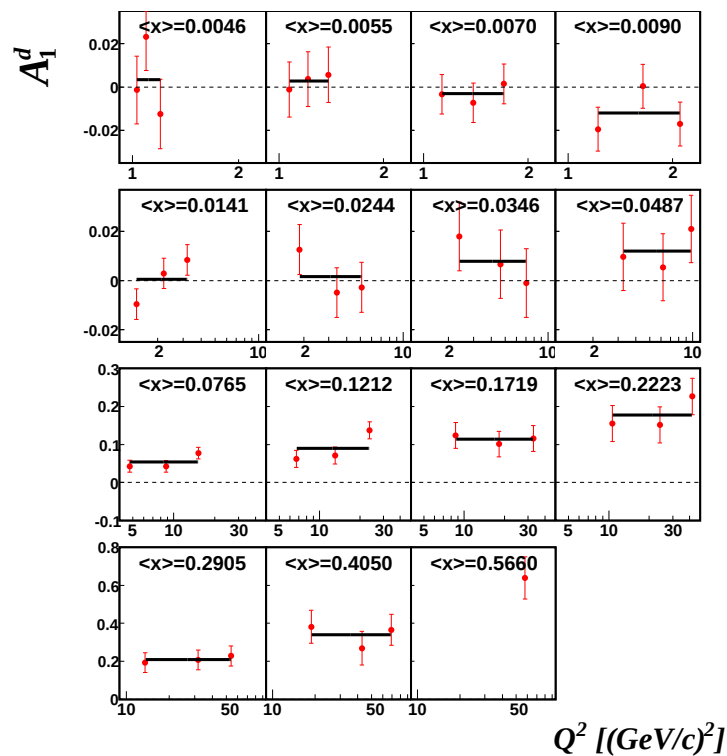


Рис. 4.2. Значения A_1^d как функция от Q^2 в интервалах по x . Сплошные линии показывают результаты аппроксимаций константой.

Таблица 4.1

Список наборов данных, использованных в КХД анализе.

Эксп.	мишень	кол-во точек	Ссылка
EMC	p	10	[3]
SMC	p	12	[27]
SMC	d	12	[27]
COMPASS	d	43	[45]
E143	p	28	[35]
E143	d	28	[35]
E155	d	24	[37]
E155	p	24	[38]
JLAB	n	3	[81]
E142	n	8	[34]
E154	n	11	[36]
HERMES	n	9	[41]
HERMES	p	9	[7]
HERMES	d	9	[7]

несинглетные распределения

$$\Delta q_3(x) = (\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x)) - (\Delta d(x) + \Delta \bar{d}(x)) , \quad (4.3)$$

$$\Delta q_8(x) = (\Delta u(x) + \Delta \bar{u}(x)) + (\Delta d(x) + \Delta \bar{d}(x)) - 2(\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x)) , \quad (4.4)$$

и распределение спина глюонов $\Delta G(x)$. Эти распределения подаются на вход программы фитирования при $Q^2 (= Q_0^2)$. Функция параметризации выглядит следующим образом:

$$\Delta F_k = \eta_k \frac{x^{\alpha_k} (1-x)^{\beta_k} (1+\gamma_k x)}{\int_0^1 x^{\alpha_k} (1-x)^{\beta_k} (1+\gamma_k x) dx} , \quad (4.5)$$

где ΔF_k представляет каждую из функций поляризованных партонных распределений ($\Delta \Sigma$, Δq_3 , Δq_8 и ΔG), а η_k является интегралом от ΔF_k . Используя ароматовую симметрию $SU(3)_f$, моменты, η_k , несинглетных распределений Δq_3 и Δq_8 можно зафиксировать константами барионного распада a_3 и a_8 (ур. 1.40 и ур. 1.41). Линейный член γx используется только для синглетного распределения. Показатель степени β_G зафиксирован, потому что точность данных недостаточна для его определения. Таким образом, остаётся 10 свободных параметров.

Результирующие значения $g_1(x, Q^2)$, рассчитанные для каждой экспериментальной точки (x_i, Q_i^2) , сравниваются с экспериментальными значениями. Оптимальные значения параметров получены при минимизации

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N=230} \frac{\left[g_1^{fit}(x_i, Q_i^2) - g_1^{exp}(x_i, Q_i^2) \right]^2}{\left[\sigma(x_i, Q_i^2) \right]^2} . \quad (4.6)$$

Здесь неопределённости σ являются статистическими для всех наборов данных, кроме протонных данных E155, где нескоррелированная часть систематической неопределённости в каждой точке добавлена в квадрате к статистической. Для того, чтобы удерживать параметры в их физической области, значение величины поляризованного странного моря $\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x) = (1/3)(\Delta \Sigma(x) - \Delta q_8(x))$ на каждом шаге проверялось на выполнение условия «положительности» $|\Delta s(x)| \leq s(x)$ при всех значениях Q^2 . Это же условие накладывается и на распределение спина глюона $\Delta G(x) \leq G(x)$. Неполаризованные распределения $s(x)$ и $G(x)$ взяты из параметризации MRST [84]. Процедура ведёт к асимметричным неопределённостям параметров, если фитированное значение близко к допустимому пределу.

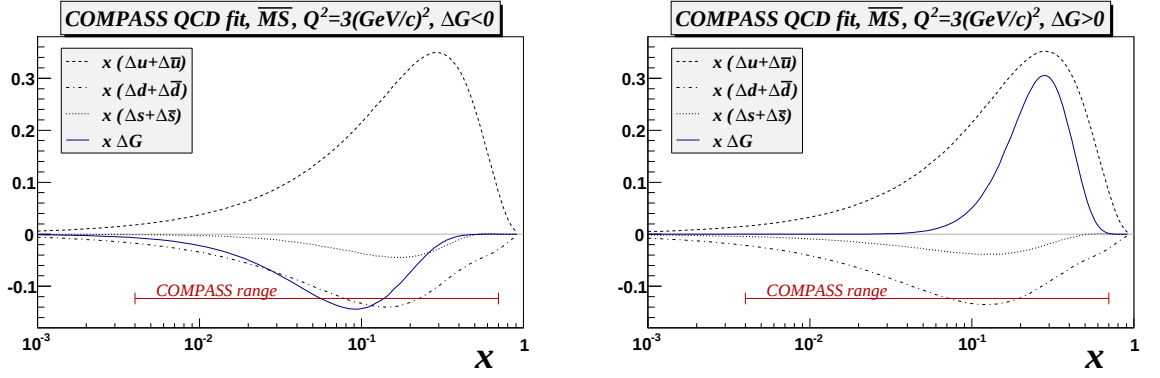


Рис. 4.3. Распределения $x(\Delta u + \Delta \bar{u})$, $x(\Delta d + \Delta \bar{d})$, $x(\Delta s + \Delta \bar{s})$ и $x\Delta G$, соответствующие фитам с $\Delta G < 0$ (слева) и $\Delta G > 0$ (справа) при $Q^2 = 3$ (ГэВ/с)².

Две дополнительные точки на рисунке при $x < 0.004$ и $Q^2 > 0.7(\text{ГэВ/с})^2$, не использовались в фите, так как лежат за пределами выбранной в нашем анализе области ГНР. Однако видно, что даже если точки будут включены в фит, слишком большие неопределённости не позволят выбрать одно из двух возможных решений.

Интеграл от $g_1^N(x)$ в области измерения получен из экспериментальных значений, приведённых к фиксированному Q_0^2 и усреднённых по двум фитам. В табл. 4.2 приведены значения первого момента $\Gamma_1^N(Q_0^2 = 3 (\text{ГэВ/с})^2)$, полученные в различных кинематических областях по x . Значения в первой строчке являются результатами, полученными из различных параметризаций и проинтегрированные по области измерения COMPASS. Вторая и третья строки показывают соответствующие вклады от области больших и малых x . Учитывая вклады от параметризаций в неизмеренных областях при малых и больших x , было получено:

$$\Gamma_1^N(Q^2 = 3 (\text{ГэВ/с})^2) = 0.050 \pm 0.003(\text{стат.}) \pm 0.003(\text{эвол.}) \pm 0.005(\text{сист.}). \quad (4.7)$$

Доминирующей является систематическая неопределённость, включающая неопределённость измерения поляризации мишени, неопределённость расчёта поляризации пучка и коэффициента дилуции. Неопределённость, связанная с экстраполяцией (эволюцией) ФПР к Q_0^2 , определяется разницей между результатами двух фитов.

Для сравнения приведём результат SMC [27] при $Q^2 = 10 (\text{ГэВ/с})^2$

$$\Gamma_{1,SMC}^N = 0.021 \pm 0.007(\text{стат.}) \pm 0.014(\text{эвол.}) \pm 0.003(\text{сист.}). \quad (4.8)$$

Результат COMPASS для первого момента Γ_1^N при $Q^2 = 10 (\text{ГэВ/с})^2$ равен $0.051 \pm 0.003(\text{стат.}) \pm 0.002(\text{эвол.}) \pm 0.005(\text{сист.})$. Различие между результата-

Таблица 4.2

Первые моменты $\Gamma_1^N(Q_0^2=3 \text{ (ГэВ/с)}^2)$ в различных кинематических областях.

Область по x	Данные COMPASS, приведённые к $Q^2 = 3 \text{ (ГэВ/с)}^2$			
	с помощью параметризаций		Анализ COMPASS [82, 83]	
	BB [79]	LSS [54]	$\Delta G > 0$	$\Delta G < 0$
[0.004, 0.7]	0.0455	0.0469	0.0469	0.0511
[0.7, 1]	0.0014	0.0008	0.0011	0.0010
[0, 0.004]	-0.0040	-0.0029	-0.0014	0.0004
[0, 1]	0.0430	0.0448	0.0466	0.0525

ми измерений SMC и COMPASS отражает тот факт, что данные COMPASS не уходят в область отрицательных значений $g_1^d(x, Q_0^2)$ при малых x . Как следствие, существенно уменьшается отрицательный вклад в Γ_1^N от области $(0, 0.004)$. Согласно результатам COMPASS, доля Γ_1^N , вычисленная в кинематической области измерения, составляет 98%. Т.е. вклад от неизмеренной области составляет всего 2% от Γ_1^N против 50%, как было получено в анализе SMC [85].

Первый момент Γ_1^N представляет особый интерес, так как позволяет рассчитать синглетный матричный элемент аксиального тока a_0 , который в кварк-партонной модели определяет вклад кварков в спин нуклона. В следующем за лидирующим порядке КХД запишем

$$\Gamma_1^N(Q^2) = \frac{1}{9} \left(1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} + \mathcal{O}(\alpha_s^2) \right) \left(a_0(Q^2) + \frac{1}{4} a_8 \right). \quad (4.9)$$

Используя результат COMPASS (ур. 4.7) и значение a_8 , полученное из β -распада гиперонов в предположении $SU(3)_f$ симметрии ароматов ($a_8 = 0.585 \pm 0.025$ [47]) при значении $\alpha_s(M_z^2) = 0.1187 \pm 0.005$ [26], получим:

$$a_0(Q^2=3 \text{ (ГэВ/с)}^2) = 0.35 \pm 0.03 \text{ (стат.)} \pm 0.05 \text{ (сист.)} . \quad (4.10)$$

В систематическую неопределённость включены неопределённости, связанные с приведением значений g_1^d к общему Q_0^2 , и систематическая неопределённость для результатов по g_1^d . Первый момент распределения странных кварков представляет собой линейную комбинацию a_0 и a_8 :

$$\Delta s + \Delta \bar{s} = \frac{1}{3} (a_0 - a_8) = -0.08 \pm 0.01 \text{ (стат.)} \pm 0.02 \text{ (сист.)} . \quad (4.11)$$

Соотношение между Γ_1^N и a_0 можно также переписать для значения матричного элемента a_0 в пределе $Q^2 \rightarrow \infty$. Следуя обозначениям из [86], введём «шляпку» для коэффициентов C_1^S и a_0 :

$$\Gamma_1^N(Q^2) = \frac{1}{9} \hat{C}_1^S(Q^2) \hat{a}_0 + \frac{1}{36} C_1^{NS}(Q^2) a_8. \quad (4.12)$$

Коэффициенты $\hat{C}_1^S$ и C_1^{NS} были посчитаны в пертурбативной КХД до третьего порядка $\alpha_s(Q^2)$:

$$\hat{C}_1^S(Q^2) = 1 - 0.33333 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right) - 0.54959 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 - 4.44725 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 \quad (4.13)$$

$$C_1^{NS}(Q^2) = 1 - \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right) - 3.5833 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 - 20.2153 \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3. \quad (4.14)$$

С α_s , извлеченной в том же порядке, получим

$$\hat{a}_0 = 0.33 \pm 0.03(\text{стат.}) \pm 0.05(\text{сист.}) . \quad (4.15)$$

Следует отметить, что данные были приведены к общему Q^2 , основываясь на результаты фита в следующем за лидирующим порядком КХД. Выбор Q^2 близкого к среднему значению данных произведён для минимизации эффекта эволюции результатов приведённых ранее. Первый момент распределения поляризации странного кварка в пределе $Q^2 \rightarrow \infty$ равен:

$$(\Delta s + \Delta \bar{s})_{Q^2 \rightarrow \infty} = \frac{1}{3}(\hat{a}_0 - a_8) = -0.08 \pm 0.01(\text{стат.}) \pm 0.02(\text{сист.}). \quad (4.16)$$

Этот результат получен в предположении $SU(3)_f$ симметрии ароматов. Нарушение симметрии на 20% [57] сместит значение $\Delta s + \Delta \bar{s}$ на ± 0.04 .

4.2 Извлечение Δs из полуинклюзивного μ - N рассеяния

В представленном анализе использовались только дейтронные данные. Следовательно, из измеренных асимметрий (рис. 3.10) можно извлечь только суммы, $\Delta u_v + \Delta d_v$ и $\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}$. В силу изоспиновой симметрии вклады от u и d кварков разделить невозможно. В предположении независимой кварковой фрагментации в адроны спиновые асимметрии можно записать в терминах ФПР ($q(x, Q^2)$, $\Delta q(x, Q^2)$) и ФФ $D_q^h(z, Q^2)$ [5], следующим образом:

$$A_{1,d} = \frac{5(\Delta u_v + \Delta d_v) + 10(\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}) + 4\Delta s}{5(u_v + d_v) + 10(\bar{u} + \bar{d}) + 2(s + \bar{s})}, \quad (4.17)$$

$$A_d^h = \frac{D_1(\Delta u_v + \Delta d_v) + D_2(\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}) + D_3\Delta s}{D_1(u_v + d_v) + D_2(\bar{u} + \bar{d}) + 2(D_s^h s + D_{\bar{s}}^h \bar{s})}, \quad (4.18)$$

где

$$\begin{aligned} D_1 &= 4D_u^h + D_d^h, \\ D_2 &= 4D_u^h + D_d^h + 4D_{\bar{u}}^h + D_{\bar{d}}^h, \\ D_3 &= 2(D_s^h + D_{\bar{s}}^h). \end{aligned}$$

В представленном анализе использовались два важных предположения:

- Симметрично поляризованное странное море $\Delta s(x) \equiv \Delta \bar{s}(x)$. В принципе, имея измеренные асимметрии заряженных каонов $A_d^{K^+}$ и $A_d^{K^-}$, можно извлечь отдельно Δs и $\Delta \bar{s}$, но точность данных не позволяет сделать это на имеющейся статистике.
- Все асимметрии предполагаются независимыми от Q^2 . Это позволяет упростить процедуру приведения партонных плотностей к общему Q^2 для расчёта их первых моментов.

Ур. 4.17 и 4.18 можно переписать в матричном виде:

$$\vec{A} = \mathbf{B} \Delta \vec{q}, \quad \text{где} \quad \begin{cases} \vec{A} = (A_1^d, A_d^{\pi^+}, A_d^{\pi^-}, A_d^{K^+}, A_d^{K^-}) \\ \Delta \vec{q} = (\Delta u_v + \Delta d_v, \Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}, \Delta s) \end{cases}. \quad (4.19)$$

Здесь $\mathbf{B}$ – матрица размерностью (5×3) , которая зависит только от неполяризованных ФПР и ФФ. Таким образом, для каждого интервала по x мы имеем систему из 5 линейных уравнений с 3 неизвестными параметрами.

4.2.1 Выбор функций фрагментации В анализе использовались неполяризованные ФПР из MRST [84] и параметризация ФФ DSS [87] в лидирующем порядке (ЛП) КХД. Параметризация DSS является результатом анализа, включающего данные по инклюзивному рождению пионов и каонов в e^+e^- аннигиляции, данные по полуинклюзивному ГНР HERMES и данные протон-протонных столкновений. Тот факт, что в анализе DSS использовались данные HERMES, даёт возможность разделения ароматов при малых значениях Q^2 .

Для исследования зависимости значений поляризованных партонных распределений $(\Delta u_v + \Delta d_v, \Delta \bar{u} + \Delta \bar{d} \text{ и } \Delta s)$ от ФФ также рассчитывались их значения с использованием ФФ EMC [88]. В отличие от других параметризаций, полученных в глобальных анализах, включающих все экспериментальные результаты (например, DSS), функции фрагментаций EMC были извлечены

с использованием данных только эксперимента ЕМС. Эта параметризация основана на ранних измерениях фрагментации u кварка в $\pi^{+,-}$, $K^{+,-}$, p и $\bar{p}$, проведённых коллаборацией ЕМС [88]. Таким образом, в параметризации ЕМС использовалась только фрагментация нестранных кварков. Кроме того, в анализе ЕМС для сокращения числа функций фрагментации дополнительно вводилось предположение, что $D_{\bar{s}}^{K^+} = D_u^{\pi^+}$. Зависимость функций фрагментации от Q^2 не обсуждалась. Полученные в ЕМС функции фрагментации ранее были использованы в анализе полуинклюзивных данных СМС [6], где также накладывались условия изоспиновой симметрии, симметрии зарядового сопряжения и равенства недоминантных фрагментаций. Значения, приведённые ниже, получены при интегрировании по области кинематической переменной z от 0.2 до 1 (взяты из [89]):

Доминантные ФФ:

$$\begin{aligned} D_u^{\pi^+} &= D_{\bar{u}}^{\pi^-} = D_d^{\pi^-} = D_{\bar{d}}^{\pi^+} = D_s^{K^-} = D_{\bar{s}}^{K^+} = 0.375 \pm 0.007, \\ D_u^{K^+} &= D_{\bar{u}}^{K^-} = 0.110 \pm 0.006. \end{aligned}$$

Недоминантные ФФ:

$$\begin{aligned} D_u^{\pi^-} &= D_{\bar{u}}^{\pi^+} = D_d^{\pi^+} = D_{\bar{d}}^{\pi^-} = D_s^{\pi^+} = D_{\bar{s}}^{\pi^-} = D_s^{\pi^-} = D_{\bar{s}}^{\pi^+} = 0.193 \pm 0.006, \\ D_u^{K^-} &= D_{\bar{u}}^{K^+} = D_d^{K^+} = D_{\bar{d}}^{K^-} = D_{\bar{d}}^{K^+} = D_d^{K^-} = D_{\bar{d}}^{K^-} = D_s^{K^+} = D_{\bar{s}}^{K^-} = 0.038 \pm 0.003. \end{aligned}$$

Главным отличием DSS от ЕМС является существенно увеличенный вклад $s(\bar{s})$ кварка в рождение $K^-(K^+)$: отношение $D_{\bar{s}}^{K^+}/D_u^{K^+}$, равное 3.4 для значений ЕМС, возрастает до 6.6 в DSS. Важность этого отношения при извлечении поляризации странного кварка можно ясно увидеть, если представить асимметрию A^h как сумму поляризаций кварков и чистот $\mathcal{P}_q^h$:

$$A^h(x) = \sum_{q=u_v+d_v,\bar{u}+\bar{d},s} \mathcal{P}_q^h(x) \frac{\Delta q(x)}{q(x)}, \text{ где } \mathcal{P}_q^h(x) = \frac{e_q^2 q(x) D_q^h}{\sum_{q'} e_{q'}^2 q'(x) D_{q'}^h}. \quad (4.20)$$

$\mathcal{P}_q^h$ соответствует вкладу кварка q в неполяризованное сечение адрона h . Значения $\mathcal{P}_q^h$ в зависимости от x показаны на рис. 4.4. Три набора точек соответствуют трём параметризациям функций фрагментации: DSS, ЕМС и KRE [90]. Чистоты для инклюзивной реакции и для рождения пионов почти не зависят от использованной параметризации. В противоположность этому, для рожденных каонов значения $\mathcal{P}_q^K$ очень разные. Фрагментация странного кварка в адроны примерно в два раза больше в параметризации DSS по сравнению с ЕМС и в 3 – 4 раза больше по сравнению с параметризацией

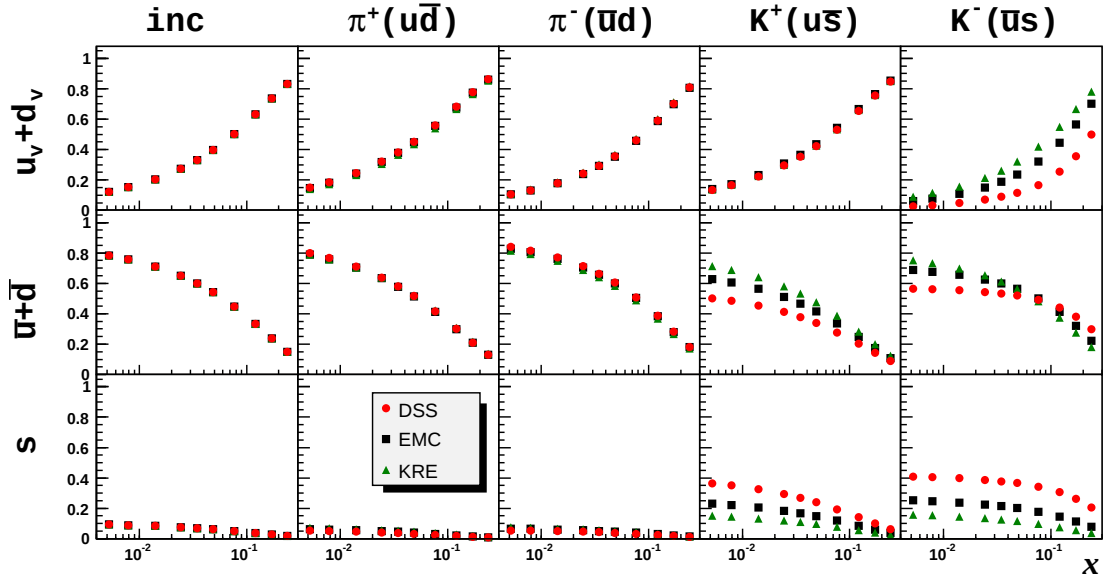


Рис. 4.4. $\mathcal{P}_q^h$, относительный вклад кварка q в неполяризованное сечение адрона h (см. ур. 4.20). Три набора точек соответствуют трём параметризациям функций фрагментаций DSS [87], EMC [88] и KRE [90]. Для неполяризованных функций партонных распределений в расчётах использовалась параметризация MRST04 [84].

KRE. Статистическая точность результирующего Δs пропорциональна ФФ странного (анти-) кварка. Поэтому при использовании DSS следует ожидать статистическую неопределённость Δs примерно в два раза меньше, чем при использовании ФФ EMC.

Что касается параметризаций ФФ, основанных исключительно на данных e^+e^- аннигиляции, то существующая параметризация функций фрагментации HKNS [91] не описывает отношения отрицательных и положительных адронов, наблюдаемых в данных COMPASS. Это ранее было уже показано в работе коллаборации COMPASS [92] для параметризации KRE. Таким образом результаты, основанные только на данных e^+e^- столкновений, не применимы в кинематической области представленного в диссертации анализа. Данная проблема является следствием того, что не существует способа разделения фрагментаций кварков и антикварков в аннигиляционных процессах. Следовательно, в этих случаях необходимо использовать какие-то модели. Кроме того область значений Q^2 в коллайдерных экспериментах на два порядка выше, чем в COMPASS. Это вносит дополнительную неопределённость, связанную с экстраполяцией ФФ в кинематическую область COMPASS. Все эти причины делают KRE, АКК [93], ККР [94] и HKNS менее надёжными для представленного анализа чем DSS и EMC.

4.2.2 Фит в лидирующем порядке Чтобы решить задачу нахождения поляризованных кварковых распределений, используется метод наименьших квадратов, который обеспечивает единственное, несмещённое решение с минимальной дисперсией. Параметром, который должен быть минимизирован, является

$$\chi^2 = (\vec{A} - \mathbf{B}\Delta\vec{q})^T \text{Cov}_A^{-1} (\vec{A} - \mathbf{B}\Delta\vec{q}). \quad (4.21)$$

Значение $\Delta\vec{q}$, которое соответствует минимальному χ^2 , равно

$$\Delta\vec{q} = (\mathbf{B}^T \text{Cov}_A^{-1} \mathbf{B})^{-1} \mathbf{B}^T \text{Cov}_A^{-1} \vec{A}. \quad (4.22)$$

Применяя общую формулу для вычисления погрешности, получим ковариационную матрицу:

$$\text{Cov}_q = \left[(\mathbf{B}^T \text{Cov}_A^{-1} \mathbf{B})^{-1} \mathbf{B}^T \text{Cov}_A^{-1} \right] \text{Cov}_A \left[(\mathbf{B}^T \text{Cov}_A^{-1} \mathbf{B})^{-1} \mathbf{B}^T \text{Cov}_A^{-1} \right]^T. \quad (4.23)$$

Это выражение может быть упрощено до

$$\text{Cov}_q = (\mathbf{B}^T \text{Cov}_A^{-1} \mathbf{B})^{-1}. \quad (4.24)$$

Так как в этом фите на параметры не накладываются ограничения, число степеней свободы равно разнице между числом измерений и неизвестных параметров: $ndf = 5 - 3 = 2$.

Полная ковариационная матрица асимметрий состоит из двух членов:

$$\text{Cov}_A = \text{Cov}_A^{stat} + \text{Cov}_A^{syst}. \quad (4.25)$$

Первая матрица соответствует статистическим неопределённостям. Вторая матрица записана для вкладов, соответствующих неопределённостям поляризаций пучка и мишени, коэффициентам дилуции и деполяризации. Она также включает оценку верхнего предела эффектов, зависящих от времени (A_{false}). Было обнаружено, что эта переменная, при включении в фит, ведёт к смещению результата. Если увеличить вклад от Cov_A^{syst} на фактор 100, значения $\Delta u_v + \Delta d_v$ уменьшаются. И наоборот, при увеличении вклада Cov_A^{stat} , значения не изменяются. Ввиду этого, систематические неопределённости асимметрий не использовались при фитировании (ур. (4.21,4.22)). Они использовались только для пропагации систематической ошибки в Cov_q ур. (4.23).

Система решена отдельно для каждого x -интервала. Среднее значение отношения χ^2/ndf для 10 интервалов (10 независимых фитов) близко к единице. Для извлечения партонных распределений из измеренных асимметрий в последние были включены две поправки $A_{1d} \equiv A_{1d}/(c_1 c_2)$. Первая, $c_1 = 1 - 1.5\omega_D$, рассчитывалась для вклада D -волнового состояния дейтрона ($\omega_D = 0.05 \pm 0.01$ [80]). Вторая поправка связана с отношением $R = \sigma_L/\sigma_T$, которое в лидирующем порядке КХД равно нулю. Однако неполяризованные партонные распределения были получены из распределений F_2 , в которых величина $R = \sigma_L/\sigma_T$ отлична от нуля [28]. Кроме того, в настоящем анализе предполагалось, что значение R одно и то же для инклюзивных и полуинклюзивных реакций. Таким образом, одна и та же поправка, $c_2 = 1 + R(x, Q^2)$, использовалась для всех асимметрий.

Результаты фита, полученные с двумя наборами ФФ, показаны на рис. 4.5. Для сравнения на рисунке также показаны кривые, соответствующие параметризации поляризованных партонных распределений DNS [95]. Как валентное, так и распределение нестранных морских кварков хорошо совместимы с кривой DNS. Отличие наблюдается только для распределения странных кварков. Форма кривой $x\Delta s$ является типичной для КХД фитов структурной функции $g_1(x, Q^2)$. Кривая имеет минимум в области средних x ($x \approx 0.2$). В полуинклюзивных измерениях COMPASS при использовании ФФ DSS подобного поведения не наблюдается. В то же время при использовании ФФ ЕМС неопределённости слишком велики, поэтому нельзя сделать какое-либо заключение о знаке или величине Δs .

Коэффициенты корреляций между поляризованными кварковыми распределениями показаны на рис. 4.6. Можно видеть, что корреляции между плотностями нестранных кварков $\Delta u_v + \Delta d_v$ и $\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}$ большие и отрицательные. Этот факт можно объяснить высокой точностью значений инклюзивной асимметрии A_1^d . Коэффициент при Δs в ур. (4.17) меньше, чем коэффициенты при других ФПР. Таким образом, уравнение для A_1^d хорошо фиксирует сумму нестранных плотностей и заставляет их антикоррелировать. Или другими словами, если рассеяние происходит не на валентном кварке, то взаимодействие с большей вероятностью случается на $\bar{u}$ или $\bar{d}$, потому что вероятность взаимодействия с s кварком подавлена малым значением его заряда.

Значения первых моментов $\Delta u_v + \Delta d_v$, $\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}$ и Δs приведены в табл. 4.3. Степень поляризации валентных кварков находится в хорошем согласии со значением, полученным в предыдущем анализе COMPASS для «разност-

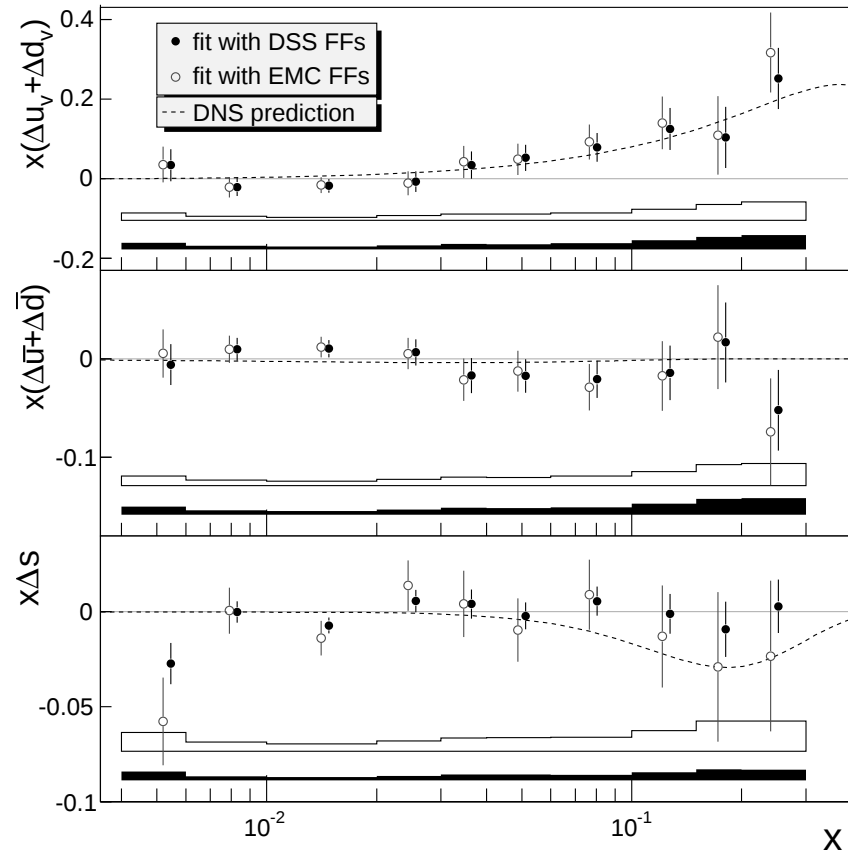


Рис. 4.5. Распределения кварковых спиральностей, извлеченные при общем значении $Q^2 = 3(\text{ГэВ}/c)^2$ как функция от x для двух наборов функций фрагментаций (DSS и EMC). Внизу каждого распределения представлены систематические неопределённости. Закрашенные маркеры соответствуют функциям поляризованных партонных распределений, полученных с DSS параметризацией функций фрагментаций. Открытые маркеры получены с EMC параметризацией функций фрагментаций. Кривая представляет параметризацию поляризованных партонных распределений DNS в лидирующем порядке КХД [95].

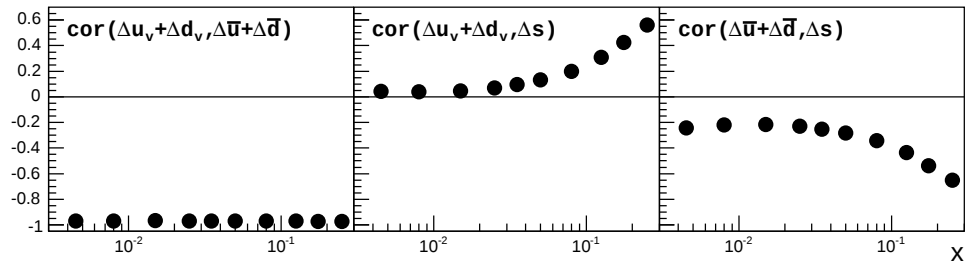


Рис. 4.6. Коэффициенты корреляции функций партонных распределений, полученные в фите как функция от x с DSS параметризацией.

ных» асимметрий неидентифицированных адронов $(0.26 \pm 0.07 \pm 0.04)$ при $Q_0^2 = 10(\text{ГэВ}/c)^2$ [92]. Переход от $Q_0^2 = 3 (\text{ГэВ}/c)^2$ к $Q_0^2 = 10 (\text{ГэВ}/c)^2$ мало изменяет результат.

Значение и статистическая неопределённость первого момента степени поляризации странного кварка Δs в области измерения $0.004 < x < 0.3$ при $Q^2 = 3 (\text{ГэВ}/c)^2$ зависит от выбора функции фрагментаций и составляет

$$\Delta s = -0.01 \pm 0.01 (\text{стат.}) \pm 0.01 (\text{сист.}) \quad (4.26)$$

для параметризации ФФ DSS и

$$\Delta s = -0.05 \pm 0.03 (\text{стат.}) \pm 0.01 (\text{сист.}) \quad (4.27)$$

при использовании ФФ EMC.

Распределения кварковых спиральностей, полученные с функциями фрагментаций DSS, показаны в зависимости от x на рис. 4.7. Значения валентного распределения, полученные из разностных асимметрий неидентифицированных адронов [92], приведены для сравнения. Результаты обоих анализов находятся в очень хорошем согласии и имеют примерно одинаковые статистические неопределённости. Последние являются следствием того, что при анализе разностной асимметрии использовалась частичная статистика данных (без данных 2006), вошедших в анализ данной работы, но без применения идентификации адронов. Для сравнения также показаны результаты HERMES [7]. Согласие между двумя экспериментами очень хорошее. Заметим, что распределения спиральностей HERMES были получены с функциями фрагментаций, извлеченными из генератора Монте-Карло. Это делает сравнение немного затруднительным, потому что анализ в этом случае нельзя отнести к сделанному в лидирующем порядке или в следующем за лидирующим порядком КХД: некоторые эффекты высших порядков включены, а некоторые другие нет.

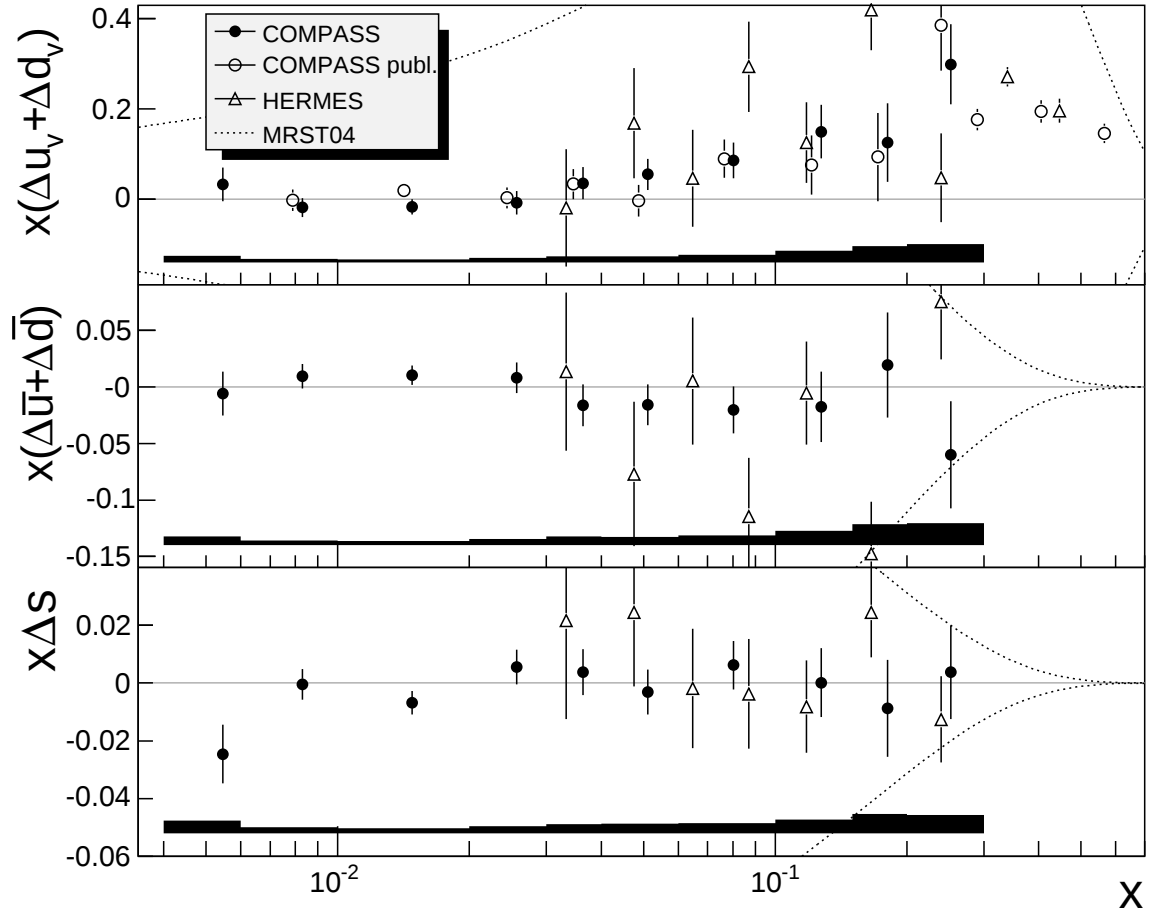


Рис. 4.7. Распределения кварковых спиральностей $x\Delta q(x, Q_0^2)$, извлечённые при общем значении $Q_0^2 = 3 \text{ (ГэВ/с)}^2$ с функциями фрагментаций DSS. Точечная кривая представляет неполяризованную параметризацию MRST04 [84]. Для сравнения приведены результаты COMPASS [92], полученные из анализа разностных асимметрий заряженных адронов без идентификации, и результаты HERMES [7]. Область снизу представляет систематические неопределённости измерений COMPASS, описанных в данной работе.

Таблица 4.3

Оценки первых моментов $\Delta u_v + \Delta d_v$, $\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}$ и Δs из данных COMPASS, SMC [6], HERMES [7] и также из DNS фита в ЛП [95], ограниченные областью каждого эксперимента. Результаты SMC были получены в предположении $SU(3)_f$ симметричного моря: $\Delta \bar{u} = \Delta \bar{d} = \Delta \bar{s}$.

		SMC	HERMES	COMPASS	
x -область		0.003 – 0.7	0.023 – 0.6	0.004 – 0.3	
Q^2 [ГэВ ²]		10	2.5	3	
Неполяризованные ФПР		GRV94 & CTEQ 3L	CTEQ 5L	MRST04	
FF		EMC	MC's purities	DSS	EMC
$\Delta u_v + \Delta d_v$	Exp.Val.	$0.26 \pm 0.21 \pm 0.11$	$0.43 \pm 0.07 \pm 0.06$	$0.28 \pm 0.06 \pm 0.03$	$0.32 \pm 0.08 \pm 0.03$
	DNS	0.386	0.363	0.225	
$\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}$	Exp.Val.	$0.02 \pm 0.08 \pm 0.06$	$-0.06 \pm 0.04 \pm 0.03$	$-0.03 \pm 0.03 \pm 0.01$	$-0.03 \pm 0.04 \pm 0.02$
	DNS	-0.009	-0.005	-0.009	
$\Delta s \equiv \Delta \bar{s}$	Exp.Val.	$0.01 \pm 0.04 \pm 0.03$	$0.014 \pm 0.016 \pm 0.004$	$-0.01 \pm 0.01 \pm 0.01$	$-0.05 \pm 0.03 \pm 0.01$
	DNS	-0.038	-0.038	-0.035	

4.3 Извлечение Δs из асимметрии заряженных каонов

Изучим более детально зависимость $\Delta s(x)$ от выбора параметризации ФФ. Не будем учитывать пионные асимметрии, так как вклад от них в статистическую точность $\Delta s(x)$ пренебрежимо мал. Также не будем учитывать знак адрона и рассмотрим асимметрию всех заряженных каонов $A_{1,d}^{K^++K^-}$. Эта асимметрия является производной от каонных асимметрий $A_{1,d}^{K^+}$ и $A_{1,d}^{K^-}$, которые складываются с весами, соответствующими усреднённым по спину сечениям K^+ и K^-

$$A_{1,d}^{K^++K^-} = \frac{\sigma^{K^+} A_{1,d}^{K^+} + \sigma^{K^-} A_{1,d}^{K^-}}{\sigma^{K^+} + \sigma^{K^-}}. \quad (4.28)$$

В лидирующем порядке КХД отношение сечений $\sigma^{K^-}/\sigma^{K^+}$ зависит только от неполяризованных ФПР и от отношений недоминантной к доминантной, R_{UF} , и странной к доминантной, R_{SF} , функций фрагментации:

$$R_{UF} = \frac{\int D_d^{K^+}(z)dz}{\int D_u^{K^+}(z)dz}, \quad R_{SF} = \frac{\int D_s^{K^+}(z)dz}{\int D_u^{K^+}(z)dz}, \quad (4.29)$$

которые при $Q^2 = 3$ (ГэВ/с)² для DSS равны 0.13 и 6.6, а для EMC 0.35 и 3.4, соответственно. Значения асимметрии, показанные на рис. 4.8, были получены с ФПР MRST и ФФ DSS. Отметим, что они хорошо согласуются с приведёнными на этом же рисунке результатами измерений HERMES [7].

Для изоскалярной мишени асимметрия заряженных каонов и инклюзивная асимметрия могут быть записаны в лидирующем порядке (ЛП) как

$$A_{1,d}^{K^++K^-} = \xi \frac{\Delta Q + \alpha \Delta s}{Q + \alpha s}, \quad A_{1,d} = \xi \frac{\Delta Q + \frac{4}{5} \Delta s}{Q + \frac{4}{5} s} \quad (4.30)$$

где $\xi = c_1 \cdot c_2$, а $\Delta Q(x)$ – степень поляризации легких нестранных кварков

$$\Delta Q = \Delta u_v + \Delta d_v + 2(\Delta \bar{u} + \Delta \bar{d}) \quad (4.31)$$

и множитель α , который зависит только от ФФ (ур. 4.29)

$$\alpha = (2R_{UF} + 2R_{SF})/(2 + 3R_{UF}). \quad (4.32)$$

Учитывая близкие значения асимметрий $A_{1,d}^{K^++K^-}$ и $A_{1,d}$, получим формулу для поляризации странных кварков:

$$\frac{\Delta s}{s} = \frac{1}{\xi} \left[A_{1,d} + (A_{1,d}^{K^++K^-} - A_{1,d}) \frac{Q/s + \alpha}{\alpha - 0.8} \right]. \quad (4.33)$$

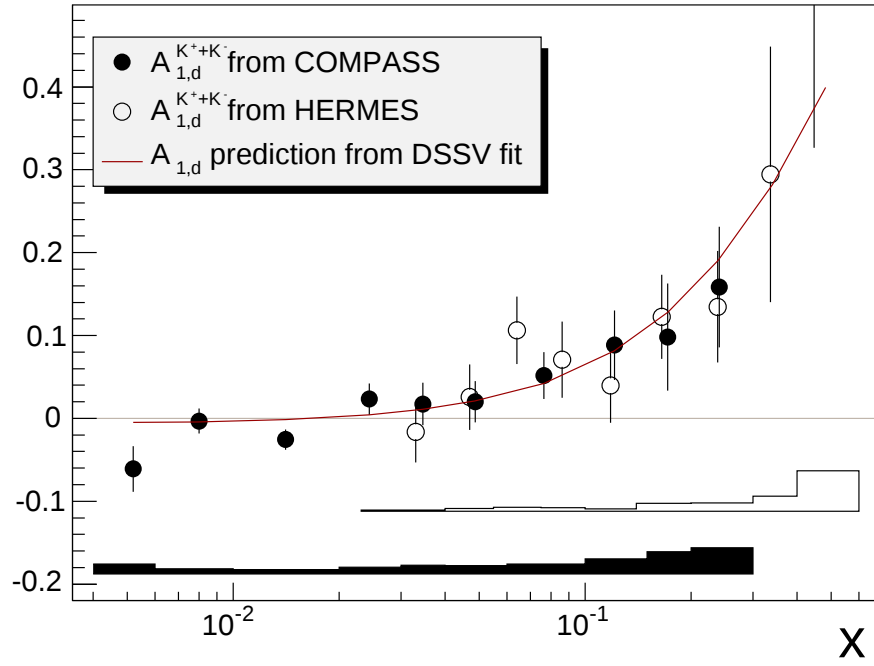


Рис. 4.8. Асимметрия заряженных каонов $A_{1,d}^{K^+K^-}$, рассчитанная из $A_{1,d}^{K^+}$ и $A_{1,d}^{K^-}$. Веса, с которыми складываются асимметрии, полученные из сечений с помощью ФПР MRST и ФФ DSS. Для сравнения также приведены результаты HERMES [7]. Кривая, представляющая собой параметризацию инклюзивной асимметрии $A_{1,d}$, была получена с помощью DSSV [55].

Здесь $Q(x)$ и $s(x)$ – независящие от спина плотности нестранных и странных кварков, соответственно. Значения $\Delta s(x)$, рассчитанные по этой формуле практически равны тем, которые были получены с использованием метода наименьших квадратов (рис. 4.5¹), но статистические неопределённости немного больше, так как пионные асимметрии не используются.

Из ур. (4.33) следует, что в случае, когда $A_{1,d}^{K^+K^-}$ точно равна $A_{1,d}$, спиральность странного кварка не зависит от ФФ, и её первый момент в области измерений мал и положителен ($\Delta s \approx 0.009$). Основную зависимость Δs от ФФ определяет отношение R_{SF} , которое появляется только в числителе α (ур. 4.32). Из ур. 4.33 следует, что отрицательное значение Δs в области малых x , где $A_{1,d} \approx 0$, может быть получено только в случае отрицательных значений $A_{1,d}^{K^+K^-}$, а для того чтобы получить отрицательное значение Δs в области больших x , каонная асимметрия должна быть заметно меньше инклюзивной.

На рис. 4.8 показана параметризация $A_{1,d}(x)$ из анализа DSSV [55]. Видно, что в области $0.03 < x < 0.3$ точки COMPASS, также как и точки HERMES,

¹На рисунке показаны результаты анализа DNS [95], в котором использовались полуинклюзивные асимметрии. Однако тот факт, что в DNS использовалась параметризация ФФ KRE [90], делал вклад полуинклюзивных асимметрий в точность определения Δs несущественным.

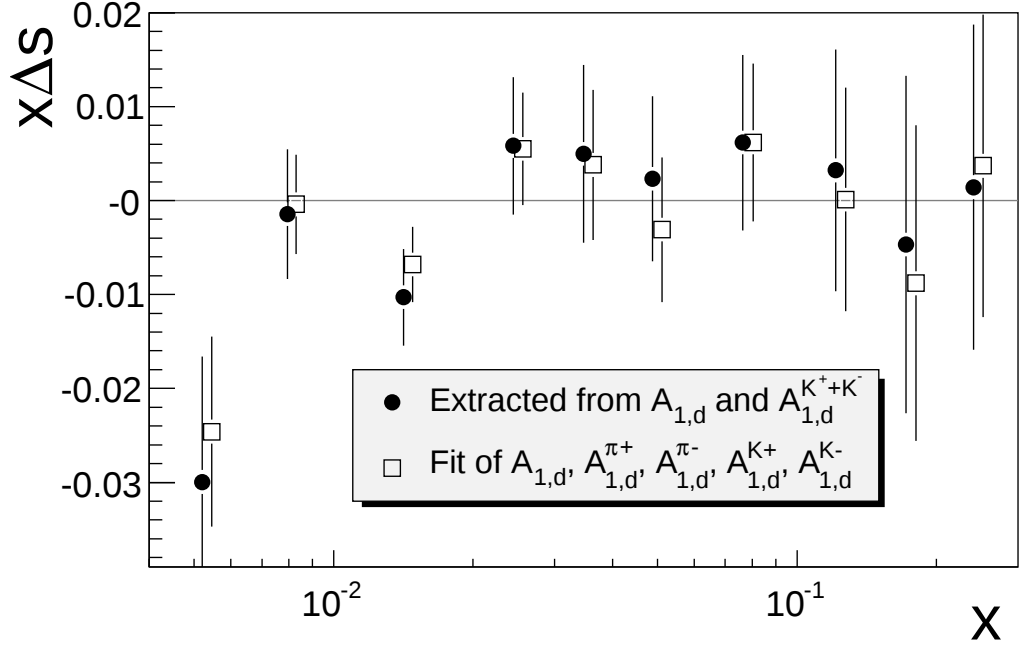


Рис. 4.9. Распределение спина странного кварка $x\Delta s(x)$ при $Q^2 = 3 (\text{ГэВ}/c)^2$, полученное из инклюзивной асимметрии $A_{1,d}$ и асимметрии заряженных каонов $A_{1,d}^{K^+K^-}$ при использовании ФФ DSS (закрашенные кружки). Для сравнения также показаны результаты анализа методом наименьших квадратов (открытые квадраты).

равномерно статистически распределены вокруг кривой, и нет систематических отклонений. Следовательно, нет причин для значительного отрицательного значения Δs в этой области, в противоположность к предсказаниям большинства фитов инклюзивных данных. Однако отметим, что в области малых x имеются два измерения $A_{1,d}^{K^+K^-}$, которые отличаются от нуля на несколько стандартных отклонений (см. рис. 4.8). Это даёт основание полагать, что Δs может быть отрицательным в области малых x , где измерения отсутствуют. К такому же выводу, например, приходят авторы параметризации DSSV [55] (см. обсуждение в разделе 4.4).

На рис. 4.10 показана зависимость первого момента Δs (интегрирование производилось по кинематической области измерений) от R_{SF} . Видно, что для $R_{SF} \gtrsim 5$ значение Δs близко к нулю и больше, чем полный момент, полученный в инклюзивном анализе (ур. 4.11). Вклад от области $x > 0.3$ ограничен «условием положительности», $|\Delta s(x)| \leq s(x)$, и не может превышать 0.003 по абсолютному значению. Поэтому в принципе, любое отличие между измеренным и полным моментами может быть компенсировано неучтённым вкладом в области малых x . Так, к примеру, может быть в случае ФФ DSS, когда $R_{SF} = 6.6$. Отличие измеренного и полного моментов не превышает два стандартных отклонения, поэтому нельзя сделать однозначное заключение,

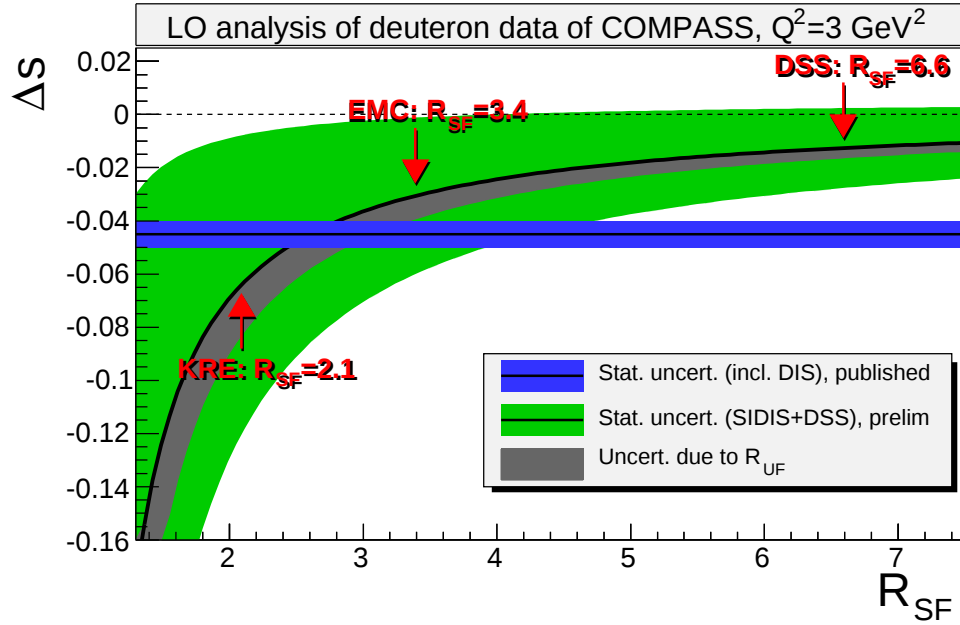


Рис. 4.10. Интеграл Δs по измеренной области x , как функция от отношения R_{SF} для R_{UF} фиксированного при значении DSS равном 0.13 (толстая сплошная линия). Светло-серая область показывает статистическую неопределённость. Заштрихованная часть внутри неё соответствует эффекту увеличения R_{UF} до 0.35 (значение EMC). Горизонтальная полоса представляет полный момент Δs , рассчитанный из первого момента $g_1^d(x)$ (ур. 4.16). Значения R_{SF} , соответствующие DSS [87], EMC [88] и KRE [90] параметризациям $\Phi\Phi$ указаны стрелочками.

основываясь только на данных COMPASS [96]. Тем не менее, как следует из рис. 4.8, данные HERMES [7] приводят к похожим результатам.

В обратном случае, когда $R_{SF} \lesssim 4$, асимметрия $A_{1,d}^{K^++K^-}$ гораздо менее чувствительна к Δs , потому что величина $D_{\bar{s}}^{K^+}$ мала. Так будет, например, в случае использования $\Phi\Phi$ EMC и параметризаций таких как KRE [90].

Таким образом, наш анализ ясно показывает, что расчёт Δs нуждается в точных значениях отношений R_{UF} и R_{SF} .

4.4 Сравнение с последними параметризациями Δs

Значение Δs было получено двумя методами: с помощью правила сумм Эллиса-Джаффе (ур. 4.11, инклюзивные данные) и в анализе полуинклюзивных асимметрий (ур. 4.26). Анализируя только инклюзивные данные, получаем отрицательные значения $\Delta s(x)$ во всем кинематическом диапазоне по x . В области $x \approx 0.1 - 0.3$ значения $\Delta s(x)$ – минимальны. В анализе полуинклюзивных асимметрий распределение $\Delta s(x)$ сравнимо с нулем во всем интервале измерений и имеет тенденцию к отрицательным значениям в области малых $x < 0.01$ (рис. 4.5).

Рассмотрим как проблема несоответствия инклюзивных и полуинклюзивных данных была решена двумя группами физиков: Д.де Флориан, Р.Сассот, М.Стратманн и В.Вогельсанг (DSSV [8]), а также А.Н.Сисакьяном, О.Ю.Шевченко и О.Н.Ивановым (SSI [97]).

Как в DSSV, так и в SSI расчеты проводились в схеме $\overline{MS}$, а решение уравнений ДГЛАП находилось в пространстве Меллиновских моментов. Для анализа адронных асимметрий в качестве параметризации функций фрагментации использовалась DSS [87]. В обоих анализах, так же как и в данной диссертации, делалось предположение $\Delta s(x) \equiv \Delta \bar{s}(x)$. На данный момент статистическая точность не позволяет различить странные кварки и анти-кварки. Хотя заметим, что это равенство является исключительно предположением. Никаких теоретических условий на равенство $\Delta s(x)$ и $\Delta \bar{s}(x)$ не существует. К примеру, в киральной кварк-солитонной модели (χQSM) спин переносится кварками $\Delta s \approx -0.1$, а анти-кварки неполяризованы $\Delta \bar{s} \approx 0$ [98]. Единственное ограничение на абсолютную величину спиральности странного моря следует из «условия положительности»: $|\Delta s(x)| < s(x)$.

В параметризации SSI использовались все те же данные по измерениям инклюзивных асимметрий, представленные в таблице 4.1 (232 точки), а также адронные асимметрии, измеренные в экспериментах HERMES и COMPASS (202 точки). Итого 434 точки.

Так как параметризация DSSV более ранняя, в ней не использовались адронные асимметрии COMPASS, представленные в данной диссертации. Кроме того в отличие от SSI, в DSSV были включены данные коллайдерных экспериментов PHENIX и STAR (ускорительный комплекс RICH, лаборатория BNL, США), где измерялись спиновые асимметрии сечений рассеяния поляризованных пучков протонов. Эти данные играют решающую роль в определении распределения глюонов. Однако их вклад в ошибку распределений кварков пренебрежимо мал. Итого в анализе DSSV использовались 476 точек.

В DSSV использовалась более «гибкая», по сравнению с анализом COMPASS, функциональная форма кварковых распределений:

$$x\Delta f_i(x) = N_i x^{\alpha_i} (1-x)^{\beta_i} (1 + \gamma_i \sqrt{x} + \eta_i x) \quad (4.34)$$

где $\Delta f_i(x)$ любое из пяти распределений кварков $\Delta u + \Delta \bar{u}$, $\Delta d + \Delta \bar{d}$, $\Delta \bar{u}$, $\Delta \bar{d}$, Δs или распределение глюонов ΔG . При фитировании часть параметров была зафиксирована. Например $\beta_{\bar{u}} = \beta_{\bar{d}} = \beta_s = \beta_G = 10$, а в случае странных

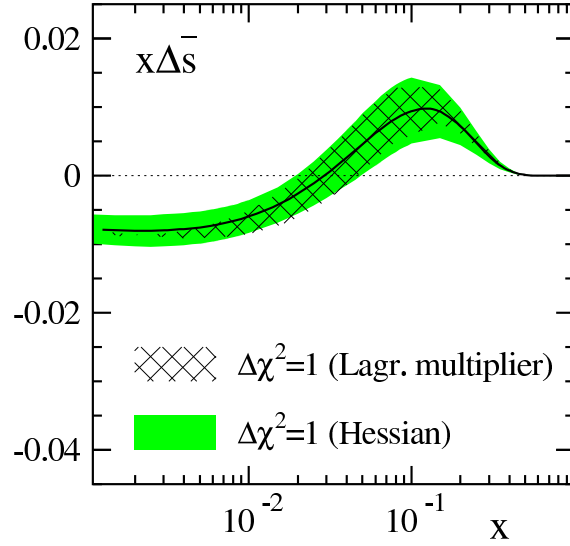


Рис. 4.11. Распределение спиральности странных кварков $x\Delta\bar{s}(x)$, полученное в анализе DSSV при $Q^2 = 10 \text{ (ГэВ/с)}^2$ [8].

кварков опускался член с параметром γ_s , т.е. функция $\Delta s(x)$ может изменить знак не более одного раза. В итоге число свободных параметров равнялось 19.

На рис. 4.11 показано распределение $\Delta s(x)$ при $Q^2 = 10 \text{ (ГэВ/с)}^2$. В интервале $0.03 < x < 1$ $\Delta s(x)$ больше нуля. Это в основном связано с каонными асимметриями HERMES, которые использовались в этом анализе. Для того чтобы удовлетворить правилу сумм (симметрия $SU(3)_f$), распределение должно обладать компенсирующим отрицательным поведением в области $0 < x < 0.03$. Таким образом, реализован сценарий с изменением знака в распределении.

В SSI старались придерживаться параметризации, которая использовалась в фите инклюзивных данных (см раздел 4.1). А именно параметризовались линейные комбинации кварковых плотностей $\Delta\Sigma$, Δq_3 , Δq_8 , $\Delta u + \Delta\bar{u}$, $\Delta d + \Delta\bar{d}$ и распределение глюонов ΔG . В этом случае спиральность странных кварков

$$\Delta s \equiv \Delta\bar{s} = \frac{1}{6}(\Delta\Sigma - \Delta q_8), \quad (4.35)$$

где $\Delta\Sigma$ и Δq_8 задаются следующим образом:

$$\Delta\Sigma(x) = \eta_{\Delta\Sigma} \frac{x^{\alpha_{\Delta\Sigma}} (1-x)^{\beta_{\Delta\Sigma}}}{\int_0^1 x^{\alpha_{\Delta\Sigma}} (1-x)^{\beta_{\Delta\Sigma}} dx}, \quad (4.36)$$

$$\Delta q_8(x) = \eta_{\Delta q_8} \frac{x^{\alpha_{\Delta q_8}} (1-x)^{\beta_{\Delta q_8}} (1 + \gamma_{\Delta q_8} x + \delta_{\Delta q_8} \sqrt{x})}{\int_0^1 x^{\alpha_{\Delta q_8}} (1-x)^{\beta_{\Delta q_8}} (1 + \gamma_{\Delta q_8} x + \delta_{\Delta q_8} \sqrt{x}) dx}. \quad (4.37)$$

Таким образом $\Delta q_8(x)$, и как следствие $\Delta s(x)$, может менять знак дважды. Распределение спиральности странных кварков, полученное в результате фита, показано на рис. 4.12. Авторы параметризации отмечают, что после включения в фит дейтронных данных COMPASS [96], значение χ^2/ndf уменьшается тогда, когда $\Delta s(x)$ меняет знак дважды.

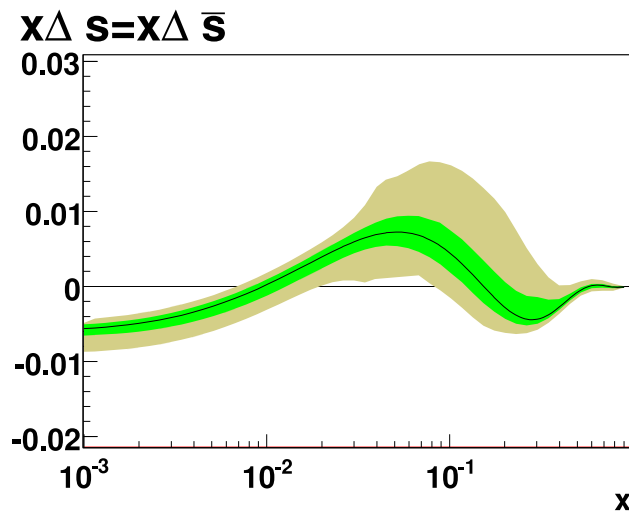


Рис. 4.12. Аппроксимация функции $\Delta s(x)$, полученная в анализе SSI [97]. Показаны также неопределённости, рассчитанные для $\Delta\chi^2 = 1$ (внутренняя область) и $\Delta\chi^2 = 18.065$ (внешняя область).

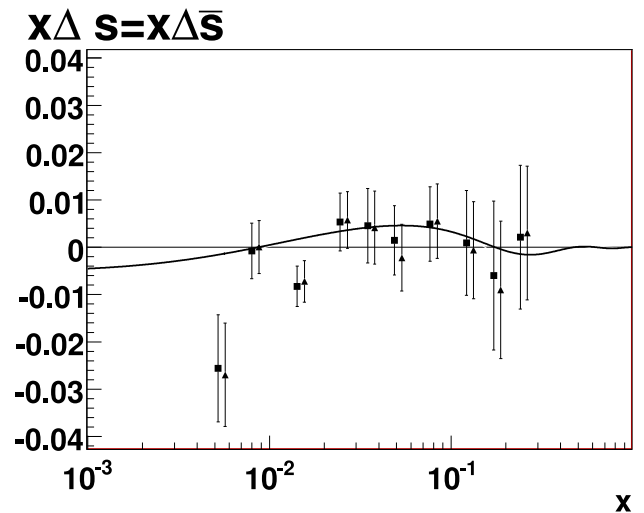


Рис. 4.13. Полученная в следующем за лидирующем порядке параметризация Δs (сплошная линия) в сравнении с результатами COMPASS, полученными в ЛП КХД (точки с неопределёнными), $Q^2 = 3 \text{ (ГэВ/с)}^2$ (взято из [97]).

Сравнение результатов анализа SSI с соответствующими результатами прямого извлечения Δs в ЛП, представленного в разделе 4.2, показано на рис. 4.13. Наблюдается схожее поведение $\Delta s(x)$ в обоих случаях. Однако отметим, что данное сравнение носит скорее качественный характер, так как сравниваются результаты в лидирующем порядке (ЛП) и в следующем за лидирующем порядке (СЛП) теории возмущения КХД. Как отмечают авторы параметризации SSI, результаты ЛП и СЛП не должны отличаться слишком сильно.

Подведем итог. Проблема несоответствия результатов анализа инклюзивных и полуинклюзивных данных была решена группами DSSV и SSI с помощью введения знакопеременной параметризации странного моря. Таким образом, в области средних x спиральность странных кварков положительная (условие продиктовано каонными асимметриями HERMES и COMPASS). Отрицательное значение полного момента достигается за счет области малых x . К сожалению, экспериментальная проверка данного предположения требует

существенного увеличения энергии пучка и представляется возможной только при использовании коллайдеров с поляризованными пучками электронов и адронов.

ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Из экспериментальных данных по ГНР извлечены спиновые асимметрии A_1^d , $A_{1,d}^{\pi^+}$, $A_{1,d}^{\pi^-}$, $A_{1,d}^{K^+}$ и $A_{1,d}^{K^-}$ и структурная функция дейтрона g_1^d в кинематической области измерения $x \in [0.004; 0.7]$ и $Q^2 > 1$ (ГэВ/с)².
2. Впервые получены результаты по полуинклюзивным спиновым асимметриям для заряженных пионов, $A_{1d}^{\pi^+}$ и $A_{1d}^{\pi^-}$, и каонов, $A_{1d}^{K^+}$ и $A_{1d}^{K^-}$, на дейтроне для области $0.004 < x < 0.03$.
3. Из первого момента структурной функции g_1^d определён полный суммарный вклад легких кварков

$$\Delta\Sigma = 0.35 \pm 0.03 \text{ (стат.)} \pm 0.05 \text{ (сист.)}$$

и вклад странных кварков

$$\Delta s + \Delta\bar{s} = \frac{1}{3}(a_0 - a_8) = -0.08 \pm 0.01 \text{ (стат.)} \pm 0.02 \text{ (сист.)}$$

в спин нуклона при $Q_0^2 = 3$ (ГэВ/с)².

4. Выполнен анализ инклюзивных и полуинклюзивных реакций ГНР, включающий фит инклюзивной асимметрии и асимметрий рождения заряженных пионов и каонов в лидирующем порядке теории возмущений КХД. Получена зависимость вклада в спин нуклона странных Δs и нестранных валентных и морских кварков $\Delta u_v + \Delta d_v$ и $\Delta\bar{u} + \Delta\bar{d}$, соответственно от бьёркеновской переменной x , а также величина первого момента поляризации странных кварков в кинематической области измерений $0.004 < x < 0.3$ при $Q_0^2 = 3$ (ГэВ/с)², равная

$$\Delta s = -0.01 \pm 0.01 \text{ (стат.)} \pm 0.01 \text{ (сист.)} .$$

5. Используя различные параметризации функций фрагментации кварков показано, что значение первого момента Δs чувствительно к величине отношения фрагментации странного кварка к фрагментации u -кварка в положительнозаряженные K -мезоны $\int D_{\bar{s}}^{K^+}(z)dz / \int D_u^{K^+}(z)dz$. В частности, при использовании функций фрагментации кварков DSS значение Δs в кинематической области $0.004 < x < 0.3$ в два раза меньше, чем при использовании функций фрагментации кварков EMC.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. V.Yu.Alexakhin, ..., E.Zemlyanichkina, ... [COMPASS collaboration], “The deuteron spin-dependent structure function $g_1(d)$ and its first moment”, Phys. Lett. **B647** (2007) 8
2. M.Alekseev, ..., E.Zemlyanichkina, ... [COMPASS collaboration], “Flavour Separation of Helicity Distributions from Deep Inelastic Muon-Deuteron Scattering”, Phys. Lett. **B680** (2009) 217
3. E.Zemlyanichkina (for the COMPASS Collaboration), “Valence quark helicity distribution from COMPASS”, ISHEPP XIX (2008), Dubna, Proceedings of the XIX International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, E1,2-2008-188, Vol.2, 101
4. E.Zemlyanichkina (for the COMPASS Collaboration), “Measurement of the longitudinal spin structure of the proton at COMPASS”, Proceedings of XVIII International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, POS(DIS 2010)254

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. Yu. Alexakhin et al. The deuteron spin-dependent structure function $g_1(d)$ and its first moment. *Phys. Lett.*, B647:8–17, 2007.
2. John R. Ellis and Robert L. Jaffe. A Sum Rule for Deep Inelastic Electroproduction from Polarized Protons. *Phys. Rev.*, D9:1444, 1974.
3. J. Ashman et al. An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarized muons on polarized protons. *Nucl. Phys.*, B328:1, 1989.
4. A. Airapetian et al. Precise determination of the spin structure function $g(1)$ of the proton, deuteron and neutron. *Phys. Rev.*, D75:012007, 2007.
5. R. D. Field and R. P. Feynman. A parametrization of the properties of quark jets. *Nucl. Phys.*, B136:1, 1978.
6. B. Adeva et al. Polarised quark distributions in the nucleon from semi-inclusive spin asymmetries. *Phys. Lett.*, B420:180–190, 1998.
7. A. Airapetian et al. Quark helicity distributions in the nucleon for up, down, and strange quarks from semi-inclusive deep-inelastic scattering. *Phys. Rev.*, D71:012003, 2005.
8. Daniel de Florian, Rodolfo Sassot, Marco Stratmann, and Werner Vogelsang. Extraction of Spin-Dependent Parton Densities and Their Uncertainties. *Phys. Rev.*, D80:034030, 2009.
9. John R. Ellis, Dmitri Kharzeev, and Aram Kotzinian. The Proton spin puzzle and lambda polarization in deep inelastic scattering. *Z. Phys.*, C69:467–474, 1996.
10. Stephen F. Pate. Determination of the strange form factors of the nucleon from νp , $\bar{\nu} p$, and parity-violating $e(\text{pol.}) p$ elastic scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 92:082002, 2004.
11. Stephen F. Pate, David W. McKee, and Vassili Papavassiliou. Strange Quark Contribution to the Vector and Axial Form Factors of the Nucleon: Combined Analysis of G0, HAPPEX, and Brookhaven E734 Data. *Phys. Rev.*, C78:015207, 2008.

12. John R. Ellis, Keith A. Olive, and Christopher Savage. Hadronic Uncertainties in the Elastic Scattering of Supersymmetric Dark Matter. *Phys. Rev.*, D77:065026, 2008.
13. HEP Databases. <http://durpdg.dur.ac.uk/HEPDATA/pdf.html>.
14. M. Anselmino, A. Efremov, and E. Leader. The theory and phenomenology of polarized deep inelastic scattering. *Phys. Rept.*, 261:1–124, 1995.
15. Pervez Hoodbhoy, R. L. Jaffe, and Aneesh Manohar. Novel Effects in Deep Inelastic Scattering from Spin 1 Hadrons. *Nucl. Phys.*, B312:571, 1989.
16. A. Airapetian et al. First measurement of the tensor structure function b_1 of the deuteron. *Phys. Rev. Lett.*, 95:242001, 2005.
17. Jr. Callan, Curtis G. and David J. Gross. High-energy electroproduction and the constitution of the electric current. *Phys. Rev. Lett.*, 22:156–159, 1969.
18. J. J. Aubert et al. Measurement of the deuteron structure function F_2 and a comparison of proton and neutron structure. *Phys. Lett.*, B123:123, 1983.
19. A. C. Benvenuti et al. A High Statistics Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ and R from Deep Inelastic Muon Scattering at High Q^2 . *Phys. Lett.*, B223:485, 1989.
20. M. R. Adams et al. Proton and deuteron structure functions in muon scattering at 470-GeV. *Phys. Rev.*, D54:3006–3056, 1996.
21. M. Arneodo et al. Measurement of the proton and the deuteron structure functions, $F_2(p)$ and $F_2(d)$. *Phys. Lett.*, B364:107–115, 1995.
22. L. W. Whitlow, E. M. Riordan, S. Dasu, Stephen Rock, and A. Bodek. Precise measurements of the proton and deuteron structure functions from a global analysis of the SLAC deep inelastic electron scattering cross-sections. *Phys. Lett.*, B282:475–482, 1992.
23. A. Aktas et al. Measurement of the proton structure function F_2 at low Q^2 in QED Compton scattering at HERA. *Phys. Lett.*, B598:159–171, 2004.
24. S. Chekanov et al. Measurement of the neutral current cross section and F_2 structure function for deep inelastic e^+p scattering at HERA. *Eur. Phys. J.*, C21:443–471, 2001.

25. J. Breitweg et al. Measurement of the proton structure function F_2 at very low Q^{*2} at HERA. *Phys. Lett.*, B487:53–73, 2000.
26. C. Amsler et al. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B667:1, 2008.
27. B. Adeva et al. Spin asymmetries $a(1)$ and structure functions g_1 of the proton and the deuteron from polarized high energy muon scattering. *Phys. Rev.*, D58:112001, 1998.
28. K. Abe et al. Measurements of $R = \sigma(L)/\sigma(T)$ for $0.03 < x < 0.1$ and fit to world data. *Phys. Lett.*, B452:194–200, 1999.
29. Jiro Kodaira, Satoshi Matsuda, Ken Sasaki, and T. Uematsu. QCD Higher Order Effects in Spin Dependent Deep Inelastic Electroproduction. *Nucl. Phys.*, B159:99, 1979.
30. J. Kodaira, S. Matsuda, T. Muta, K. Sasaki, and T. Uematsu. QCD Effects in Polarized Electroproduction. *Phys. Rev.*, D20:627, 1979.
31. V. N. Gribov and L. N. Lipatov. Deep inelastic $e p$ scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 15:438–450, 1972.
32. Yuri L. Dokshitzer. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e^+ e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. *Sov. Phys. JETP*, 46:641–653, 1977.
33. Guido Altarelli and G. Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl. Phys.*, B126:298, 1977.
34. P. L. Anthony et al. Deep Inelastic Scattering of Polarized Electrons by Polarized ^3He and the Study of the Neutron Spin Structure. *Phys. Rev.*, D54:6620–6650, 1996.
35. K. Abe et al. Measurements of the proton and deuteron spin structure functions g_1 and g_2 . *Phys. Rev.*, D58:112003, 1998.
36. K. Abe et al. Precision determination of the neutron spin structure function $g_1(n)$. *Phys. Rev. Lett.*, 79:26–30, 1997.
37. P. L. Anthony et al. Measurement of the deuteron spin structure function $g_1(d)(x)$ for $1-(\text{GeV}/c)^{*2} < Q^{*2} < 40-(\text{GeV}/c)^{*2}$. *Phys. Lett.*, B463:339–345, 1999.

38. P. L. Anthony et al. Measurements of the Q^{*2} dependence of the proton and neutron spin structure functions $g_1(p)$ and $g_1(n)$. *Phys. Lett.*, B493:19–28, 2000.
39. X. Zheng et al. Precision measurement of the neutron spin asymmetries and spin-dependent structure functions in the valence quark region. *Phys. Rev.*, C70:065207, 2004.
40. A. Airapetian et al. Measurement of the proton spin structure function $g_1(p)$ with a pure hydrogen target. *Phys. Lett.*, B442:484–492, 1998.
41. K. Ackerstaff et al. Measurement of the neutron spin structure function $g_1(n)$ with a polarized He-3 internal target. *Phys. Lett.*, B404:383–389, 1997.
42. K. V. Dharmawardane et al. Measurement of the x - and Q^2 -Dependence of the Asymmetry A_1 on the Nucleon. *Phys. Lett.*, B641:11–17, 2006.
43. J. Ashman et al. A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function $g(1)$ in deep inelastic muon proton scattering. *Phys. Lett.*, B206:364, 1988.
44. B. Adeva et al. Spin asymmetries $A(1)$ of the proton and the deuteron in the low x and low Q^{*2} region from polarized high energy muon scattering. *Phys. Rev.*, D60:072004, 1999.
45. E. S. Ageev et al. Measurement of the spin structure of the deuteron in the DIS region. *Phys. Lett.*, B612:154–164, 2005.
46. C. Caso et al. Review of particle physics. *Eur. Phys. J.*, C3:1–794, 1998.
47. Y. Goto et al. Polarized parton distribution functions in the nucleon. *Phys. Rev.*, D62:034017, 2000.
48. S. A. Larin. The Next-to-leading QCD approximation to the Ellis-Jaffe sum rule. *Phys. Lett.*, B334:192–198, 1994.
49. J. D. Bjorken. Applications of the Chiral $U(6) \times (6)$ Algebra of Current Densities. *Phys. Rev.*, 148:1467–1478, 1966.
50. S. Eidelman et al. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B592:1, 2004.

51. M. G. Alekseev et al. The Spin-dependent Structure Function of the Proton g_1^p and a Test of the Bjorken Sum Rule. *Phys. Lett.*, B690:466–472, 2010.
52. А.Н. Сиссакян, О. Ю. Шевченко, and О. Н. Иванов. КХД-анализ экспериментальных данных по процессам поляризованного глубоконеупругого рассеяния. *Физика Элементарных Частиц и Атомного Ядра*, т. 39, вып. 5, 2008.
53. M. Hirai and S. Kumano. Determination of gluon polarization from deep inelastic scattering and collider data. *Nucl. Phys.*, B813:106–122, 2009.
54. Elliot Leader, Aleksander V. Sidorov, and Dimiter B. Stamenov. Longitudinal polarized parton densities updated. *Phys. Rev.*, D73:034023, 2006.
55. Daniel de Florian, Rodolfo Sassot, Marco Stratmann, and Werner Vogelsang. Global Analysis of Helicity Parton Densities and Their Uncertainties. *Phys. Rev. Lett.*, 101:072001, 2008.
56. S. E. Kuhn, J. P. Chen, and E. Leader. Spin Structure of the Nucleon - Status and Recent Results. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 63:1–50, 2009.
57. Elliot Leader and Dimiter B. Stamenov. Can the polarization of the strange quarks in the proton be positive? *Phys. Rev.*, D67:037503, 2003.
58. A. Airapetian et al. Measurement of Parton Distributions of Strange Quarks in the Nucleon from Charged-Kaon Production in Deep-Inelastic Scattering on the Deuteron. *Phys. Lett.*, B666:446–450, 2008.
59. Aram Kotzinian. Polarized SIDIS: Comment on purity method for extraction of polarized quark distributions. *Phys. Lett.*, B552:172–176, 2003.
60. Aram Kotzinian. LEPTO and polarized SIDIS. *Eur. Phys. J.*, C44:211, 2005.
61. P. Abbon et al. The COMPASS Experiment at CERN. *Nucl. Instrum. Meth.*, A577:455–518, 2007.
62. N. Doble, L. Gatignon, G. von Holtey, and F. Novoskoltsev. The Upgraded muon beam at the SPS. *Nucl. Instrum. Meth.*, A343:351–362, 1994.
63. *The Principles of Nuclear Magnetism*. The Clarendon Press, Oxford, 1961.

64. J. Ball. Thirty years of research with lithium compounds in Saclay. *Nucl. Instrum. Meth.*, A526:7–11, 2004.
65. Stephen L. Bueltmann et al. A study of lithium deuteride as a material for a polarized target. *Nucl. Instrum. Meth.*, A425:23–36, 1999.
66. E. Albrecht et al. COMPASS RICH-1. *Nucl. Instrum. Meth.*, A504:354–355, 2003.
67. E. Albrecht et al. Status and characterisation of COMPASS RICH-1. *Nucl. Instrum. Meth.*, A553:215–219, 2005.
68. C. Bernet et al. The COMPASS trigger system for muon scattering. *Nucl. Instrum. Meth.*, A550:217–240, 2005.
69. *CORAL web page: <http://coral.web.cern.ch/coral>.*
70. V. Yu. Aleksakhin, Y. Bedfer, S. Gerasimov, and A. Yu. Korzenev. Geometrical event reconstruction in the COMPASS experiment. *Phys. Part. Nucl. Lett.*, 4:350–362, 2007.
71. D. Yu. Bardin and N. M. Shumeiko. On the Weak Neutral Current and Electromagnetic Correction Effects on the Quantities Measured in Deep Inelastic Lepton+- n Scattering. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 29:499, 1979.
72. A. A. Akhundov, D. Yu. Bardin, and N. M. Shumeiko. Electromagnetic Corrections to the Deep Inelastic mu p Scattering at High-Energies. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 26:660, 1977.
73. T. V. Kukhto and N. M. Shumeiko. RADIATIVE EFFECTS IN DEEP INELASTIC SCATTERING OF POLARIZED LEPTONS BY POLARIZED NUCLEONS. *Nucl. Phys.*, B219:412–436, 1983.
74. I. V. Akushevich and N. M. Shumeiko. Radiative effects in deep inelastic scattering of polarized leptons by polarized light nuclei. *J. Phys.*, G20:513–530, 1994.
75. Alessandro Bravar, Krzysztof Kurek, and Roland Windmolders. POLDIS: A Monte Carlo for polarized (semi-inclusive) deep inelastic scattering. *Comput. Phys. Commun.*, 105:42–61, 1997.

76. M. Gluck, E. Reya, M. Stratmann, and W. Vogelsang. Models for the polarized parton distributions of the nucleon. *Phys. Rev.*, D63:094005, 2001.
77. M. Gluck, E. Reya, and A. Vogt. Dynamical parton distributions revisited. *Eur. Phys. J.*, C5:461–470, 1998.
78. P. L. Anthony et al. Precision measurement of the proton and deuteron spin structure functions g_2 and asymmetries $A(2)$. *Phys. Lett.*, B553:18–24, 2003.
79. J. Blumlein and H. Bottcher. QCD analysis of polarized deep inelastic scattering data and parton distributions. *Nucl. Phys.*, B636:225–263, 2002.
80. R. Machleidt, K. Holinde, and C. Elster. The bonn meson exchange model for the nucleon nucleon interaction. *Phys. Rept.*, 149:1–89, 1987.
81. Jian Zheng et al. Study of Hot Electrons by Measurement of Optical Emission from the Rear Surface of a Metallic Foil Irradiated with Ultraintense Laser Pulse. *Phys. Rev. Lett.*, 92:165001, 2004.
82. B. Adeva et al. A next-to-leading order QCD analysis of the spin structure function g_1 . *Phys. Rev.*, D58:112002, 1998.
83. A. N. Sissakian, O. Yu. Shevchenko, and O. N. Ivanov. Nlo qcd analysis of the semi-inclusive dis data with modified jacobi polynomial expansion method. *JETP Lett.*, 82:53, 2005.
84. A. D. Martin, W. J. Stirling, and R. S. Thorne. MRST partons generated in a fixed-flavour scheme. *Phys. Lett.*, B636:259–264, 2006.
85. D. Adams et al. Spin structure of the proton from polarized inclusive deep-inelastic muon proton scattering. *Phys. Rev.*, D56:5330–5358, 1997.
86. S. A. Larin, T. van Ritbergen, and J. A. M. Vermaseren. The $\alpha(s)^{**3}$ approximation of quantum chromodynamics to the Ellis-Jaffe sum rule. *Phys. Lett.*, B404:153–160, 1997.
87. Daniel de Florian, Rodolfo Sassot, and Marco Stratmann. Global analysis of fragmentation functions for pions and kaons and their uncertainties. *Phys. Rev.*, D75:114010, 2007.

88. M. Arneodo et al. Measurements of the u valence quark distribution function in the proton and u quark fragmentation functions. *Nucl. Phys.*, B321:541, 1989.
89. J. Pretz. *Messung der polarisierten Quarkverteilungen in semi-inklusive Myon-Nukleon-Streuung*. PhD thesis, Mainz, 1997.
90. S. Kretzer. Fragmentation functions from flavour-inclusive and flavour-tagged $e^+ e^-$ annihilations. *Phys. Rev.*, D62:054001, 2000.
91. M. Hirai, S. Kumano, T. H. Nagai, and K. Sudoh. Determination of fragmentation functions and their uncertainties. *Phys. Rev.*, D75:094009, 2007.
92. M. Alekseev et al. The Polarised Valence Quark Distribution from semi-inclusive DIS. *Phys. Lett.*, B660:458–465, 2008.
93. S. Albino, B. A. Kniehl, and G. Kramer. Fragmentation functions for light charged hadrons with complete quark flavour separation. *Nucl. Phys.*, B725:181–206, 2005.
94. Bernd A. Kniehl, G. Kramer, and B. Potter. Fragmentation functions for pions, kaons, and protons at next-to-leading order. *Nucl. Phys.*, B582:514–536, 2000.
95. D. de Florian, G. A. Navarro, and R. Sassot. Sea quark and gluon polarization in the nucleon at nlo accuracy. *Phys. Rev.*, D71:094018, 2005.
96. M. Alekseev et al. Flavour Separation of Helicity Distributions from Deep Inelastic Muon-Deuteron Scattering. *Phys. Lett.*, B680:217–224, 2009.
97. A. Sissakian, O. Shevchenko, and O. Ivanov. Polarized parton distributions from NLO QCD analysis of world DIS and SIDIS data. 2009.
98. M. Wakamatsu. Light-flavor sea-quark distributions in the nucleon in the SU(3) chiral quark soliton model. I. Phenomenological predictions. *Phys. Rev.*, D67:034005, 2003.

БЛАГОДАРНОСТИ

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

Также хочу сказать спасибо моему руководителю А.Ю.Корзенёву за терпение и помощь в организации работы, С.Коблиц – за введение в процедуру отбора «плохих» событий и помощь на начальных этапах, Р.Виндмолдерсу – за полезные дискуссии.

Я благодарна И.А.Савину, А.П.Нагайцеву, Е.А.Строковскому и М.Г.Сапожникову за постоянное внимание к представленной работе. Отдельное спасибо И.А.Савину, А.П.Нагайцеву и А.Ю.Корзенёву за высказывание полезных замечаний в ходе написания диссертации. Спасибо моим оппонентам В.Г.Кривохижину и М.В.Полякову за полезные обсуждения диссертации.

Спасибо коллективу сектора странных кварков научно-экспериментального отдела физики легких кварков и лептонов ЛФВЭ ОИЯИ за дружескую атмосферу, которая существует и за пределами научной деятельности. Отдельное спасибо М.Г.Сапожникову, Н.С.Российской и Л.Г.Игнатовой.

Спасибо моим родителям, родственникам и друзьям за понимание и поддержку.