

97704

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-97-165

На правах рукописи
УДК 539.12.142; 539.125

Н-16

НАГАЙЦЕВ
Александр Павлович

**СПИН-ЗАВИСИМЫЕ СТРУКТУРНЫЕ
ФУНКЦИИ НУКЛОНА**

Специальность: 01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1997

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий
Объединенного Института Ядерных Исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник

В.Г.КРИВОХИЖИН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

И.М.ГРАМЕНИЦКИЙ

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

Е.А.СТРОКОВСКИЙ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт Физики Высоких Энергий, г. Протвино, Московская область

Защита диссертации состоится "25" июня 1997 года в "11⁰⁰" часов на
заседании диссертационного совета Д-047.01.06 при Лаборатории
сверхвысоких энергий Объединенного Института Ядерных Исследований,
г.Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "23" мая 1997 г.

Ученый секретарь Совета:

кандидат физико-математических наук,



В.Г.КРИВОХИЖИН

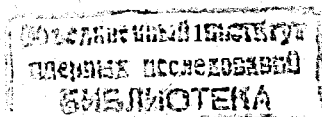
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Первые эксперименты по измерению глубоко-неупругого рассеяния (ГНР) заряженных лептонов на ядрах (нуклонах), выполненные в 60-е годы, привели к бурному развитию теоретических, а затем и экспериментальных исследований в этой области. Оказалось, что измерения ГНР дают уникальную возможность для изучения структуры нуклонов. Одним из важных шагов в развитии теоретического описания структуры нуклона явилось обоснование кварк-партоновой модели (КПМ), предложенной Р. Фейнманом.

Большой вклад в исследование структуры нуклона внесли эксперименты, выполненные на мюонном пучке ускорителя SPS (CERN) – BCDMS, EMC, NMC, SMC и на электронном пучке ускорителя SLAC – E142, E143. Это касается прежде всего измерений спин-зависимого ГНР, которое стало возможно с применением новой технологии создания твердотельных и газовых поляризованных мишеней. Уже первые результаты экспериментов по исследованию спин-зависимых структурных функций привели к серьезному открытию – к “спиновому” кризису. В соответствии с наивной КПМ – спин нуклона должен быть равен сумме спинов валентных кварков, однако, экспериментальные результаты показали, что этот вклад составляет около 27 %. Поэтому исследования спин-зависимого ГНР были продолжены в лабораториях CERN, SLAC и DESY.

Настоящая работа основана на результатах экспериментальных исследований, выполненных при участии автора в 1994 – 1997 годах в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ. В работе приведены результаты исследований спиновой структуры нуклонов в ГНР рассеянии продольно поляризованных лептонов на продольно поляризованных нуклонах. Экспериментальные данные были получены на установке HERMES (DESY, Hamburg) и на установке NA-47 (CERN, Geneva).

Актуальность работы проведенного исследования состоит в получении новой экспериментальной информации для изуче-



ния спиновой структуры нуклона: спин-зависимых структурных функции нуклона, правил сумм Эллиса-Джаффе для нейтрона и протона и правила сумм Бьеркена.

Цель данной работы состояла в получении экспериментальных данных по спин-зависимому ГНР позитрона на ядрах ${}^3\text{He}$ в рамках эксперимента HERMES, извлечении спиновой асимметрии $A_{\parallel}^{He^3}$ в зависимости от Бьеркеновской переменной x , расчете спиновой асимметрии нейтрона $A_1^n(x)$ и структурной функции $g_1^n(x)$, проверке правила сумм Эллиса-Джаффе для нейтрона, а также в анализе данных экспериментов E143(SLAC) и SMC(CERN) для проверки правила сумм Бьеркена.

Научная новизна. В диссертации представлены следующие методы и результаты, выдвигаемые для защиты:

1. Методика извлечения спиновой асимметрии A_{\parallel} через выделение спин-зависимой и спин-независимой частей сечения ГНР.
2. Новые экспериментальные результаты по измерениям спин-зависимого ГНР на нейтроне, а именно:
 - спиновая асимметрия $A_1^n(x)$;
 - спин-зависимая структурная функция $g_1^n(x)$;
 - величина первого момента структурной функции g_1^n для $Q_0^2=2.5 \text{ ГэВ}^2$.
3. Совместный анализ данных экспериментов E143 и NA-47 с целью расчета первого момента структурной функции протона g_1^p для $Q_0^2=2.5 \text{ ГэВ}^2$.
4. Проверка правила сумм Бьеркена для $Q_0^2=2.5 \text{ ГэВ}^2$ с учетом значения первого момента g_1^p по данным экспериментов E143 и NA-47 и первого момента g_1^n по результатам измерений в эксперименте HERMES. Показано выполнение правила сумм Бьеркена в пределах точности измерений данных экспериментов и невыполнение правила сумм Эллиса-Джаффе для протона и нейтрона.

Научно-практическая ценность результатов, представленных в диссертационной работе, заключается в получении новых экспериментальных данных о спиновой структуре нуклонов; разработке новых методов извлечения спиновых асимметрий ГНР. Такие методы обработки и результаты анализа могут быть использованы в других экспериментах.

Апробация диссертации. Результаты, вошедшие в диссертацию, представлялись автором на совещаниях коллаборации HERMES, на семинарах Лаборатории сверхвысоких энергий ОИ-ЯИ и на совещаниях Научно-Технического Совета Лаборатории сверхвысоких энергий.

Материалы, вошедшие в диссертацию, представлены в четырех публикациях, список которых приведен в конце автореферата.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Объем диссертации составляет 92 страницы, включая 27 рисунков и 19 таблиц. Список цитируемой литературы состоит из 102 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обосновывается актуальность и научная новизна проведенных исследований, сформулирована основная цель диссертации и положения, вынесенные на защиту.

В первой главе рассматривается кинематика ГНР, приводится формализм вычисления дважды дифференцированного сечения ГНР, определяются спин-зависимые и спин-независимые структурные функции нуклона. Особое внимание уделяется спин-зависимой части ГНР, асимметриям сечений поляризованного (спин-зависимого) ГНР. Дается определение правил сумм Эллиса-Джаффе для нейтрона и протона, а также правила сумм Бьеркена. Приводятся результаты экспериментов EMC, NA-47(CERN) и E142, E143 (SLAC).

Вторая глава посвящена описанию экспериментальной уста-

новки HERMES. Эксперимент HERMES по измерению спиновой структуры нуклона проводится на установке, расположенной в Восточном зале коллайдера HERA. Основные компоненты установки: внутренняя поляризованная мишень, магнитный спектрометр, пучковый поляриметр. Далее приведены основные технические характеристики коллайдера HERA. Одной из основных частей экспериментальной установки для измерения поляризованного ГНР является уникальная поляризованная мишень. Внутренняя газовая поляризованная мишень установки HERMES сконструирована из тонкостенной камеры, которая заполняется поляризованным атомарным газом с плотностью до 10^{14} – 10^{15} атомов/см². Схематически камера мишени изображена на рисунке 1.

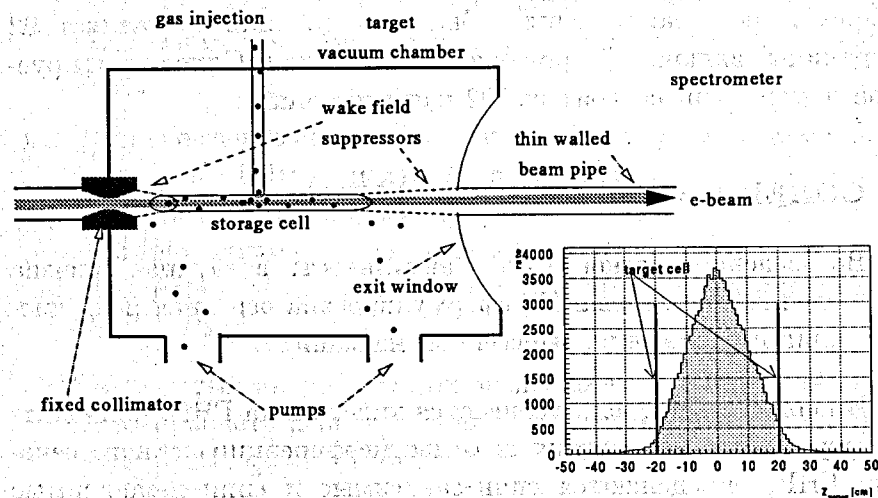


Рис. 1: Схематический вид мишени установки HERMES и распределение реконструированных вершин вдоль оси Z.

Газообразный поток поляризованных атомов инжектируется в камеру мишени Т-образной формы. Стенки камеры сконструированы из сверхчистого алюминия, толщиной 0.125 мм, длина камеры равна 400 мм, площадь сечения составляет 29.0x9.8 мм².

Такие размеры камеры мишени выбраны с точки зрения наилучшего соотношения плотности атомарного газа и величины поляризации, а также для уменьшения влияния синхротронного излучения. Мишень предназначена для трех типов газов: водорода, дейтерия и гелия-3 (³He). Для получения поляризованного атомарного газообразного водорода и дейтерия используется так называемый источник атомарного пучка (ABS), а для получения поляризованного гелия-3 – источник с лазерной установкой (LDS). Источник атомарного пучка основан на известном принципе Штерна-Герлаха. В источнике LDS используется принцип воздействия на ядра ³He циркулирующим поляризованным лазерным светом. В конструкции мишени предусмотрена возможность быстрого реверса (перемены знака) направления поляризации ядер мишени. Такой реверс выполняется при помощи соответствующего реверса поляризации лазерного излучения для ³He поляризованного источника, и при помощи изменения состояния магнитной системы ABS – для атомов водорода и дейтерия. Промежуток времени, необходимый для выполнения реверса, составляет около 12 секунд для оптимальной величины поляризации, равной около 55%. Одной из важнейших особенностей мишени установки HERMES является использование Брейт-Раби поляриметра для "on-line" измерений текущего значения поляризации ядер в камере мишени. Поляриметр основан на спектрометрическом принципе измерения относительной заселенности уровней атомов газа мишени. Для дополнительного контроля за величиной поляризации газа в мишени был разработан специальный поляриметр (ТОМ), размещенный в 30 см позади камеры мишени. Уже первые тестовые эксперименты с данной газовой мишенью, показали возможность достичь высокой степени поляризации ядер газа мишени (свыше 60% для ³He и свыше 90% для водорода) при высокой плотности газа.

И так, основные свойства внутренней газовой поляризованной мишени установки HERMES:

- высокая степень поляризации ядер газа мишени;
- высокая плотность газа мишени (до 10^{14} – 10^{15} атомов/см²);

- тонкие стенки входного и выходного окон камеры мишени;
- хорошая защита от синхротронного излучения;
- хорошая защита от нагрева камеры мишени;
- высокая точность измерения поляризации (3-5%);
- быстрый реверс знака поляризации.

Магнитный спектрометр установки HERMES предназначен для измерения кинематических характеристик рассеянных частиц с высоким угловым и импульсным разрешением и максимальным геометрическим акцептансом. Спектрометр состоит из:

- системы координатных детекторов;
- спектрометрического магнита;
- системы детекторов для идентификации частиц;
- монитора светимости;
- системы триггеров.

Схематический вид спектрометра установки HERMES приведен на рисунке 2.

Необходимо отметить, что спектрометр состоит из двух одинаковых и практически независимых частей, которые в дальнейшем будут называться "TOP" (расположена выше канала пучка коллайдера) и "BOTTOM" (расположена ниже канала пучка коллайдера). Система координатных детекторов обеспечивает измерение треков рассеянных частиц в диапазоне углов ± 140 мрад в вертикальном и ± 170 мрад в горизонтальном направлениях. Для этого используются три группы детекторов:

- передняя часть спектрометра¹;
- пропорциональные камеры внутри магнита;
- задняя часть спектрометра.

Передняя часть спектрометра состоит из вершинных камер (VC1/2) и фронтальных камер (FC1, FC2). Внутри спектрометрического магнита собраны три блока пропорциональных камер (MC1, MC2, MC3), состоящих из X , V и U плоскостей, служащих для уточнения трека рассеянных частиц, непопадающих в заднюю часть спектрометра. Важной частью системы координат-

¹с начала набора данных в 1997 году были добавлены 12 плоскостей мини-дрейфовых камер, сделанных в ЛСВЭ ОИЯИ

ных детекторов установки HERMES является задняя часть спектрометра, состоящая из двух сборок дрейфовых камер (BC1/BC2 и BC3/BC4), показанных на рисунке 2.

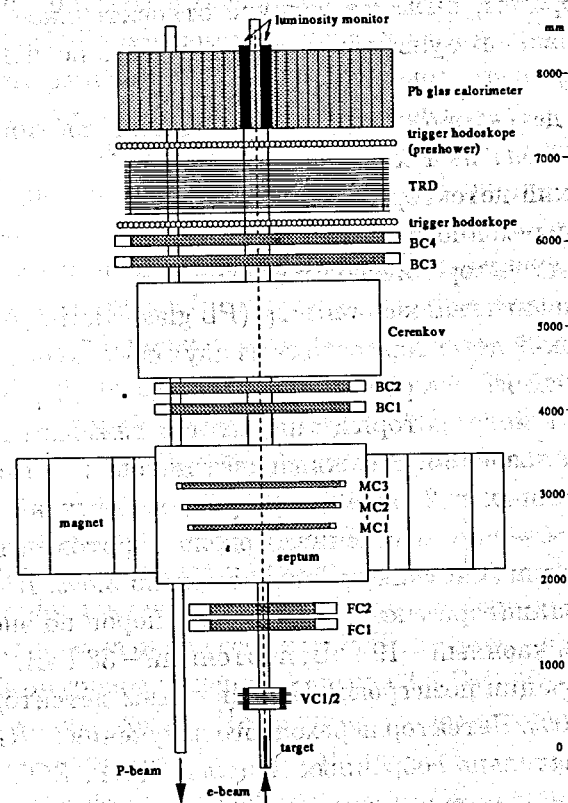


Рис. 2: Схематический вид спектрометра установки HERMES

Спектрометрическим магнитом установки HERMES является дипольный магнит, собранный из H-образных пластин с интегральной величиной индукции, равной $\int Bdl = 1.5T$. Для того, чтобы избежать влияния магнитного поля на пучки протонов и электронов (позитронов), в конструкции магнита используется специальная экранирующая пластина (septum plate). Зазор магнита позволяет измерять импульс рассеянных частиц в угловом

диапазоне $40 \text{ мрад} < |\theta_{\text{верт}}| < 140 \text{ мрад}$ и $|\theta_{\text{гориз}}| < 170 \text{ мрад}$ относительно центра мишени. Карта поля магнита была промерена с точностью $\Delta B/B = 0.3 \%$ и с шагом 1 см вдоль оси Z , 4.9 см вдоль оси Y и 9.8 см вдоль оси X .

Таким образом, было достигнуто относительное разрешение спектрометра по импульсу было от 1 до 2.5%, а по углу рассеяния – менее 0.5%

Система детекторов для идентификации частиц установки HERMES состоит из 4-х детекторов (рис.2):

- Черенковский детектор (Cerenkov);
- Детектор переходного излучения (TRD);
- Ливневый детектор (preshower);
- Электро-магнитный калориметр (Pb glas calorimeter).

Черенковский детектор состоит из двух счетчиков (TOP, BOTTOM), каждый из которых представлял собой сборку из радиатора длиной 1 метр, который заполняется тяжелым газом² при атмосферном давлении. В каждый счетчик были установлены 20 зеркал, собранных в 2 ряда и сфокусированных на ФЭУ. Для $\beta \sim 1$ такой счетчик обеспечивал около 8 фотоэлектронов, радиационная длина счетчика равнялась около 3.5%. Для азотного заполнения радиатора счетчика пионный порог по энергии равнялся 5.5 ГэВ, каонный – 19 ГэВ, протонный – 38 ГэВ. Эффективность регистрации позитронов Черенковским детектором составляла более 90%. Детектор переходного излучения (TRD) состоит из 6 последовательно собранных модулей (TOP, BOTTOM), каждый имеет радиатор и детектор X – лучей. Радиатор представляет собой упаковку (матрицу) из случайным образом ориентированных пропиленовых фибров диаметром 17–20 мкм, толщина такой упаковки 6.5 см. Переходное излучение представляет собой поток фотонов с энергией 2–15 КэВ. В соответствии с этим, детектор X – лучей собран из планарных проволочных камер с шагом намотки проволочек 0.5 см и заполнен газовой смесью ($\text{Xe } 90\% + \text{CH}_4 \text{ } 10\%$), которая наиболее эффективно поглощает фотоны указанных энергий. Для того, чтобы улучшить фактор раз-

² для набора данных в 1995 году использовался азот

деления позитрон/пион на установке используется ливневый детектор (preshower), состоящий из 2-х стенок свинцовых пластин, толщиной 11 мм, установленных перед задним годоскопом (рис. 2). Основные функции электро-магнитного калориметра состоят в обеспечении триггера первого уровня для позитронов с энергией свыше 3.5 ГэВ, дополнительной сепарации позитрон/пион, а также в измерении электронов и фотонов от радиационных распадов и распадов π^0 . Калориметр состоит из 2-х (верхней и нижней) стенок из 42x10 блоков свинцового стекла (каждый блок имеет ФЭУ), размер каждого блока 9x9 см², длина 50 см, что составляет около 18 радиационных длин.

Монитор светимости основан на измерении Мольера или Бха-Бха рассеяния электронов (позитронов) на оболочках ядер мишени. Монитор сконструирован из двух электро-магнитных калориметров по обе стороны от пучка, которые регистрируют симметричное рассеяние в угловом диапазоне от 4.5 до 8.2 мрад. Статистическая точность измерений составляла 1% для 30 секунд набора данных.

Основное назначение триггерной системы установки состоит в отборе физических событий определенного сорта (ГНР, J/ψ и т.д.) и режекции внешнего фона. Основной триггер установки HERMES настроен на отбор событий ГНР, то есть – на измерение рассеянных позитронов с энергией свыше 3.5 ГэВ. Такой триггер организован из годоскопов, Черенковского детектора и электро-магнитного калориметра (Pb glas calorimeter).

Поляриметр пучка был сконструирован для выполнения следующих двух задач: обеспечить быструю "on-line" информацию о текущей значении степени поляризации электронов (позитронов) пучка; "off-line" мониторинг временной зависимости степени поляризации пучка электронов (позитронов) коллайдера HERA. Принцип работы поляриметра основан на спиновой зависимости Комптоновского рассеяния: лазерный свет с протоположными направлениями поляризации рассеивается на электронах (позитронах) пучка коллайдера. Асимметрия в энергетических спектрах рассеянных назад фотонов лазерного света измеряется спе-

циальным электро-магнитным калориметром. Это позволит получить информацию о поляризации пучка со статистическими и систематическими неопределенностями не более 3-5 %.

В данной главе также представлено описание последовательности набора данных для выполнения извлечения спин-зависимой структурной функции нейтрона g_1^n .

Третья глава посвящена обработке экспериментальных данных установки HERMES. Описана последовательность обработки до получения DST³. Кратко описаны программы декодирования и реконструкции, а также переменные, используемые для идентификации рассеянных позитронов ГНР. Далее, применяется процедура отбора событий, смысл которой заключается в отборе периодов набора данных, когда установка работала стабильно и систематическая неопределенность измерения спиновой асимметрии была минимальна. Отбор событий для извлечения спин-зависимой структурной функции был выполнен в три последовательных этапа:

1. Отбор "ранов" (data-taking runs);
2. Отбор сбросов (bursts) в отобранных "ранах";
3. Отбор треков в отобранных сбросах.

Отбор "ранов" состоял в подробном анализе текущей информации для каждого набранного "рана" с точки зрения стабильности работы всех детекторов магнитного спектрометра (например, отсутствие сбоев по высокому напряжению для координатных детекторов), стабильности измерений поляризации пучка (отсутствие сбоев в работе поляриметра и наличие поляризации у позитронов падающих на мишень); поляризации ядер газа мишени, а также геометрическое положение входа пучка в мишень, кроме того проверялось отсутствие (или достаточно низкий уровень) фона от протонного пучка при наборе данных "ранов". Отбор сбросов (bursts) в отобранных "ранах" выполнялся по следующим пунктам:

- Измеренная величина поляризации мишени (30-60%);

³Data Summary Tape - набор экспериментальной информации, непосредственно используемый для извлечения структурной функции g_1^n

- Измеренная величина поляризации пучка (40-70%);
- Стабильность работы системы сбора информации установки (DAQ);
- Стабильность измерений светимости (luminosity) (40-210 Гц);
- Трековая эффективность ($80\% < \epsilon_{front}$, $94\% < \epsilon_{back}$);
- Стабильность работы PID детекторов и стабильность триггерных условий;
- Стабильность набора информации для данного "рана".

Так как спектрометр HERMES состоит из двух практически независимых частей, расположенных выше (TOP) и ниже (BOTTOM) пучковых каналов коллайдера, то отбор по сбросам выполнялся отдельно для обеих частей спектрометра. Таким образом, из 125196 сбросов было отобрано 71344 для верхней части установки (TOP) и 76269 для нижней части установки (BOTTOM), которые и были использованы для извлечения спин-зависимой структурной функции нейтрона g_1^n . Для отбора треков в отобранных сбросах применялись следующие кинематические и геометрические ограничения на параметры трека:

- $0.023 < x < 0.60$; $0.00 < y < 0.85$;
- $1.00 < Q^2(\text{ГэВ}^2) < 15.00$; $4.00 < W^2(\text{ГэВ}^2)$;
- $0.04 < \theta(\text{Рад}) < 0.30$; $\text{PIDvar}^4 > 0.00$;
- $-30.00 < Z - vertex(\text{cm}) < 30.00$;
- $0.00 < D - vertex(\text{cm}) < 0.75$;
- $-175.00 < X_{calo}(\text{cm}) < 175.00$;
- $-30.00 < Y_{calo}(\text{cm}) < 30.00$,

где $Z, D - vertex$ - продольная и поперечная координата реконструированной вершины, X_{calo}, Y_{calo} - X, Y координата трека на передней стенке электро-магнитного калориметра, ограничения на эти координаты связаны с тем, чтобы избежать потерь ливня на краях калориметра. Границы на y ⁵ определяются возможностями расчета радиационных поправок в данной кинематической области. Ограничения на величину W^2 необходимы для "обрезания" резонансной области ГНР рассеяния, остальные ограниче-

⁴переменная используемая для идентификации позитрона ГНР

⁵y - доля энергии, потерянная падающим на нуклон лептоном.

ния определяются геометрическим акцептансом спектрометра. В результате всех стадий процедуры отбора событий было отображено 2.7 миллиона событий (треков) ГНР на гелий-3 мишени, для которых была рассчитана асимметрия A_{\parallel}^{He3} .

Для расчета параллельной спиновой асимметрии ГНР (A_{\parallel}) в эксперименте HERMES использовались два метода. Первый — основан на вычислении A_{\parallel} через формулы отношения ("метод отношений") разницы и суммы относительных выходов событий ГНР⁶. Второй метод ("метод сечений") основан на теоретическом обосновании представления сечения ГНР как суммы спин-зависимого и спин-независимого слагаемых. Для первого метода — асимметрия A_{\parallel}/D (где D — деполяризационный множитель) для каждого кинематического интервала рассчитывается по формуле:

$$\frac{A_{\parallel}}{D} = \frac{N^-L^+ - N^+L^-}{D(N^-L_p^+ + N^+L_p^-)}, \quad (1)$$

где $N^+(N^-)$ — число реконструированных позитронов ГНР для определенного ("+" — параллельного, "-" — анти-параллельного) направления спина ядер мишени относительно направления спина позитронов пучка, $L^+(L^-)$ — поправленная на "живое время" работы спектрометра суммарная светимость для определенного состояния мишени (направления спина ядер мишени), $L_p^+(L_p^-)$ — суммарная светимость, поправленная на "живое время" и взвешенная с произведением значений поляризаций пучка и мишени для каждого определенного состояния мишени. Весь кинематический диапазон измерений делился на интервалы по Бьеркеновской переменной x и по переменной y .

Второй метод был реализован следующим образом. Используя разбиение на кинематические интервалы для x, Q^2 и на интервалы для поляризаций $P_i(j\text{-индекс})$ и $P_i(i\text{-индекс})$, можно записать:

$$N_{ij}(x, Q^2) = \sigma_u L_{ij} + \sigma_p L_{ij} P_i^b P_j^t, \quad (2)$$

где σ_u — спин-независимая часть сечения ГНР; σ_p — спин-зависимая часть сечения ГНР; $N_{ij}(x, Q^2)$ — число событий ГНР

в данном кинематическом интервале и P_i^b, P_j^t — интервале; L_{ij} — суммарная светимость, поправленная на "живое время", для данного P_i^b, P_j^t интервала; P_i^b — усредненная величина поляризации пучка для данного P_i^b интервала; P_j^t — усредненная величина поляризации мишени для данного P_j^t интервала. И так, для каждого кинематического интервала получается система из ixj уравнений, где σ_u и σ_p являются неизвестными величинами. Решения такой системы уравнений было выполнено двумя процедурами:

1. Минимизация χ^2 — функционала при помощи программы MINUIT.
2. Минимизации функционала максимального правдоподобия.

Отношение σ_p/σ_u определяется как спин-зависимая параллельная асимметрия A_{\parallel} . Статистическая неопределенность к полученному значению A_{\parallel} вычисляется для первой процедуры из неопределенностей, полученных при минимизации χ^2 — функционала, для второй — из матрицы вторых производных функционала максимального правдоподобия в минимуме по σ_p и σ_u . Заметим, что такой метод расчета асимметрии A_{\parallel} имеет ряд преимуществ по сравнению с "методом отношений":

1. Минимальная систематическая неопределенность, вызываемая самим методом;
2. Учет статистических неопределенностей P_b и P_t непосредственно в самом методе расчета асимметрии A_{\parallel} ;
3. Возможность анализа статистических остатков для каждого выбранного интервала P_i^b и P_j^t ;
4. Суммируя квадраты статистических остатков, вычисляется важный статистический критерий — χ^2 . Таким образом можно получить степень достоверности извлечения асимметрии для каждого кинематического интервала;
5. Наиболее оптимальный и полный расчет статистических ошибок к A_{\parallel} , корректно учитывающий статистические неопределенности всех измеряемых величин, использующихся для расчета асимметрии.

Также была выполнена проверка "метода сечений" при помощи программы Монте-Карло моделирования спин-зависимого

⁶Выход определяется как отношение числа событий ГНР и светимости для данного промежутка времени

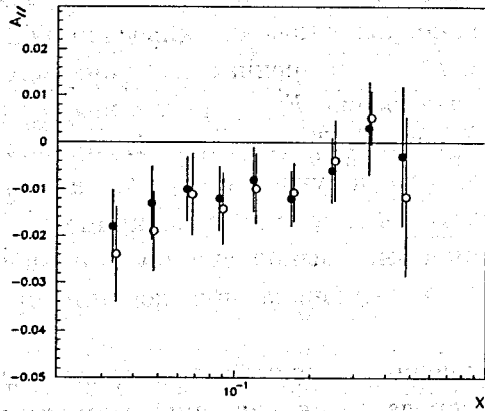


Рис. 3: Асимметрия $A_{||}^{He3}$ как функция переменной Бьёркена x для полного спектрометра. Закрашенные кружки – асимметрия, полученная "методом сечений", открытые кружки – "методом отношений".

ГНР в кинематической области эксперимента HERMES и рассмотрена возможность применения "метода сечений" для сложных ядерных мишеней.

Результаты извлечения параллельной асимметрии на гелий-3 мишени приведены на рисунке 3. Далее представлено описание процедуры радиационных поправок к извлеченной параллельной асимметрии, которая реализована через итерационную процедуру. Асимметрия A_1^n для данного кинематического интервала рассчитывалась по формуле:

$$A_1^n(x) = \frac{A_{1(n)}^{He3}(x) - (1 - f_d(x))P_p A_1^p(x)}{f_d(x)P_n}, \quad (3)$$

где $f_d(x) = 1/(2F_2^p/F_2^n + 1)$, F_2^p, F_2^n – параметризация структурных функции протона и нейтрона; $P_p = -0.028 \pm 0.004$, $P_n = 0.86 \pm 0.02$ – значения эффективной поляризации протона и нейтрона в ядре 3He ; $A_1^p(x)$ – параметризация спиновой протонной асимметрии и $A_{1(n)}^{He3}(x)$ – измеренная спиновая асимметрия, поправленная на радиационные эффекты. Результаты приведены на рисунке 4.

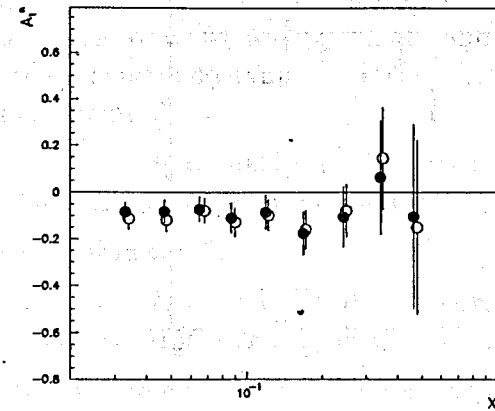


Рис. 4: Асимметрия A_1^n как функция переменной Бьёркена x для полного спектрометра. Закрашенные кружки – асимметрия, полученная "методом сечений", открытые кружки – "методом отношений". Показаны только статистические неопределенности.

Структурная функция $g_1^n(x)$ для фиксированного значения Q_0^2 рассчитывалась по следующей формуле;

$$g_1^n(x) = A_1^n(x) \cdot F_1^n(x, Q_0^2), \quad (4)$$

где структурная функция $F_1^n(x, Q_0^2)$ определена как:

$$2xF_1^n(x, Q_0^2) = \frac{F_2^n(x, Q_0^2)(1 + 4M^2x^2/Q_0^2)}{1 + R(x, Q_0^2)}, \quad (5)$$

где $F_2^n(x, Q_0^2)$ вычисляется как разница параметризаций структурных функций дейтерия и водорода, M – масса протона, $R(x, Q_0^2)$ – параметризация структурной функции. Результаты расчета приведены на рисунке 5.

Расчет измеренной величины первого момента (I) структурной функции g_1^n , определяемого как интеграл $g_1^n(x)$ по x от "0" до "1", выполнялся по формулам:

$$I = I_1 + I_2 + I_3, \quad (6)$$

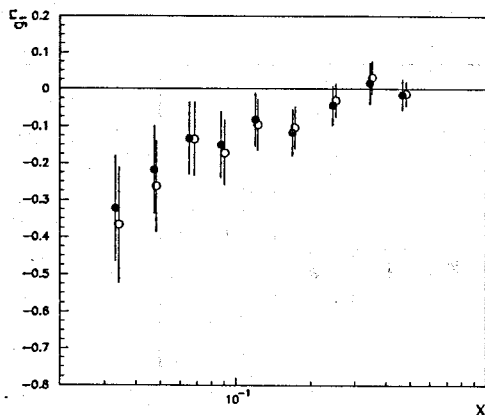


Рис. 5: Структурная функция g_1^n как функция переменной Бьеркена x для полноспектрометра. Закрашенные кружки – полученная "методом сечений", открытые кружки – "методом отношений". Показаны только статистические неопределенности.

$$I_1 = \int_{0.023}^{0.6} g_1^n(x) dx = \sum_i g_1^n(x_i) \cdot \Delta x_i,$$

$$dI_1 = \left(\sum_i (dg_1^n(x_i) \cdot \Delta x_i)^2 \right)^{1/2},$$

где i – индекс x -интервала, Δx – размер x -интервала, $g_1^n(x_i)$, $dg_1^n(x_i)$ – значение структурной функции g_1^n в i -м x -интервале и ее статистическая неопределенность, I_2 , I_3 – величины интегралов структурной функции g_1^n для неизмеряемых кинематических областей,

$$I_2 = \int_0^{0.023} g_1^n(x) dx, I_3 = \int_{0.6}^{1.0} g_1^n(x) dx. \quad (7)$$

Расчет каждого интегралов I_2 и I_3 был выполнен двумя методами. Первый метод (для "метода сечений") был основан на определении x -зависимости полученной асимметрии A_1^n во всей кинематической области. Для этого выполнялась аппроксимация полученных значений $A_1^n(x)$ специально подобранной функцией. Второй метод (для "метода отношений") заключался в экстерполяции $A_1^n(x)$ к $x=1$ функцией, предполагающей линейный рост

значения асимметрии $A_1^n(x)$ от последнего экспериментально измеренного к $A_1^n(1) = 1$. А для расчета интеграла $g_1^n(x)$ в области $x \rightarrow 0$ предполагалось "Редже" поведение структурной функции $g_1^n(x) \sim x^\alpha$, где $\alpha = -0.5 - 0$. Полученные значения первого момента структурной функции g_1^n следующие:

- "Методом сечений":

$$I_1 = -0.031 \pm 0.012(\text{стат.})$$

$$I = -0.034 \pm 0.012(\text{стат.}) \pm 0.005(\text{сист.}) \pm 0.007(\text{экстерп.}).$$

- "Методом отношений":

$$I_1 = -0.034 \pm 0.013(\text{стат.})$$

$$I = -0.037 \pm 0.013(\text{стат.}) \pm 0.005(\text{сист.}) \pm 0.006(\text{экстерп.}).$$

Теоретическое предсказание значения первого момента структурной функции g_1^n для $Q_0^2 = 2.5 \text{ ГэВ}^2$: $I_{theor} = -0.011 \pm 0.005$. Таким образом, полученное значение первого момента отличается от теоретического предсказания почти на 2 статистические ошибки или более чем на одну максимально возможную неопределенность.

Четвертая глава посвящена анализу полученных результатов. Выполнено сравнение асимметрии A_1^n и структурной функции g_1^n , полученных в эксперименте HERMES, с результатами E142(SLAC). А также выполнено сравнение значений первого момента g_1^n , измеренных в NA-47(CERN) и E142, E143(SLAC), с результатами эксперимента HERMES. Показано, что результаты всех экспериментов согласуются в пределах точности измерений (рисунок 6).

Для того, чтобы проверить выполнение правила сумм Бьеркена, необходимо использовать значение первого момента структурной функции протона g_1^p . Такое значение может быть получено при анализе результатов экспериментов E143 и NA-47. Этот анализ был выполнен в два этапа:

1. Асимметрия A_1^p аппроксимируется функцией $A_1^f(x)$ со свободными параметрами. Так как экспериментально было показано, что A_1^p не зависит от Q^2 в пределах точности измерений, то можно аппроксимировать результаты экспериментов одновременно.

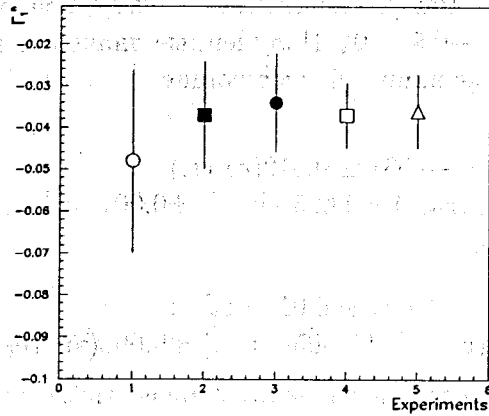


Рис. 6: Значение первого момента структурной функции g_1^p . 1 - NA-47 ($Q_0^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$), 2 - HERMES ("метод отношений") ($Q_0^2 = 2.5 \text{ ГэВ}^2$), 3 - HERMES ("метод сечений"), 4 - E143 ($Q_0^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$), 5 - E142 ($Q_0^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$).

2. Полученная функция $A^f(x)$ используется для расчета структурной функции g_1^p :

$$g_1^p(x) \simeq A^f(x, P_1, P_2) \frac{F_2^p(x, Q^2)}{2x(1 + R(x, Q^2))} \simeq A^f(x, P_1, P_2) F_1^p(x, Q^2), \quad (8)$$

где $F_2^p(x, Q^2)$, $R(x, Q^2)$ - параметризации структурных функций. Для фиксированного значения $Q^2 = Q_0^2$ первый момент g_1^p рассчитывается по формуле:

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p dx = \int_0^1 A^f(x; P_1, P_2, \dots) F_1^p(x) dx; \quad (9)$$

где P_1, P_2, \dots - параметры, полученные в результате аппроксимации A_1^p . Неопределенность к значению Γ_1^p рассчитывается используя неопределенности параметров.

Для дальнейшего расчета правила сумм Бьеркена с учетом результатов измерения первого момента g_1^p в эксперименте HERMES было использовано значение для $Q_0^2 = 2.5 \text{ ГэВ}^2$:

$\Gamma_1^p = 0.124 \pm 0.004$. Используя это значение Γ_1^p , и рассчитывая неопределенность к правилу сумм Бьеркена как квадратичную сумму неопределенностей к первым моментам, получим:

- $S_{bj}(Q_0^2 = 2.5 \text{ ГэВ}^2) = \Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.161 \pm 0.016$ ("мет. отношений"),
- $S_{bj}(Q_0^2 = 2.5 \text{ ГэВ}^2) = \Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.158 \pm 0.016$ ("мет. сечений").

Оба результата согласуются с теоретическим предсказанием значения правила сумм Бьеркена для $Q^2 = 2.5 \text{ ГэВ}^2$.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Разработан новый метод расчета спиновой асимметрии $A_{||}$ через выделение спин-зависимой и спин-независимой частей сечения ГНР.

2. Создано программное обеспечение для извлечения спиновых асимметрий и спин-зависимых структурных функций из экспериментальных данных по измерению поляризованного ГНР.

3. Получены новые экспериментальные результаты по измерениям спин-зависимого ГНР на нейтроне, а именно:

- асимметрии $A_{||}$, $A_1^n(x)$;
- спин-зависимая структурная функция $g_1^n(x)$;
- величина первого момента структурной функции g_1^n для $Q_0^2 = 2.5 \text{ ГэВ}^2$:

"методом сечений":
 $\Gamma_1^n = -0.034 \pm 0.012(\text{стат.}) \pm 0.005(\text{сист.}) \pm 0.007(\text{экстерп.})$

"методом отношений":
 $\Gamma_1^n = -0.037 \pm 0.013(\text{стат.}) \pm 0.005(\text{сист.}) \pm 0.006(\text{экстерп.})$

4. Выполнено сравнение полученных результатов с данными экспериментов E142, E143 и NA-47, показано, что результаты эксперимента HERMES согласуются с результатами E142, E143 и NA-47 в пределах точности измерений.

5. Разработана методика совместного анализа данных различных экспериментов для расчета первых моментов структурных функций с целью проверки правила сумм Эллиса-Джаффе.

6. Выполнен совместный анализ данных экспериментов E143 и NA-47 с целью расчета первого момента структурной функции протона g_1^p для $Q_0^2 = 2.5 \text{ ГэВ}^2$.

Полученное значение $\Gamma_1^p = 0.124 \pm 0.004$ отличается от теоретически предсказанного более чем на 7 стандартных отклонений, то есть правило Эллиса-Джаффе не выполняется.

7. Выполнена проверка правила сумм Бьеркена для $Q_0^2 = 2.5 \text{ ГэВ}^2$ с учетом значения первого момента g_1^p по данным экспериментов E143 и NA-47 и первого момента g_1^n , полученного в эксперименте HERMES:

• "методом сечений": $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.158 \pm 0.016$,

• "методом отношений": $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.161 \pm 0.016$.

Показано, что в пределах точности измерений данных экспериментов, правило сумм Бьеркена выполняется.

Диссертация основывается на следующих опубликованных работах:

1. D. Adams, ..., A. Nagaitsev et al., "MEASUREMENT OF THE SPIN DEPENDENT STRUCTURE FUNCTION $g^1(x)$ OF THE PROTON", By Spin Muon Collaboration (SMC), April 1994, Phys. Lett. B329 399-406, 1994.

2. K. Ackerstaff, ..., A. Nagaitsev et al., "MEASUREMENT OF THE NEUTRON SPIN STRUCTURE FUNCTION $g^1(x)$ WITH A POLARIZED HE-3 INTERNAL TARGET", By HERMES Collaboration, OAP-741, March 1997, hep-ex/9703005.

3. A.P. Nagaitsev, V.G. Krivokhizhin, I.A. Savin, G.I. Smirnov, "TEST OF THE ELLIS-JAFFE SUM RULE USING PARAMETRIZATION OF THE MEASURED LEPTON PROTON ASYMMETRY", JINR Rapid Communication, July 1995, no.3(71)-95, pp59-72.

4. N. Gagunashvili, V. Krivokhizhine, A. Nagaitsev, I. Savin, N. Akopov and I. Akushevich, "EXTRACTION OF ASYMMETRIES AND SPIN-DEPENDENT STRUCTURE FUNCTIONS FROM POLARIZED LEPTON-NUCLEON CROSS SECTIONS", Preprint JINR E1-96-483, December 1996.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 мая 1997 года.