

Ա.Ի. ԱԼԻԽԱՆՅԱՆԻ ԱՆՎԱՆ ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

Մկրտչյան Հանդես Գեղամի

ՀԱՂՈՐՆՆԵՐԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ԵՎ ԶՎԱՐԿ-ՀԱՂՈՐՆ
ԵՐԿԱԿՈՒԹՅԱՆ
ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ՄԻՆՉԵՎ 6 ԳԷՎ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ
ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ

Ա. 04.16. - «միջուկի, տարրական մասնիկների և տիեզերական ճառագայթների
ֆիզիկա» մասնագիտությամբ Ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների
դոկտորի գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ 2008

ԵՐԵՎԱՆՍԿԻ ԲԻԶԻՇԵՍԿԻ ԻՆՏԻՏՈՒՏ ԻՄ. Ա.Ի. ԱԼԻԽԱՆՅԱՆ

Մկրտչյան Գամլետ Գեգամովիչ

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ АДРОНОВ И КВАРК-АДРОННОЙ
ДУАЛЬНОСТИ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 6 ГЭВ

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по
специальности 01.04.16 «Физика ядра, элементарных частиц и космических лучей»

ԵՐԵՎԱՆ 2008

Ատենախոսության բնական հաստատվել է Երևանի Ֆիզիկայի Ինստիտուտում

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝
ՀՀ Ակադեմիայի ակադեմիկոս
Ռ. Ավագյան, (ԵրՖԻ, ք. Երևան, ՀՀ),
ՀՀ Ակադեմիայի քրտակից անդամ
Ա. Սիրունյան, (ԵրՖԻ, ք. Երևան, ՀՀ),
ֆիզմաթ գիտությունների դոկտոր
Ն. Ակոպով, (ԵրՖԻ, ք. Երևան, ՀՀ)

Առաջատար կազմակերպություն՝ Երևանի Պետական Համալսարան

Պաշտպանությունը կայանալու է 2008 թ. հոկտեմբերի 14-ին ժամը 14-ին
Երևանի Ֆիզիկայի Ինստիտուտում գործող ԲՈՒՀ-ի 024 մասնագիտական խորհրդում
(Երևան-36, Արխանյան եղբայրների փ. 2)

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵրՖԻ-ի օրաթղթաբանում:
Սեղմագիրն առարված է 2008 թ. սեպտեմբերի 14-ին

Մասնագիտական խորհրդի գիտական քարտուղար
ֆիզմաթ գիտ. դոկտոր *Յ. Գազարյան* Ե. Գ. Գազարյան

Тема диссертации утверждена в Ереванском физическом институте

Официальные опоненты:
академик Академии наук РА
Р. Авакян (ЕрФИ, г. Ереван, РА),
член корр. Академии наук РА
А. Сирунян (ЕрФИ, г. Ереван, РА),
доктор физико-математических наук
Н. Акопов (ЕрФИ, г. Ереван, РА)

Ведущая организация: Ереванский Государственный университет,

Защита состоится 14 октября 2008 г. в 14 часов на заседании
специализированного совета ВАК РА 024, действующего в Ереванском физическом
институте (375036, г. Ереван, ул. Братьев Алаханян 2)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕрФИ
Автореферат разослан 14 сентября 2008 г.

Ученый секретарь спец. совета
Доктор физико-математических наук *Յ. Գազարյան* Газазян Э. Д.

Общая характеристика работы

В данной работе представлены экспериментальные результаты по измерению электрического форм-фактора π^+ мезона и нейтрона в области квадрата передаваемого четырех-импульса $Q^2 \geq 0.5 \text{ ГэВ}^2$, и семинклюзивного электророждения заряженных пионов на протоне и дейтроне в области низких энергий, охватывающих область нуклонных резонансов. Представленные данные являются наиболее точными и уникальными в указанных кинематических областях, и содержат важную научную информацию о структуре пиона и нейтрона, факторизации сечения при малых энергиях, и кварк-адронной дуальности. Работы выполнены в лаборатории имени Томаса Джефферсона (США) на пучках ускорителя CEBAF в 1997-2004 годах в рамках ЕрФИ-JLab сотрудничества.

Актуальность работы: Теоретические и экспериментальные исследования структуры адронов являются одной из центральных и актуальных задач физики высоких энергий и элементарных частиц. Эксперименты по рассеянию частиц, начатые Резерфордом, послужили источником бесценной информации о внутренней структуре основных составляющих материи. Сегодня мы знаем, что протоны и нейтроны содержат три кварка, а мезоны являются комбинацией кварка и антикварка. Кварки связаны друг с другом глюонами, а их взаимодействие описывается квантовой хромодинамикой (КХД).

Обнаружение в начале 30-тых годов аномальных магнитных моментов протона и нейтрона послужило прямым указанием на наличие у них структуры. Рассеяние электронов остается лучшим методом для изучения плотности распределения заряда нуклонов и ядер. Один из первых опытов по изучению электромагнитной структуры нуклона электронами был выполнен Хоффгадтером в 50-ые годы, что позволило оценить зарядовый радиус протона ~ 0.8 фм. В настоящее время сравнительно хорошо известны электрический форм-фактор протона G_E^p до значения $Q^2 = 9 \text{ (ГэВ/с)}^2$ и магнитный форм-фактор G_M^p до 30 (ГэВ/с)^2 . Измерение форм-факторов нейтрона намного труднее. Для этого используются ядра дейтерия или ^3He с вычетом вклада остальных нуклонов ядра. При этом точность определения зависит от модели нуклон-нуклонного взаимодействия. Кроме того, величина G_E^n мала, и в измеряемом сечении часто доминирует вклад магнитного форм-фактора. Вследствии этого, G_E^n известен очень плохо. К началу экспериментальной программы CEBAF-а, практически отсутствовали точные данные G_E^n в области $Q^2 \geq 0.5 \text{ (ГэВ/с)}^2$. Подобная ситуация сложилась и для зарядового форм-фактора π -мезона. Пион, являющийся простейшей кварковой системой, характеризуется только электрическим форм-фактором.

К началу 1997 г. точные значения пионного форм-фактора существовали только в области $Q^2 < 0.3 \text{ (ГэВ/с)}^2$, полученные в экспериментах по упругому $\pi-e$ рассеянию. При высоких Q^2 форм-фактор F_π можно измерять в опытах их электророждения на протоне. Такие измерения существовали вплоть до значения $Q^2 = 9.9 \text{ (ГэВ/с)}^2$, но их точность была низка, а значения F_π зависели от применяемых при анализе моделей и методов разделения продольной и поперечной компоненты сечения. Получение достоверных данных для F_π и G_E^n в области высоких Q^2 было весьма актуальной задачей и составляло основу экспериментальной программы Hall C.

Другой областью исследований обладающей широкими потенциальными возможностями, было изучение факторизации сечения и кварк-адронной дуальности в процессах семиинклюзивного электророжения заряженных пионов при относительно низких энергиях. Как известно, при высоких энергиях в рамках КХД механизм образования адронов можно рассматривать как результат двух квази-независимых процессов: рассеяние виртуального фотона на кварке и последующая адронизация кварка. При низких энергиях такой подход неправилен, и более естественно рассматривать взаимодействие в рамках коллективных степеней свободы с привлечением реальных физических мезонов и барионов. В этом случае наивно ожидать простую факторизацию сечения. Однако не исключалась возможность существования эффекта, подобно кварк-адронной дуальности, наблюдаемого в 70-ые годы Блюмом и Гилманом для инклюзивного рассеяния. Они обнаружили, что инклюзивные структурные функции нуклона, измеренные при низких значениях энергий, группируются вдоль кривых, предсказанных по данным из глубоко-неупругой области.

Если кварк-адронная дуальность имеет место и для семиинклюзивного электророжения пионов при низких энергиях, то здесь тоже можно ожидать эффект, подобный Блюм-Гилмановскому. В этом случае значения фрагментационных функций кварков, извлеченные из семиинклюзивного электророжения пиона при низких энергиях, будут усредняться вокруг кривых, экстраполированных по данным из глубоко неупругой области. Если будет доказана низко-энергетическая факторизация сечения и кварк-адронная дуальность, то откроются широкие возможности для исследования функций распределения партонов при больших x_B (доли продольного импульса нуклона, уносимой партоном) и фрагментационных функций кварков в области больших z (доли энергии виртуального фотона, уносимой кварком), что является крайне актуальной, но и трудной задачей при высоких энергиях (ввиду малости сечения).

Цель и задачи работы: Основной задачей явилось измерение электрических форм-факторов нейтрона (G_E^n) и пиона (F_x) в области больших Q^2 и сечения семиинклюзивного электророжения заряженных пионов на протоне и дейтроне в области низких энергий, включая область нуклонных резонансов. Цель работы – получение точных экспериментальных данных о структуре пиона и нейтрона, и проверка факторизации и кварк-адронной дуальности при низких энергиях.

Объект исследований: Исследовалось квазиупругое рассеяние поляризованных электронов на поляризованной и неполяризованной дейтериевой мишени. Измерялось сечение эксклюзивного и семиинклюзивного электророжения заряженных пионов на протоне и дейтроне.

Методы исследований: Проведение экспериментов по рассеянию поляризованных электронов на поляризованной мишени и измерение асимметрии пучок-мишень. Рассеяние поляризованных электронов на неполяризованной дейтериевой мишени и измерение поляризации нейтронов отдачи. Эксклюзивное и семиинклюзивное электророжение π^+ на протоне и дейтерий.

Научная новизна работы: Впервые на основе проведенных исследований получены наиболее точные экспериментальные значения для электрического форм-фактора нейтрона (G_E^n) при значениях переданного четырехмерного импульса $Q^2 = 0.5, 1.0, 1.13$ и 1.45 ($\text{ГэВ}/c$)² и форм-фактора заряженного пиона F_x при $Q^2 = 0.6, 0.75, 1.0, 1.6$ и 2.45 ($\text{ГэВ}/c$)². Этого удалось достичь за счет использования уникального электронного пучка ускорителя CEBAF (в том числе, поляризованного) и комплексной экспериментальной базы Hall C, состоящей из двух высокоточных магнитных спектрометров (HMS и SOS), жидко-водородной и жидко-дейтериевой, и твердой (гранулированной) поляризованной мишени, нейтронного детектора и нейтронного поляриметра. Все это позволило свести к минимуму систематические ошибки и получить наиболее точные значения форм-факторов нейтрона и пиона в данной кинематической области. Исследования семиинклюзивного электророжения пионов на ядрах водорода и дейтерия позволили впервые доказать существование кварк-адронной дуальности и факторизации сечения в области низких энергий. Зависимости измеренных сечений от параметра z и от поперечного импульса мезона, отношение фрагментационных функций D^+/D^- и “супер-отношений” находятся в хорошем согласии с предсказаниями теоретических моделей высоких энергий.

Практическая значимость полученных результатов: Для идентификации частиц были разработаны и созданы два многоканальных ливневых детектора из свинцового стекла, пороговый черенковский счетчик из аэроджеля. Создан широкоапертурный детектор нейтронов. Предложена и реализована система контроля и калибровки установки, метод анализа экспериментальных данных с учетом эффективностей детекторов и возможных потерь. Полученные экспериментальные результаты позволили осуществить сопоставление и отбор между существующими теоретическими расчетами, они стимулировали развитие старых и генерацию новых теоретических подходов. Опираясь на полученные здесь результаты, был принят ряд новых экспериментальных проектов по измерению электрических форм-факторов нейтрона и пиона и проведению более детальных исследований семиинклюзивного электророжения π и K -мезонов, как на действующем ускорителе CEBAF, так и на проектируемом CEBAF-12.

Автор выносит на защиту следующие основные положения:

1. Определение электрического форм-фактора нейтрона G_E^n при значениях квадрата передаваемого четырех-импульса $Q^2 = 0.5$ и 1.0 $\text{ГэВ}^2/c^2$ методом измерения “пучок-мишень асимметрии” в реакции квазиупругого рассеяния продольно поляризованных электронов на поляризованной мишени $d(\vec{e}, e'n)p$
2. Определение электрического форм-фактора нейтрона G_E^n при значениях квадрата переданного четырех-импульса $Q^2 = 0.45, 1.13$ и 1.45 $\text{ГэВ}^2/c^2$ методом измерения “асимметрии нейтронов отдачи” в реакции квазиупругого рассеяния продольно поляризованных электронов на неполяризованной мишени $d(\vec{e}, e'n)p$ с измерением поляризации нейтронов отдачи. Сопоставление полученных результатов с существующими данными.

3. Определение электрического форм-фактора заряженного пиона F_π в области передач квадрата четырех-импульса $Q^2 = 0.6+2.45$ (ГэВ/с)². В частности: а) измерение сечения электророжения π^+ на водороде $H(e, e' \pi^+)n$ и проведение разделения продольной и поперечной компонент; б) определение значения F_π сравнением измеренной продольной компоненты сечения σ_L с предсказаниями теоретических моделей; в) измерение отношения π^+/π^- на дейтерии и доказательство доминантности диаграммы однопионного обмена при кинематических условиях экспериментов F_π .
4. Результаты исследования факторизации сечения и кварк-адронной дуальности при низких энергиях в процессах семиинклюзивного электророжения π^\pm мезонов на Н и D. Результаты измерений z , x и P_T зависимостей сечений, отношений ряда комбинаций сечений и их сопоставление с данными высоких энергий.

Структура и объем работы: Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения; содержит 350 страниц печатного текста, включая 123 рисунка, 43 таблицы и список литературы из 340 наименований.

Апробация полученных результатов: Работы, положенные в основу диссертации, неоднократно докладывались на научных семинарах Ереванского физического института и JLab, обсуждались на митингах коллаборации Hall C, а также в ведущих зарубежных центрах, таких как ОИЯИ (Дубна), NIKHEF (Amsterdam), DESY (Hamburg) и др. Они доложены на секциях Американского Физического Общества, представлены в ряде Международных конференций, как, например:

- 7-th Int. Conference Electron Nucleus Scattering, Elba, Italy, June 2002;
- SPIN-2002, 15th Int. Spin Physics Symposium, Grenoble, France, April 2002;
- SIPANP-2006, 9th Conference on the Interactions of Particle and Nuclear Physics, Puerto Rico, May 30, 2006.

Публикации: По теме диссертации опубликованы 21 статья в журналах Phys. Rev. Lett.; Phys. Rev.; Nucl. Instr. and Meth.; Изв. АН РА и в трудах конференций.

Содержание работы

Введение содержит краткое описание и научное обоснование проблематики, указана актуальность изучения структуры адронов, в частности, пиона и нейтрона. Обсуждается важность исследований кварк-адронной дуальности и факторизации сечения семиинклюзивного электророжения при низких энергиях, обсуждается связь между глубоко-неупругой и резонансной областями.

В первой главе дан обзор экспериментальных и теоретических методов исследования структуры адронов, приведены основные достижения теории, имеется обзор ранее проведенных экспериментальных исследований. Обоснована важность и необходимость точных измерений электрического форм-фактора нейтрона и пиона. Изложены основы принципа кварк-адронной дуальности и факторизации сечения. Знание электрического форм-фактора нейтрона G_E^n в широкой области по Q^2 важно как для уточнения наших представлений о структуре нейтрона и проверки теоретических подходов, так и для понимания структуры ядер. Более 50 лет физики

прикладывают неимоверные усилия для измерения распределения заряда в нейтроне. Для измерения G_E^n наиболее эффективным методом является рассеяние электронов на ядре дейтерия. Однако, для всех ранних измерений G_E^n характерны большие ошибки, связанные с зависимостью полученных результатов от применяемой модели ядра и нуклон-нуклонного взаимодействия. В ряде случаев применение техники Розенблюта было основным ограничивающим фактором точности измерений. С появлением пучков поляризованных электронов и развитием техники поляризованных мишеней стало возможным проведение точных измерений электрического форм-фактора нейтрона.

Основными методами измерения G_E^n с использованием поляризованных электронов являются: а) квазиупругое рассеяние поляризованных электронов на поляризованном дейтерии $\vec{d}(\vec{e}, e'n)p$; б) квазиупругое рассеяние поляризованных электронов на неполяризованном дейтерии с измерением поляризации нейтронов отдачи $d(\vec{e}, e'n)p$ и в) квазиупругое рассеяние поляризованных электронов на поляризованном гелии-3 ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)pp$. При этом нейтроны приобретают поляризацию посредством механизма отдачи, и величина переданной поляризации пропорциональна электрическому форм-фактору нейтрона. Отношение продольной (p_x^n) и поперечной (p_z^n) компонент поляризации нейтрона отдачи прямо связано с отношением электрического и магнитного форм-фактора нейтрона G_E^n/G_M^n :

$$\frac{p_x^n}{p_z^n} = \frac{-\sqrt{2\varepsilon} G_E^n}{\sqrt{\tau(1+\tau)} G_M^n}$$

Для измерения компонент поляризации используется нейтронный поляриметр. Преимуществом этого метода является нечувствительность к абсолютному значению поляризации первичного пучка и анализирующей мощности поляриметра. Более остроумный вариант этого метода (основанный на прецессии спина нейтрона отдачи в магнитном поле) применен в нашем эксперименте E93-038 [5-10]. Во втором методе (пучок-мишень асимметрия) измеряется асимметрия сечения, когда поляризация вдоль направления пучка (σ_+) и против (σ_-). Максимальный эффект достигается, когда поляризация мишени находится в плоскости рассеяния и, в то же время, перпендикулярна направлению импульса виртуального фотона. Измерение асимметрии сечения позволяет прямым образом определить отношение G_E^n/G_M^n :

$$A_{en}^{||} = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} = \frac{-2\sqrt{\tau(1+\sigma)} \tan(\theta_e) G_E^n G_M^n}{(G_E^n)^2 + \tau[1 + 2(1+\tau) \tan^2(\theta_e/2)] (G_M^n)^2}$$

Следовательно, при данном Q^2 , зная величину магнитного форм-фактора G_M^n , можно определить G_E^n . Здесь также поляризация пучка, мишени и эффективность самого нейтронного детектора прямым образом не входят в приведенное выражение, однако их максимальные значения желательны из соображения чувствительности к измеряемому эффекту. Такой метод определения G_E^n использован в нашем эксперименте E93-026 [3-4]. Анализ существующих

мировых результатов к началу наших измерений показал необходимость проведения точных измерений G_E^u в области $Q^2 > 0.5 \text{ ГэВ}^2$.

Особый интерес представляет исследование структуры более простых адронов, в частности, заряженного π -мезона. Электромагнитная структура пиона, как частицы с нулевым спином, характеризуется одним форм-фактором F_π . Пион является связанным состоянием двух кварков. Когда электрон рассеивается на одном из кварков, необходим обмен, минимум, одним глюоном, чтобы сохранять кварки в паре. Поскольку переданный импульс делится между глюонами, то ожидается, что режим пертурбативного КХД для форм-фактора пиона F_π должен наблюдаться при более низких значениях Q^2 , чем для форм-факторов нуклонов (где три кварка должны обмениваться, минимум, двумя глюонами). Значение зарядового форм-фактора пиона хорошо определено при больших Q^2 . На низшем уровне КХД при $Q^2 \rightarrow \infty$ ожидается значение

$$F_\pi(Q^2) = 8\pi \frac{\alpha_s f_\pi^2}{Q^2}, \text{ которое зависит только от константы сильного взаимодействия } \alpha_s, \text{ а ее}$$

нормировка фиксирована константой f_π , которая определяется из процесса слабого распада пиона ($\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$). Следует подчеркнуть, что значительное расхождение между предсказаниями теоретических моделей для форм-фактора пиона (например, pQCD, CQM, Lattic и т.д.) наблюдается в области больших Q^2 . Точные измерения F_π в широкой области Q^2 крайне важны и для понимания особенностей перехода КХД из пертурбативного режима к непертурбативному (от мягких к жестким взаимодействиям). К началу 1997 года форм-фактор пиона F_π достаточно точно был измерен только в области Q^2 до значений 0.28 ГэВ^2 в CERN-e в процессе упругого π -e рассеяния. Этот метод позволяет получить точные и модельно независимые измерения F_π , но его возможности по Q^2 ограничены. Для определения форм-фактора пиона в области больших Q^2 можно использовать реакцию их электрообразования: $e + p \rightarrow e' + \pi^+ + n$. Ключевым моментом такого эксперимента является выделение продольной компоненты сечения. Чтобы обеспечить это, необходимо полное знание (или измерение) азимутальной зависимости дифференциального сечения, и для каждого значения Q^2 проводить, минимум, два измерения при разных значениях поляризации виртуального фотона (для разделения σ_L и σ_T). В экспериментах, проведенных в DESY, CEА и Cornell достигли значения $Q^2 \sim 10 \text{ ГэВ}^2$, однако полученные результаты имели большую неопределенность и сильно зависели от применяемых при анализе теоретических моделей. В ряде случаев не проводилось разделение компонент сечения, и σ_L извлекался простым вычитанием из общего сечения модельно-оцененного значения σ_T .

Для выделения форм-фактора из экспериментальных данных требуется знание зависимости сечения от t , квадрата четырехимпульса переданного от виртуального фотона к нуклону. Неточности в знании t -зависимости приводят к ошибке определения F_π . Ряд теоретических подходов был развит для анализа экспериментальных данных. Одной из классических моделей является модель борновских членов, в которой амплитуда процесса представляется в виде суммы амплитуд фейнмановских диаграмм всех механизмов, вносящих вклад в процесс $e + p \rightarrow e' + \pi^+ + n$. В простейшей борновской модели предполагается, что при

рождении пионов вперед доминирует диаграмма однопионного обмена. В этом случае, в сечении процесса доминирует продольная компонента σ_L , которая прямым образом связана с электрическим форм-фактором пиона F_π :

$$\sigma_L \approx \frac{-tQ^2}{(t-M_\pi^2)} g_{\pi NN}^2(t) F_\pi^2(Q^2, t).$$

Другая группа моделей основана на теории Редже, когда обмен частиц с высокой массой и спином учитывается пропагаторами Редже. Лучшее согласие модели с экспериментальными данными достигнуто при учете Редже траекторий с обменом ρ и π . Форм-фактор пиона здесь параметризуется монополюсом в виде

$$F_\pi(Q^2) = (1 + Q^2 / \Lambda_\pi^2)^{-1},$$

где только один свободный параметр Λ_π^2 . Существующие экспериментальные данные по F_π хорошо описываются моделью при значении параметра $\Lambda_\pi^2 = 0.462 \text{ ГэВ}^2$. При анализе наших данных [11-13] мы воспользовались моделью, разработанной Vanderhaeghen, Guidal и Laget (VGL). За последние годы на базе КХД был развит ряд других моделей, в которых ключевая роль придается форм-фактору пиона (QCD Sum Rules, Lattice QCD, Quark Hadron Duality, Constituent Quark Model). Проверка этих моделей была крайне затруднена из-за отсутствия точных экспериментальных данных в области больших Q^2 . Представляемые здесь новые и весьма точные результаты F_π , полученные в экспериментах Hall C ($F_\pi - 1$ и $F_\pi - 2$) [11-13], в значительной степени заполняют указанную пустоту.

Другим источником информации о структуре адронов является глубоко-неупругое лептон-нуклон рассеяние (DIS) и электрообразование мезонов в процессе глубоко-неупругого семиинклюзивного рассеяния (SIDIS). Эксперименты глубоко-неупругого рассеяния доказали, что нуклоны состоят из точечно-подобных и квази-свободных партонов. Сечение такого процесса можно представить в виде комбинации двух структурных функций (F_1 и F_2), связанных с распределениями кварков и антикварков. В процессе DIS можно изучать только суммарный эффект всех кварков, и нет доступа к распределениям отдельных партонов. Такую возможность представляет электрообразование мезонов в процессе SIDIS. В экспериментах SLAC и EMC было доказано, что при высоких энергиях механизмы рассеяния виртуальный фотон-кварк, и дальнейшая адронизация кварка факторизуются, что позволяет проводить исследования как функций распределения партонов, так и фрагментационных функций кварков. При низких энергиях из-за доминирующей роли резонансного механизма факторизация сечения может нарушиться. Однако, не исключалась возможность, что для семиинклюзивного рассеяния может иметь место эффект, аналогичный Блюм-Гилмановской дуальности, наблюдавшийся для процесса инклюзивного рассеяния. Хотя постулируется общими свойствами КХД, динамическая сущность кварк-адронной дуальности остается плохо понятой. Однако, она должна проявляться в различных процессах и кинематических переменных. Существование факторизации сечения и кварк-адронной дуальности при более низких энергиях откроют широкие возможности для детального исследования партонных функций распределений и фрагментационных функций в кинематических областях, трудно доступных для экспериментов высоких энергий.

Основной целью эксперимента E00-108 Hall C было изучение поведения сечения семинклюзивного электророждения пионов при низких энергиях и нахождение возможного дуального поведения между резонансной и глубоко-неупругой областями. Последняя часть главы посвящена обзору различных моделей фрагментации кварков и методов их определения. Отмечены существующие к началу эксперимента E00-108 некоторые указания (Cornell и HERMES) о факторизации сечения при низких энергиях. Наши результаты касающиеся этой главы опубликованы в работах [1-2].

Во второй главе приведены общие сведения об ускорителе CEBAF. Даны подробные описания экспериментальной аппаратуры Hall C, элементов тракта электронного пучка, системы измерения и контроля его параметров (положения, размеров, интенсивности). В этой главе описаны базовые магнитные спектрометры Hall C, состав детекторов, входящих в них, электроника, система набора данных. Приведены сведения о поляризованном электронном пучке и о поляриметрии. Описана процедура калибровки детекторов, и система их мониторинга. Приведены сведения о нестандартных узлах аппаратуры, разработанных для выполнения обсуждаемых в диссертации экспериментов, таких как поляризованная дейтериевая мишень (ND_3), нейтронный детектор и нейтронный поляриметр.

CEBAF (рис.1) – это высокоинтенсивный, высокочастотный ускоритель непрерывного пучка (CW), работающий на частоте 1497 МГц. Электроны, ускоренные до энергии 45 МэВ в инжекторе, направляются на North Linac, где с помощью 20 радиочастотных (RF) сверхпроводящих ускоряющих отсеков набирают энергию 400 МэВ и через полукольцевой отсек входят в South Linac.

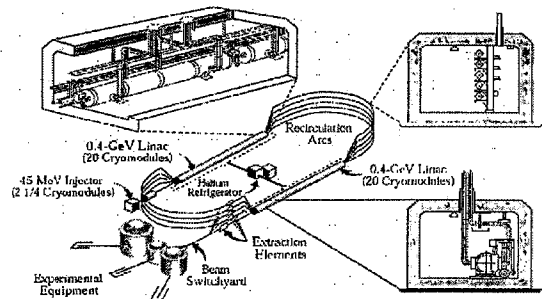


Рис.1 Схематический вид ускорительного комплекса CEBAF

Там они набирают дополнительную энергию 400 МэВ, получая в итоге за один проход (pass) суммарную энергию 800 МэВ. Далее они могут либо выводиться, либо снова направляться в North Linac для следующего цикла ускорения. Проходя пятикратное ускорение (максимальное число), электроны могут иметь энергию 4 ГэВ. После любой кратности ускорения электроны могут направляться в любой из трех экспериментальных залов А, В или С. В результате каждый из экспериментальных залов может получить пучок с энергией $800 \text{ МэВ} \times i$ (где $i = 1 \div 5$), интенсивностью до 100 мкА и частотой 499 МГц (ширина банча ~ 1.7 пико-сек, интервал между банчами ~ 2 нано-сек). В настоящее время максимальная энергия ускорителя \approx

6 ГэВ. Электронный канал экспериментального зала С оснащен системой измерения положения (BPM), энергии и размеров пучка. Для измерения тока пучка используются два монитора ($BCM_{1,2}$), которые в интервал токов $10 \div 100$ мкА обеспечивают точность измерения лучше, чем 0.5%. Так как размеры ускоренного пучка крайне малы (< 200 мкм, FWHM), то для равномерного распределения выделяемой теплоты в мишени пучок с помощью двух растров (быстрый и медленный) перед мишенью размывается до размеров $2 \times 2 \text{ мм}^2$.

Ускоритель CEBAF является также источником поляризованных электронов. На инжекторе поляризованные электроны получают облучением фотокатода GaAs пучком циркулярно поляризованных фотонов. Применение фотокатода GaAs на подложке GaAlAs позволило достичь поляризации до 85% и интенсивности до 100 мкА. Направление продольной поляризации пучка можно менять периодически (± 1) в зависимости от требований эксперимента. Схематический вид стандартной аппаратуры Hall C приведен на рис.2.

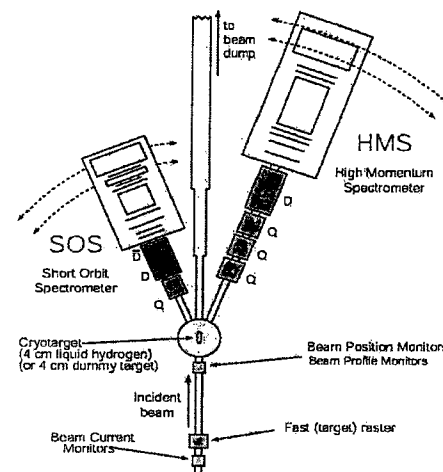


Рис.2 Схематическое расположение спектрометров HMS и SOS в Hall C

Он состоит из двух магнитных спектрометров, HMS и SOS. Спектрометр высоких импульсов (HMS) имеет пролетную базу 26 м и способен анализировать частицы с максимальным импульсом до 7.4 ГэВ/с. Магнито-оптический канал этого спектрометра состоит из трех квадрупольных линз и одного дипольного магнита (все элементы являются сверх-проводящими). В режиме фокусировки "точка-в-точку" HMS обеспечивает захват по телесному углу и импульсу 8 мили-стерад и 20%, соответственно. Спектрометр SOS состоит из трех обычных (теплых) магнитов и способен анализировать частицы до максимального импульса 1.74 ГэВ/с. SOS имеет пролетную базу 10м, импульсный захват 40%, и захват по телесному углу ~ 10 мстерад. Он предназначен для регистрации короткоживущих частиц. HMS и SOS являются вертикально-анализирующими спектрометрами, оптическая ось которых относительно горизонтальной плоскости составляет угол 25° и 18° , соответственно. Импульсное разрешение обоих спектрометров лучше, чем 1×10^{-3} , а угловое разрешение ~ 2 мстерад.

Комплект детекторов в обоих спектрометрах идентичен. Он состоит из двух пакетов дрейфовых камер, которые служат для восстановления траектории частиц. Спектрометры оснащены четырьмя рядами сцинтилляционных счетчиков, служащих для формирования триггера и время-пролетных измерений. Для идентификации пионов и электронов, каждый из спектрометров оснащен пороговым газовым черенковским детектором и калориметром. При проведении экспериментальных измерений " $F_\pi - 2$ " [12] и "Мезон дуалити" [15] для разделения π^- и π^+ , спектрометр HMS был оснащен черенковским детектором аэроджеля с коэффициентом преломления $n = 1.030$ и 1.015 [21]. Схематический вид пакета детекторов HMS приведен на рис. 3. Следует подчеркнуть роль ливневых детекторов при разделении π/e . Обладая высоким разрешением (5 % при 1 ГэВ), калориметры позволяют подавлять пионы лучше, чем $\sim 10^2$, сохраняя при этом эффективность регистрации электронов $\sim 99.5\%$. Слоистая структура калориметров позволяет, наряду с полным энерговыделением, определить энергетические потери частиц в каждом из 4-х слоев, что может служить дополнительным рычагом режескии.

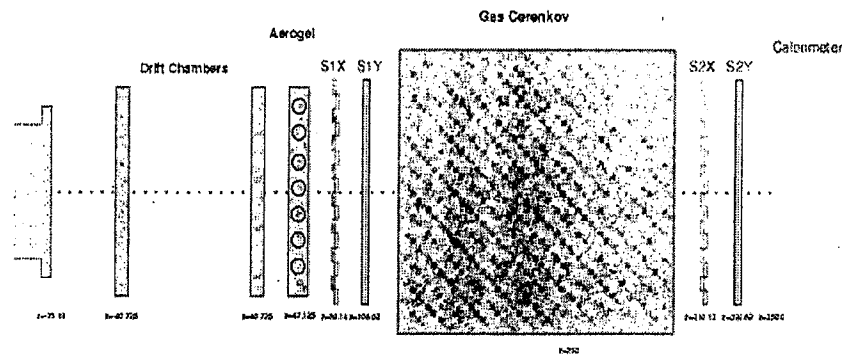


Рис. 3 Схематическое представление комплекта детекторов спектрометра HMS

Важным элементом в спектрометре HMS для идентификации пионов является также пороговый черенковский счетчик аэроджеля. Обладая большой апертурой, детектор имеет высокую и почти равномерную по площади эффективность и способен функционировать без особых изменений характеристик до загрузок ~ 700 кГц. Для набора данных, калибровки детекторов и восстановления треков использовались стандартные процедуры, разработанные в Hall C. Эксперименты E93-021 и E00-108 использовали спектрометры HMS и SOS для регистрации рассеянного электрона в совпадении с рожденным адроном. В ряде случаев HMS использовался в комбинации с другими детекторами. Например, в эксперименте GeP-1 (E93-026) [3-4] электроны, рассеянные от поляризованной мишени ND_3 в реакции $\bar{d}(\bar{e}, e'n)p$, регистрировались в HMS, а нейтроны отдачи – в нейтронном детекторе (ND), размещенном на расстоянии ~ 4 м от мишени. Нейтронный детектор состоял из 5-ти слоев пластиковых счетчиков, перед которыми было установлено два слоя антисовпадательных счетчиков. В другом эксперименте GeP-2 (E93-038) для определения G_E^n измерялась асимметрия нейтронов отдачи в реакции $d(\bar{e}, e'n)p$ в нейтронном поляриметре. При этом использовалась методика прецессии

спина нейтронов, которая осуществлялась дипольным магнитом, размещенным перед поляриметром. В конце этой главы описана базовая программа моделирования SIMC. Результаты касающиеся этой главы опубликованы в работах [19-21].

Третья глава диссертации посвящена экспериментальному исследованию форм-фактора π^+ - мезона. Здесь описаны два эксперимента (E93-021 и E01-104) эксклюзивного электророждения пионов, выполненные в области квадрата переданного четырехмерного импульса $Q^2 = 0.6-2.5$ (ГэВ/с)² (Таблица 1). Оба эксперимента использовали HMS и SOS спектрометры для регистрации на совпадении π^+ мезонов (HMS) и рассеянных электронов (SOS), продуктов реакции $e^- + p \rightarrow e' + \pi^+ + n$. В измерениях использовались 4 см жидководородная и жидко-дейтериевая мишени.

Кинематики были выбраны таким образом, чтобы обеспечить максимальную область по Q^2 , как минимум, при двух значениях поляризации виртуального фотона ϵ .

Таблица 1

Exp	Q^2 (GeV/c) ²	W (GeV)	$ t $ (GeV/c) ²	E_0 (GeV)
F_{π^-1}	0.6–1.6	1.95	0.03–0.150	2.445–4.045
F_{π^-2}	1.6–2.5	2.22	0.093, 0.189	3.779–5.246

Это удастся путем комбинации двух измерений: "низкая энергия-большой угол рассеяния" и "высокая энергия- малый угол рассеяния", что и позволяет проводить Л/Т разделение сечения при каждом измеряемом значении Q^2 . Дополнительно к этим измерениям, форм-фактор пиона при $Q^2 = 2.15$ (ГэВ/с)² был определен из анализа данных эксперимента E01-107.

Число реальных событий $H(e, e'\pi^+)n$ получается методом применения ряда критериев отбора частиц, вычитания вклада случайных совпадений, событий образованных от Al стенок криогенной мишени. Это число корректируется на мертвое время электроники и на эффективность регистрирующей аппаратуры. Далее, нормированные числа событий всех измерений при данной кинематике усредняются с учетом их соответствующих весов.

Для подтверждения доминантности диаграммы однопионного обмена при каждой Q^2 и $-t$ проводились измерения электророждения π^+ и π^- мезонов на дейтроне. В случае доминантности диаграммы однопионного обмена отношение π^+/π^- для ядра дейтерия должно равняться единице. Наши результаты показали, что при значениях $-t$, при которых проводились измерения форм-фактора F_π , действительно, $\pi^+/\pi^- \approx 1$, что подтверждает доминантность диаграммы однопионного обмена [14].

Для устранения аппаратурных и радиационных эффектов на измеряемые данные проводились Монте-Карло расчеты. Определение сечения реакции $H(e, e'\pi^+)n$ в каждом

кинематическом бине базировалось на отношении нормированных выходов найденных экспериментально и моделированием:

$$(d\sigma/dt)_{\text{exp}} = (Y_{\text{exp}}/Y_{\text{MC}})(d\sigma/dt)_{\text{MC}}.$$

Для разделения продольной и поперечной компонент сечения сначала выделялись интерференционные компоненты сечения. Для этого проводилось сравнение экспериментальных и модельно-рассчитанных сечений при разных значениях азимутального угла φ_x . Лучшего согласия добивались оптимизацией выражений для компонент сечения в модели.

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\varphi_x} = \frac{d\sigma_T}{dt} + \varepsilon \frac{d\sigma_L}{dt} + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{LT}}{dt} \cos \varphi_x + \varepsilon \frac{d\sigma_{TT}}{dt} \cos 2\varphi_x$$

Далее, используя эмпирические выражения, рассчитывались и вычитывались интерференционные члены из вышеприведенного выражения для сечения. В итоге остается простая, линейно зависящая от ε , комбинация поперечной и продольной компонент сечения: $2\pi \frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma_T}{dt} + \varepsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$. Здесь применяется известная техника Розенблюта, использующая значение $d\sigma/dt$, измеренные при двух значениях поляризации виртуального фотона (ε_1 и ε_2).

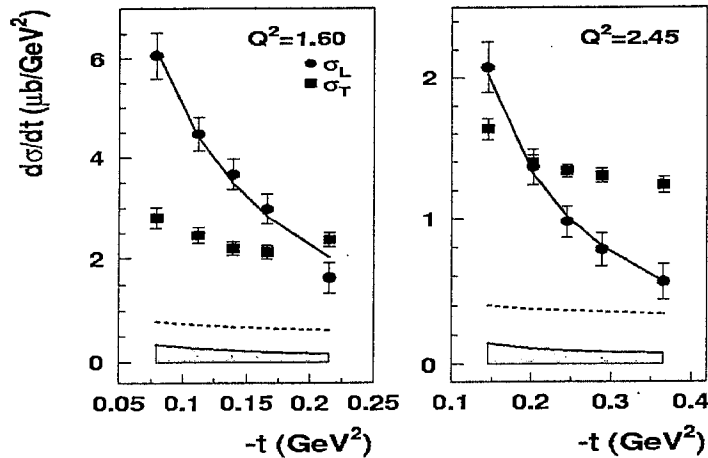


Рис. 4 Сравнение измеренных σ_L и σ_T компонент сечений с моделью VGL

На рис. 4 приведены измеренные σ_L и σ_T компоненты сечения вместе с расчетами VGL/Редже модели для $Q^2 = 1.60$ и 2.45 ГэВ². Видно, что модель весьма хорошо описывает продольную компоненту сечения, что важно для определения F_x . Имеется сильное разногласие между измеренными и расчетными значениями σ_T . Значение F_x определяется сравнением продольной

компоненты сечения с моделью VGL/Редже, в которой форм-фактор пиона параметризуется в форме

$$F_x(Q^2) = (1 + Q^2/\Lambda_\pi^2)^{-1}.$$

На рис. 5 показаны измеренные нами значения F_x вместе с данными некоторых других экспериментов и ряда теоретических предсказаний. Измеренные нами значения практически являются единственными и наиболее точными в области $Q^2 > 0.5$ ГэВ² (не считая старых и неточных данных Cornell и DESY). Данные находятся в хорошем согласии с предсказаниями QCD и CQM, они указывают на возможное насыщение значения $Q^2 F_x$ в области $Q^2 > 2.0$ ГэВ². Основные результаты этой главы опубликованы в работах [11-14].

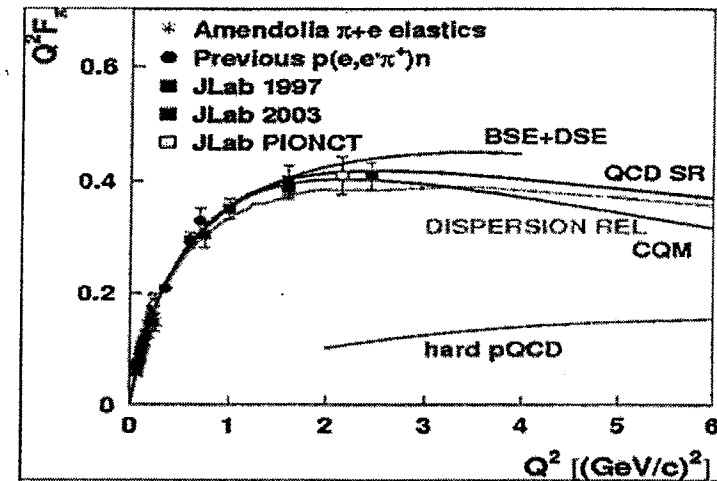


Рис. 5 Сравнение лучших измерений F_x с теоретическими предсказаниями

Четвертая глава посвящена описанию экспериментальных измерений электрического форм-фактора нейтрона G_E^n при $Q^2 = 0.5$ и 1.0 (ГэВ/с)² (E93-026) и при $Q^2 = 0.45, 1.13$ и 1.45 (ГэВ/с)² (E93-038). В эксперименте E93-026 (G_{En}^{-1}) измерялась спин-зависящая часть сечения рассеяния поляризованных электронов от поляризованной дейтериевой мишени (ND₃) и вычислялась асимметрия $A_{em}^v = (\sigma_+ - \sigma_-)/(\sigma_+ + \sigma_-) = \alpha G_E^n G_M^n / [(G_E^n)^2 + \beta (G_M^n)^2]$, где α и β являются кинематическими параметрами. В этом эксперименте из соображений загрузки нейтронного детектора и сохранения поляризации мишени (20%) ограничивались интенсивностью пучка ~100 нА. Поляризация электронного пучка измерялась поляриметром Моллера и держалась на уровне ~80 %.

Квазиупруго рассеянные электроны регистрировались в HMS, а нейтроны отдачи от реакции $\bar{d}(\bar{e}, e'n)p$ в нейтронном детекторе. Энергия и углы регистрации продуктов реакции

выбирались в соответствии с кинематикой упругого рассеяния для $Q^2 = 0.5$ и 1.0 (ГэВ/с)². Значения G_E^n определялись путем сравнения измеренных асимметрий A_{en}^v с расчетными значениями из моделирования. В измеренные асимметрии вводились ряд поправок, основная из которых $-3.8 \pm 1.1\%$ была связана с перезарядкой протонов в свинцовой защите нейтронного детектора. Расчеты проводились в модели Аренховеля. Величина G_E^n варьировалась в пределах $\pm 50\%$ по сравнению с Galster, и определялось ее оптимальное значение (методом минимизации χ^2). Асимметрия A_{en}^v вычислялась для ряда чувствительных кинематических параметров, и по разнице значений G_E^n оценивались систематические ошибки. На рис. 6 показаны расчетные и измеренные значения A_{ed}^v для наиболее чувствительных кинематических величин E_e' , y_{pos} , ϑ_{ng} и $\vartheta_{\text{np}}^{\text{cm}}$ при значении $Q^2 = 0.5$ ГэВ².

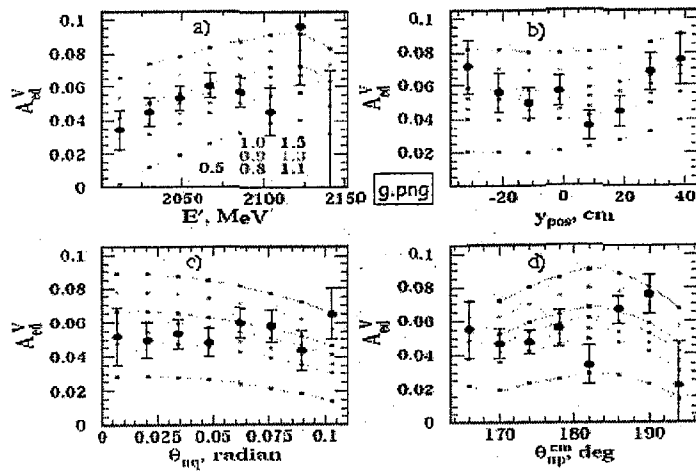


Рис.6 Измеренные и рассчитанные (кривые) значения асимметрии для наиболее чувствительных кинематических параметров E_e' (a), y_{pos} (b), ϑ_{ng} (c) и $\vartheta_{\text{np}}^{\text{cm}}$ (d).

Значения G_E^n , полученные из эксперимента E93-026, наиболее точные среди подобных экспериментов (показаны на рис.7 вместе с известными поляризованными данными): $G_E^n(Q^2=0.5) = 0.0526 \pm 0.0033 \pm 0.0026$ и $G_E^n(Q^2=1.0) = 0.0454 \pm 0.0054 \pm 0.0037$ (первая ошибка – статистическая, а вторая – систематическая). Полученные нами результаты хорошо согласуются с параметризацией Galster-а. Отметим, что два измерения при $Q^2 = 0.5$ ГэВ², проведенные нами с интервалом в 2 года находятся в хорошем согласии.

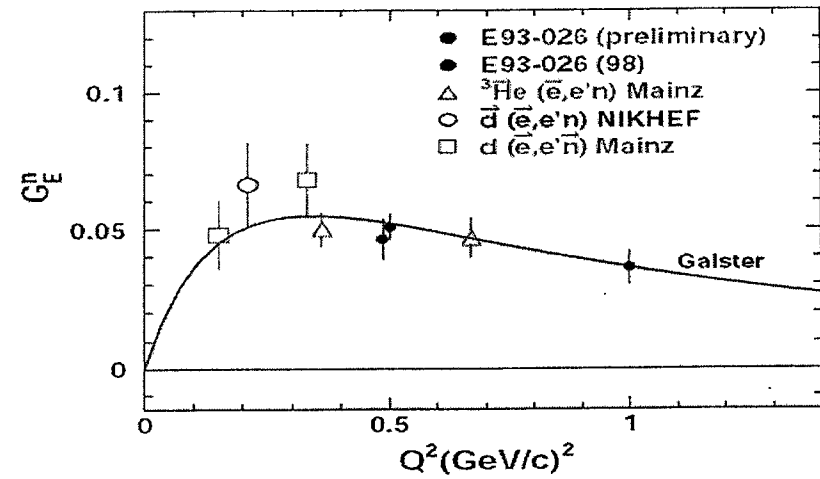


Рис.7 Сравнение наших измерений G_E^n -1 с лучшими поляризационными данными

В эксперименте E93-038 (G_{En} -2) мы определяли отношение G_E^n/G_M^n методом поляризации нейтронов отдачи. До 80 % продольно поляризованные электроны с интенсивностью ~ 100 мкА рассеивались от 15 см жидко-дейтериевой мишени. Рассеянные электроны, как и в случае (G_{En} -1), регистрировались в магнитном спектрометре HMS. Кинетическая энергия нейтронов определялась по времени пролета из мишени до анализирующего детектора. Нейтронный поляриметр измерял асимметрию нейтронов отдачи из реакции $d(\bar{e}, e'\bar{n})p$. Установленный перед поляриметром дипольный магнит осуществлял прецессию спина нейтронов. Магнит имел вертикальный зазор 8.25 инч и магнитное поле почти вертикального направления. Асимметрия нейтронов (ξ) измерялась при разных знаках угла прецессии ($\pm\chi$) спина нейтрона, и бралось отношение $\eta = \xi^-/\xi^+$, которое напрямую связано с отношением электрического и магнитного форм-факторов нейтрона $G_E^n/G_M^n \sim [(1+\eta)/(1-\eta)] \tan \chi$. Значение G_M^n оценивалось по фиту известных мировых данных, и определялась величина G_E^n . Для проверки точности измерений и оценки систематических ошибок некоторые измерения асимметрии повторялись при изменении знака поляризации электронного пучка. Такой метод позволял существенно уменьшить систематические ошибки. Особое внимание при анализе данных уделялось учету ядерных эффектов, таких как взаимодействие в конечном состоянии (FSI), и мезонным обменным токам (МЕС). Для этого проводились детальные Монте Карло моделирования. Важную роль сыграли теоретические расчеты Аренховеля. Они показывают, что в экспериментах квазиупругого рассеяния с двойной поляризацией компоненты поляризации нейтрона отдачи нечувствительны к ядерным эффектам. Измерения E93-038 проводились при значениях $Q^2 = 0.45, 1.13$ и 1.45 (ГэВ/с)². В качестве примера на рис.8 приведены результаты измеренной асимметрии ξ при трех углах прецессии спина нейтрона для $Q^2 = 1.136$ (ГэВ/с)².

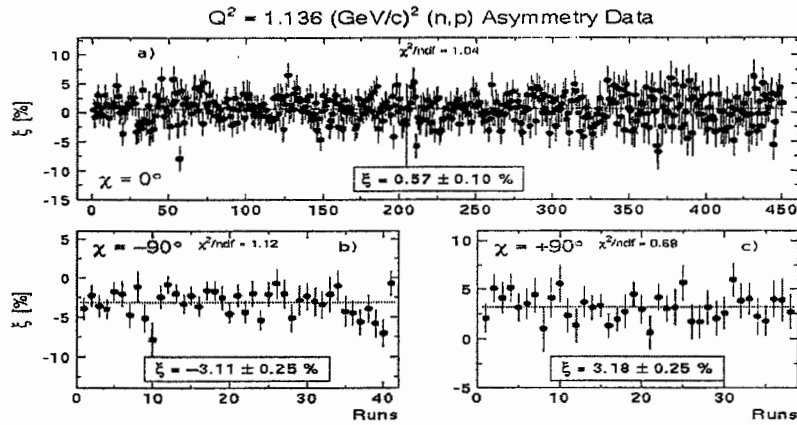


Рис.8 Измеренная асимметрия ξ при углах прецессии $\chi = 0^\circ$ (а) и $\pm 90^\circ$ (б и с)

Значения отношений G_E^n/G_M^n и G_M^n , полученные из эксперимента E93-038 приведены в Таблице 2. Первая ошибка статистическая, а вторая - систематическая.

Таблица 2.

$\langle Q^2 \rangle (GeV/c)^2$	$g = G_E^n / G_M^n$	$G_M^n / \mu_n G_D$	G_E^n
0.447	$-0.0761 \pm 0.0083 \pm 0.0021$	1.003 ± 0.006	$0.0550 \pm 0.0060 \pm 0.0016$
1.136	$-0.1310 \pm 0.0100 \pm 0.0030$	1.057 ± 0.017	$0.0394 \pm 0.0029 \pm 0.0012$
1.450	$-0.1900 \pm 0.0160 \pm 0.0040$	1.044 ± 0.024	$0.0411 \pm 0.0035 \pm 0.0013$

На рис. 9 показаны результаты G_M^n из двух наших экспериментов E93-026 и E93-038 вместе с лучшими мировыми данными. Как видно, наши результаты при $Q^2 \geq 1.0$ (ГэВ/с)² значительно выше, чем предсказывается параметризацией Galster. Мы провели новый фит совокупности всех данных используя модифицированный вариант параметризации Galster-а в виде:

$$G_M^n(Q^2) = -\frac{a\mu_n\tau}{1+b\tau} G_D(Q^2),$$

где $\mu_n = -1.91$ это аномальный магнитный момент нейтрона, τ это кинематический параметр определяемый выражением $\tau = Q^2/4M_n^2$, и $G_D = (1+Q^2/0.71)^{-2}$ является дипольной параметризацией. Лучшее согласие с экспериментальными данными нами достигнуто при значении параметров $a = 0.886 \pm 0.22$ и $b = 3.29 \pm 0.31$.

Основные результаты этой главы опубликованы в работах [3-10].

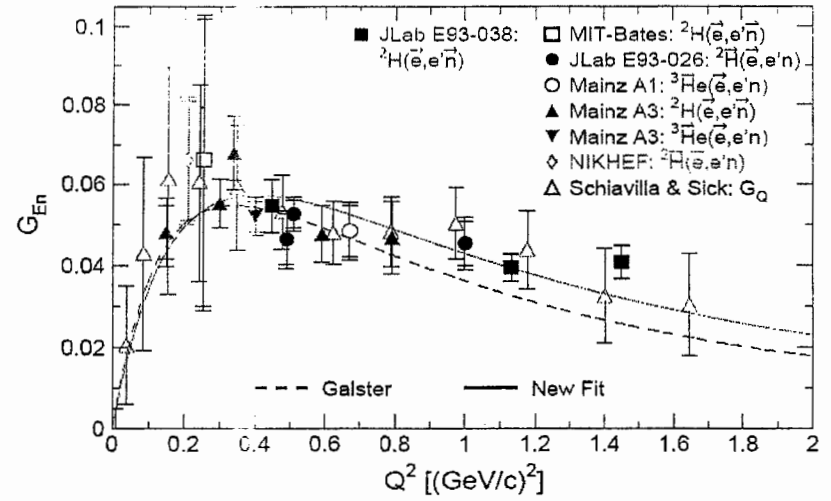


Рис. 9 Мировые данные для G_E^n . Наши результаты являются наиболее точными

Пятая (заключительная) глава диссертации посвящена изучению кварк-адронной дуальности в процессе семинклюзивного электроорождения заряженных пионов на протоне и дейтроне. Измерения эксперимента E00-108 проводились на 4 см жидко-водородной и жидко-дейтериевой мишени при энергии пучка $E=5.479$ ГэВ. Рассеянные электроны регистрировались на совпадении с пионами в спектрометрах HMS и SOS. Чтобы проверить факторизацию сечения, мы выбрали кинематику измерений следующим образом. В первую очередь, при фиксированной кинематике виртуального фотона ($x = 0.32$ и $Q^2 = 2.3$ ГэВ²/с²) варьировали $z = E_\pi/\nu$ (долю энергии виртуального фотона, уносимую пионом) в интервале $z = 0.3 \div 1.0$. Предполагая факторизацию сечения, мы должны ожидать поведение, обусловленное z -зависимостью фрагментационных функций. На втором этапе измерений, фиксируя значение $z = 0.55$, мы варьировали только x -параметр виртуального фотона. В этом случае измеряемое сечение чувствительно к функциям распределения партонов. Наконец, на третьей стадии измерений мы изучали зависимость сечения от величины поперечного импульса пиона. Для этого, фиксируя $z = 0.55$ и $x = 0.32$ меняли угол детектируемого пиона относительно направления виртуального фотона ϑ_{π^0} в пределах $0^\circ \div 8^\circ$. Применяя стандартную процедуру анализа данных, для каждой серии измерений мы получили нормированное число событий, поправленное на эффективность регистраций, потери из-за блокировок, и критерий отбора частиц: $Y_{exp} = N/\epsilon_{int}Q_{int}$. Для учета вкладов пионов от распада ρ^0 -мезонов, радиационного "хвоста" эксклюзивно рожденных пионов и устранения эффектов аппаратных искажений проводились моделирования с использованием соответствующих моделей для сечений в SIMC. Если заложенная в расчетах модель хороша, то значение сечения измеряемого процесса в кинематическом i -бине можно прямо вычислить исходя из отношений нормированных выходов эксперимента и модели Y_{exp}^i/Y_{MC}^i и соответствующего сечения модели σ_{MC}^i , как

$\sigma'_{\text{exp}} = (Y'_{\text{exp}} / Y'_{\text{MC}}) \sigma'_{\text{MC}}$. В программе SIMC мы использовали форму сечения семиинклюзивного электророждения пионов, общепринятую при высоких энергиях:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e dE_e dz dP_t^2 d\phi} = \frac{dN}{dz} b \cdot \exp(-bP_t^2) f(\phi),$$

где $dN/dz = \sum_q e_q^2 q(x, Q^2) D_{q \rightarrow \pi}(z, Q^2)$, $f(\phi) = (1 + A \cos\phi + B \cos 2\phi)/2\pi$, P_t - поперечный импульс пиона, а "b" параметр наклона P_t^2 -распределения. Забегая вперед отметим, что в исследуемой нами кинематической области, мы показали, что можно пренебречь азимутальной зависимостью (т.е. можно упростить выражение для сечения, принимая $A \approx B \approx 0$). Мы также обнаружили, что Q^2 зависимость SIDIS сечения в измеряемой нами кинематической области отличается от поведения, характерного для высоких энергий. Для лучшего согласия с экспериментальными данными пришлось вводить Q^2 коррекцию в сечение модели [17]. Используя фрагментационные функции и функции распределения партонов при высоких энергиях, мы получили хорошее описание для z-зависимостей сечений π^+ на протоне и дейтроне при $z < 0.7$ (рис.10).

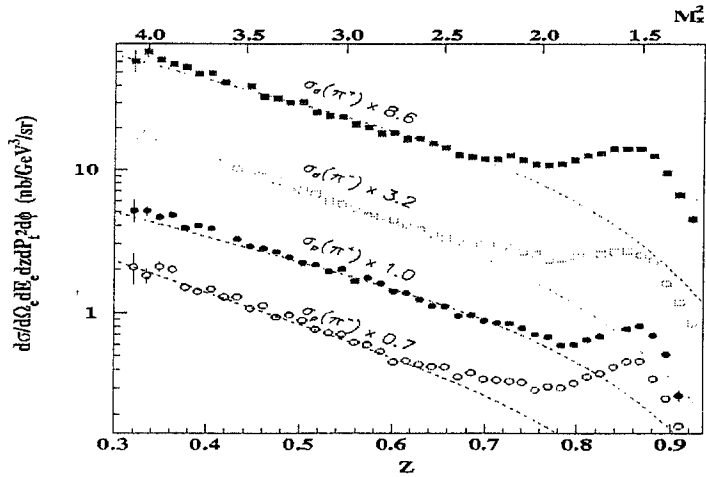


Рис. 10 Зависимости сечений реакций $^{1,2}H(e, e' \pi^+)X$ от z. Наблюдается хорошее согласие с ожиданиями высоких энергий (кривые) при $z \leq 0.65$.

Для кинематики данного эксперимента ($P_t \sim 0$) квадрат недостающей массы связан с параметром z соотношением $M_x^2 = M_p^2 + Q^2(1/x - 1)(1 - z)$. Следовательно, большое отклонение данных при $z > 0.8$ от кривых моделирования, в основном, отражает эффект $\gamma N \rightarrow \pi \Delta$ перехода. При значениях $M_x^2 > 2.5 \text{ ГэВ}^2$ совокупность большого количества резонансов приводит к искусственной гладкой z-зависимости, как и ожидается из моделирования. Наконец, быстрое

падение результатов моделирования по сравнению с экспериментом при больших z может быть искусственным. Фрагментационные функции плохо измерены для значений $z > 0.7$, и могут быть более гладкими, чем использованы в расчетах. Согласно наших данных, полученных при значительно низких энергиях, охватывающих даже резонансную область, с предсказаниями, базирующимися на данных высоких энергий (кривые на рис. 10), является весомым подтверждающим аргументом факторизации сечения.

Большой интерес представляют экспериментальные исследования отношений сечений заряженных пионов π^+/π^- , и d/p (дейтрон/водород) отношений для π^+ и π^- . Экспериментально эти отношения легко измерить. Они свободны от аппаратных искажений, многие неопределенности, связанные с абсолютной нормировкой и радиационными поправками, в них сокращаются и, тем самым, они могут служить для сравнения с предсказаниями теоретических моделей.

z-зависимости отношений π^+/π^- для протона и дейтрона находятся в удовлетворительном согласии с предсказаниями модели LUND и измерениями Cornell (пустые окружности). Как и ожидается из модели LUND, это отношение слабо зависит от x. Величина отношения π^+/π^- для протона в среднем находится на уровне ~ 2 (рис.11 a,b), (исключая область $z > 0.8$, где доминирует эксклюзивное рождение π^+). Это отношение прямо отражает кварковую структуру протона (uud) и пионов ($u\bar{d}$ для π^+ и $\bar{u}d$ для π^-).

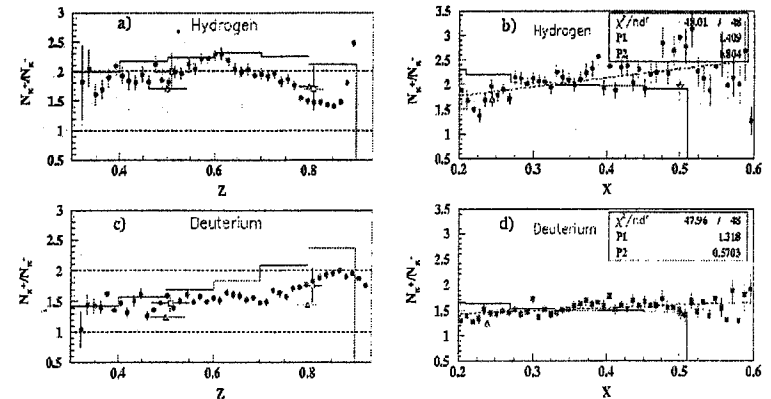


Рис. 11 z и x-зависимости отношения π^+/π^- на водороде (a,b) и дейтерий (c,d) и предсказания модели LUND (гистограмма). Пустые окружности данные Cornell

Для дейтрона отношение π^+/π^- имеет тенденцию к росту от ~ 1.5 до ~ 2.0 с ростом z от 0.5 до 0.9 (рис. 11 c), в то время как оно практически остается на уровне ~ 1.5 во всей области $x=0.2 \div 0.6$ (рис.11d). Это результат эффекта партонной структуры протона и π^+ мезонов, и z-зависимостей фрагментационных функций кварков. Отношения нормированных выходов дейтрон/протон (d/p) для π^+ и π^- мезонов почти не зависят от x и z как и предсказывается в модели LUND. По величине z-зависимости эти отношения на $\sim 13 \div 16\%$ больше, чем

предсказывается (рис. 12). Здесь также наблюдается сильный эффект эксклюзивного рождения π^\pm при больших z .

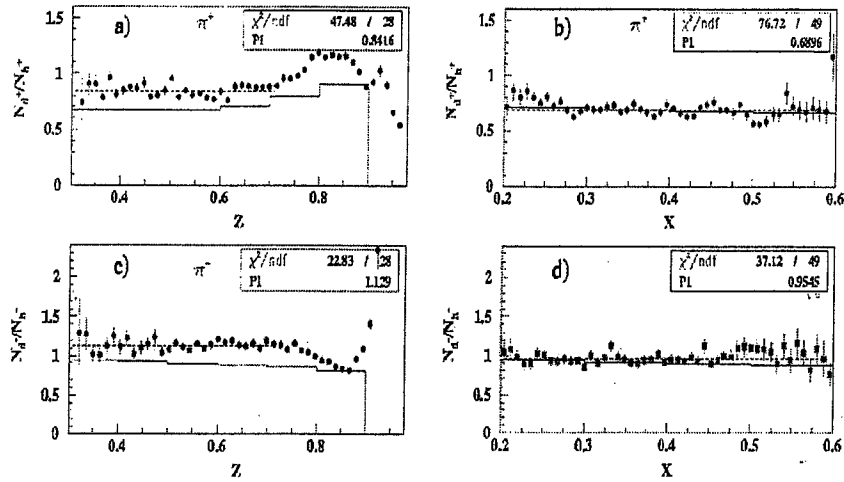


Рис. 12

12 z и x -зависимости отношения D/N для π^+ (a,b) и π^- мезонов (c,d). Неплохое согласие с предсказаниями модели LUND (сплошная гистограмма).

Для дополнительного доказательства факторизации, используя измеренные сечения рождения π^\pm мезонов на p и d , мы составили комбинации, не зависящие от фрагментации кварков (следовательно, не зависящие от z). Предполагая зарядовую и изотоп симметрию фрагментационных функций в приближении LO сечения семинклюзивного образования π^\pm на протоне и дейтерии можно представить в виде:

$$\sigma_p^+ \propto 4uD^+ + dD^- + 4\bar{u}D^- + \bar{d}D^+, \quad \sigma_d^+ \propto (4D^+ + D^-)(u+d) + (4D^- + D^+)(\bar{u} + \bar{d}),$$

$$\sigma_p^- \propto 4uD^- + dD^+ + 4\bar{u}D^+ + \bar{d}D^-, \quad \sigma_d^- \propto (4D^+ + D^-)(u+d) + (4D^- + D^+)(\bar{u} + \bar{d}).$$

Пренебрегая вкладами странных кварков, для отношений суммы и разностей сечений на протоне и дейтерии имеем:

$$R_{pd}^+ = \frac{\sigma_p^+ + \sigma_p^-}{\sigma_d^+ + \sigma_d^-} = \frac{4u + 4\bar{u} + \bar{d} + d}{5(u+d + \bar{u} + \bar{d})}, \quad R_{pd}^- = \frac{\sigma_p^+ - \sigma_p^-}{\sigma_d^+ - \sigma_d^-} = \frac{4u_v - d_v}{3(u_v - d_v)},$$

где обозначения σ_p^\pm и $\sigma_d^\pm = \sigma_p^\pm + \sigma_n^\pm$ представляют сечения электророждения π^\pm на протоне и дейтроне, а под u и d подразумевается сумма валентных кварков (u_v или d_v) и морских кварков (\bar{u} и \bar{d}), т.е. $u = u_v + \bar{u}$, и $d = d_v + \bar{d}$. Результаты подтверждают независимость "супер-отношений" от z (рис. 13).

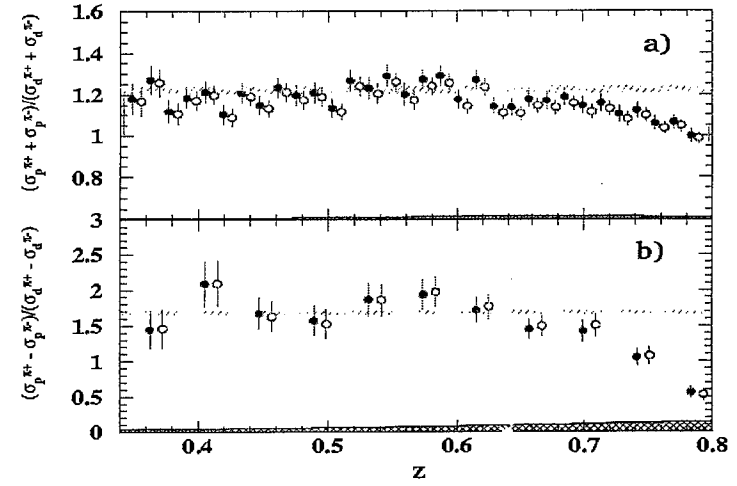


Рис. 13 z -зависимости "супер-сумм" (a) и "супер-разностей" (b) при $x = 0.32$. Полосы в средней части рисунка - значения, ожидаемые из высоких энергий.

Вычитание вклада от ρ^0 мезонов (открытые кружки отражают отношения после вычитания) особо не влияет на результат. Средние значения (отношений хорошо согласуются с предсказаниями GRV и CTEQ (штрихованные полосы). В области $z > 0.7$ наблюдается заметное отклонение от предсказаний.

Пренебрегая вкладом странных кварков и предполагая факторизацию, можно использовать сечения электророждения π^+ и π^- на дейтроне для вычисления отношений фрагментационных функций $D^-(z)/D^+(z)$. В приближении LO сечения электророждения π^\pm мезонов на дейтроне можно представить как

$$\sigma_d^+(x,z) \sim (4D^+ + D^-)(u+d) \quad \text{и} \quad \sigma_d^-(x,z) \sim (4D^- + D^+)(u+d),$$

откуда для отношения сечений заряженных пионов на дейтерии будем иметь $\sigma_d^+/\sigma_d^- = (4D^+ + D^-)/(4D^- + D^+)$, из которого следует $D^-(z)/D^+(z) = (4-R)/(4R-1)$, где $R = \sigma_d^+(x,z)/\sigma_d^-(x,z)$. На нижеприведенном рис.14 сплошными (пустыми) кружками показаны зависимости этих отношений с вычетом (без вычета) вклада пионов от распада дифракционного ρ^0 -мезона, который составлял до 20%. Наши результаты D^-/D^+ отношений, как и предсказывается теоретическими моделями высоких энергий, не зависят от x . А z -зависимость этого отношения согласуется с данными HERMES, еще раз подтверждая правомочность кварк-адронной дуальности для семинклюзивного рассеяния. Отметим факт хорошего согласия наших данных с результатами HERMES даже в области $z > 0.75$, где в самих дифференциальных сечениях наблюдается существенный вклад от резонансов. Это объясняется совпадением

отношения вкладов нуклонных резонансов при рождении π^\pm на протоне и нейтроне с фактором 4, как было отмечено в работе Close-Isgur.

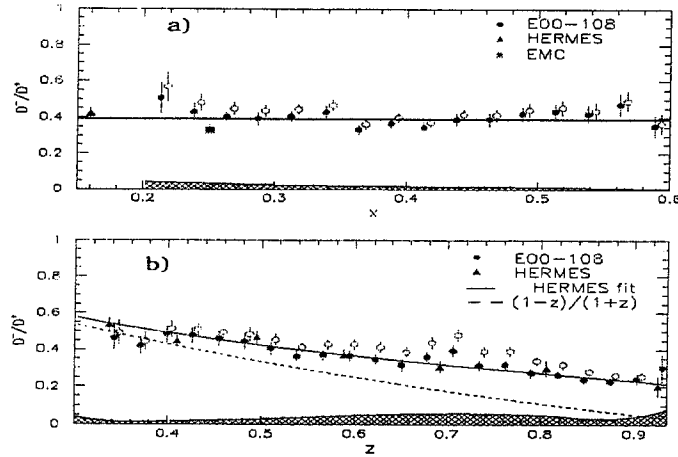


Рис. 14 Зависимость отношений D^-/D^+ от x (a) и от z (b).

Сечения π^\pm на протоне и дейтроне были использованы для вычисления x и z зависимостей отношения валентных кварков (d_v/u_v). Полученные нами x и z зависимости находятся в хорошем согласии с данными HERMES и WA25. Наиболее интересной, одновременно и сложной частью нашего анализа, являлось изучение P_T зависимости семинклюзивного сечения. Сложность здесь, в первую очередь, связана с сильной корреляцией между кинематическими параметрами (поперечным импульсом P_T и азимутальным углом ϕ). Во вторых, из-за ограниченного телесного угла нашей установки, с увеличением P_T (соответственно, угла между виртуальным фотоном и образованным пионом) резко уменьшается захват по углу ϕ . Однако, как мы установили при более детальном анализе данных, в нашей кинематической области ($P_T \leq 0.4$ ГэВ/с), можно игнорировать азимутальной зависимостью. Следовательно, все изменения сечения при варьировании q_{av} в указанных пределах можно приписать поперечному импульсу. Прежде всего мы нашли, что комбинации отношений сечений на протоне и дейтроне и отношения π^+/π^- для протона и дейтрона не зависят от величины P_T . На рис. 15 показана зависимость отношения D^-/D^+ от поперечного импульса пиона P_T при $x=0.32$ и $z=0.55$. Это отношение почти не зависит от P_T и хорошо согласуется с посотынным значением ~ 0.46 . Результаты рис.15 получены из отношений π^+/π^- на дейтерии без вычитания вклада пион от распада ρ^0 и с пренебрежением роли морских кварков. Учет этих эффектов уменьшает отношение D^-/D^+ в среднем на $\sim 5\%$, приводя к значению $D^-/D^+ = 0.43 \pm 0.02$, что практически совпадает с данными HERMES.

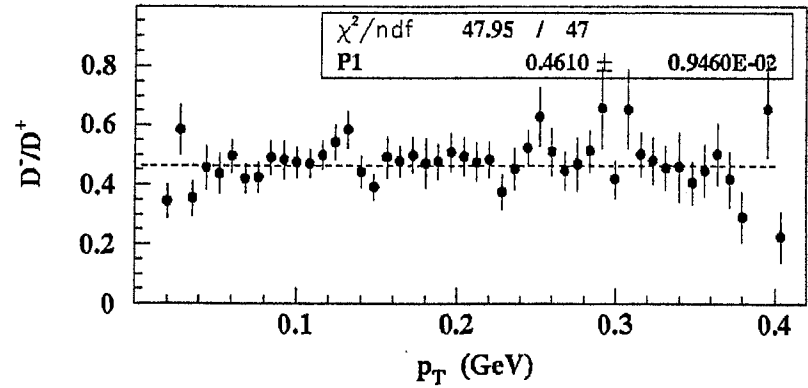


Рис.15 Зависимость отношений фрагментационных функций D^-/D^+ от P_T

Пренебрегая азимутальной зависимостью дифференциального сечения, мы получили P_T^2 зависимость дифференциальных сечений для рождения π^+ и π^- мезонов на протоне и дейтроне и определили параметры их наклона (рис. 16).

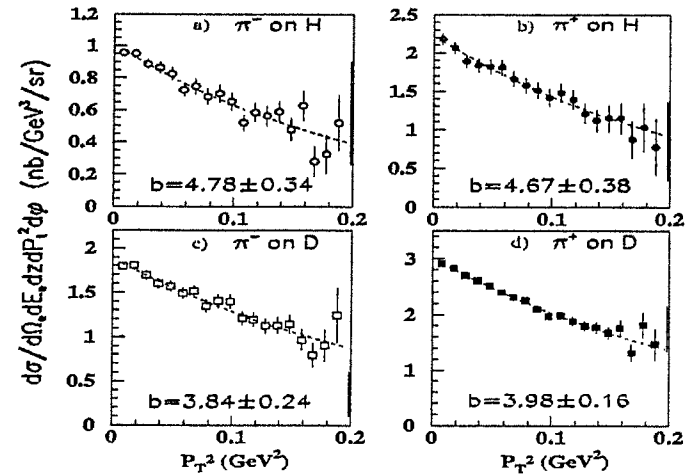


Рис. 16 Зависимости сечений электророждения π^\pm на протоне (a, b) и дейтроне (c, d) от P_T^2 .

Значение "b" для дейтрона систематически меньше, чем для протона.

Параметры наклона "b" близки для π^+ и π^- , как для протона, так и для дейтрона. Однако, значение "b" для дейтрона систематически меньше, чем для протона. Возможно, что это связано с механизмом формирования поперечного импульса. Согласно некоторым теоретическим представлениям (Anselmino, Kotzianyan, Brodsky и др.), поперечный импульс адрона P_T ,

образуется в результате комбинации поперечного импульса k_\perp , который кварк имеет до взаимодействия и поперечного импульса p_\perp , генерируемого в процессе фрагментации кварка, т.е. $\vec{P}_\perp = z\vec{k}_\perp + \vec{p}_\perp$. Следуя Anselmino, можно предположить, что ширины распределений поперечного импульса кварка (k_\perp) и фрагментационной функции (p_\perp) гауссовские и складываются квадратично, образуя полную ширину P_\perp . На основании этого предположения для анализа P_\perp зависимостей для каждого случая вместо одного параметра наклона "b" мы ввели $b_q^* = (\mu_q^2 + \mu_z^2)^{-1}$, где q — u или d кварк, а $\mu_{u,d}$ и μ_z — ширины распределений по поперечному импульсу k_\perp для u и d партонных функций, и p_\perp для фрагментационных функций. Фитируя все наши данные, с вариацией ширин распределений по поперечному импульсу для партонных и фрагментационных функций (μ_u, μ_d, μ_+ и μ_-), отношение фрагментационных функций D^-/D^+ , и d/u кварков в модели, мы получили наилучшее согласие при значениях $D^-/D^+ = 0.42 \pm 0.01$ и d/u = 0.30 ± 0.03 , что хорошо согласуется с ожидаемыми для высоких энергий значениями.

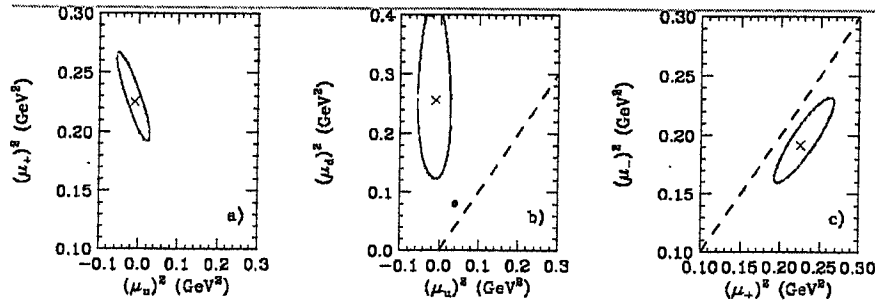


Рис. 17 Контур наивероятных значений (2σ-контур) для ширин распределений по поперечному импульсу партонных (PDF) и фрагментационных функций кварков.

В результате нашего статистического анализа мы также пришли к заключению, что в пределах двух стандартных ошибок для d кварка большая ширина k_\perp распределения более предпочтительна, чем для u кварка. А ширины p_\perp распределений для "предпочтительной" (favored) и "непредпочтительной" (unfavored) фрагментационных функций одинаковы. Основные результаты этой главы опубликованы в работах [15-18].

В заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертационной работе. Они сводятся к следующему:

1. С использованием пучка продольно поляризованных электронов и поляризованной дейтериевой мишени проведены измерения асимметрии сечения (асимметрия "пучок-мишень") квазиупругого $d(\vec{e}, e'n)p$ рассеяния. Сравнение измеренных асимметрий с расчетно-ожидаемыми позволило с высокой точностью определить значение G_E^n при $Q^2=0.5$ и 1.0 (ГэВ/с)² [3, 4].

2. Электрический форм-фактор нейтрона был также измерен методом анализа асимметрии нейтронов отдачи в процессе квазиупругого рассеяния поляризованных электронов на неполяризованной дейтериевой мишени $d(\vec{e}, e'n)p$. В этом эксперименте из сравнения экспериментальных отношений асимметрии при разных углах прецессии с ожидаемыми от моделирования значениями определялось отношение G_E^n/G_M^n . Далее, используя для G_M^n величины, вычисленные из глобального фита мировых экспериментальных данных, находились значения G_E^n при $Q^2 = 0.45, 1.136$ и 1.45 (ГэВ/с)². Полученные экспериментальные результаты в указанных двух экспериментах являются наиболее точными среди существующих данных по G_E^n , они слабо зависят от применяемых при анализе теоретических моделей, обладают минимальными систематическими ошибками и хорошо согласуются с ранее опубликованными данными [5-10].

3. Проведены два эксперимента эксклюзивного электророжения заряженных пионов на водороде. Методом фита измеренных дифференциальных сечений и применением метода Розенблюта получены разделенные компоненты сечения $\sigma_L, \sigma_T, \sigma_{LT}$ и σ_{TT} . Из сравнения данных продольной компоненты сечения σ_L с теоретическими предсказаниями VGL/Regge определены значения форм-фактора F_π при $Q^2 = 0.6, 0.75, 1.0, 1.6$ и 2.45 (ГэВ/с)² [11-13]. Эти данные наиболее точные и достоверные в области больших Q^2 и, практически, являются уникальными в области $Q^2 > 0.5$ (ГэВ/с)². Данные показывают, что режим rQCD еще не достигнут, хотя есть указание, что значение $Q^2 F_\pi$ достигает насыщения в районе $Q^2 \sim 2.0$ (ГэВ/с)². Наши результаты F_π находятся в удовлетворительном согласии с предсказаниями QCD Sum Rule и CQM и служат хорошим критерием для селекции различных теоретических моделей. Проведены измерения сечений эксклюзивного электророжения π^+ и π^- мезонов на дейтерии. Показано, что на дейтроне отношение $\pi^+/\pi^- \approx 1$, следовательно, в кинематических условиях наших экспериментов по измерению F_π в процессе доминирует диаграмма одно-пионного обмена (полюсная диаграмма), которая прямым образом связана с форм-фактором пиона [14].

4. Измерены сечения семиинклюзивного электророжения π^\pm мезонов на протоне и дейтроне в области $z = 0.3+1.0$ при $x = 0.32$, $x = 0.3+0.6$ при $z = 0.5$ и в области значений поперечного импульса до $P_\perp < 0.4$ ГэВ/с при $z = 0.55$ и $x = 0.32$. Впервые получены прямые экспериментальные доказательства факторизации сечения семиинклюзивного электророжения пионов в области энергий, охватывающих пиклонные резонансы. Анализом z, x зависимостей сечений образования π^+ и π^- мезонов на p и d, поведения отношения различных комбинаций этих сечений и отношения фрагментационных функций показано, что кварк-адронная дуальность существует и при таких низких энергиях [15-18]. Полученные из нашего эксперимента результаты находятся в хорошем согласии с предсказаниями высоких энергий (СТЕО, ВКК). Измерены зависимости сечений семиинклюзивного электророжения от поперечного импульса пионов. Полученные нами значения параметров наклонов этих распределений хорошо согласуются с данными высоких энергий и в глубоко-неупругой области (HERMES, EMC, SLAC). Показано, что при малых значениях поперечного импульса пиона

можно пренебречь зависимостью интегрального сечения от азимутального угла φ (из-за почти 2π захвата).

5. Создание новых детекторов, развитие имеющихся и разработка новых методических подходов для выполнения отмеченных исследований. В частности:

- были созданы два многоканальных широко-апертурных ливневых детектора, предназначенных для эффективного разделения π/e в спектрометрах HMS/SOS [11, 12, 15];
- разработан и создан черенковский счетчик на базе аэроджеля, который позволял разделять пионы и каоны (в среде с $n = 1.015$) и p/π (при $n = 1.030$) [21];
- создан широкоапертурный детектор нейтронов, позволяющий измерять пространственные координаты и энергию нейтронов отдачи с энергией до 2 ГэВ [3, 4];
- создана многоканальная система мониторинга временных и амплитудных характеристик ФЭУ детекторов Hall C на базе лазерного источника света [3];
- изучены зависимости амплитудных и временных характеристик фото-умножителей от частоты сигнала и величины среднего анодного тока ФЭУ [19-20];
- разработана процедура калибровки, оптимизации характеристик детекторов, используемых для регистрации и идентификации частиц в экспериментах [3, 7, 11].

Измеренные значения электрического форм-фактора нейтрона и пиона являются наиболее точными в мире. Они служат для проверки существующих теоретических предсказаний и являются стимулирующим фактором для разработок новых подходов и новых экспериментальных исследований. Подтвержденная нами факторизация сечения и кварк-адронная дуальность в процессе семиинклюзивного электроорождения пионов при низких энергиях открывают широкие возможности для детального исследования распределений партонов, и измерения фрагментационных функций кварков в области больших x и z , что является весьма трудной задачей при высоких энергиях.

Список основных работ, опубликованных по теме диссертации

1. D. Abbott, A. Ahmidouch, H. Anklin, ..., H. Mkrtchyan et al., Precise Measurement of the Deuteron Elastic Structure Function $A(Q^2)$. Phys. Rev. Lett. 82, 1379-1382 (1999).
2. D. Abbott, A. Ahmidouch, H. Anklin, ..., H. Mkrtchyan et al., Phenomenology of the Deuteron Electromagnetic Form Factors. Eur. Phys. J. A7, 421-427 (2000).
3. H. Zhu, A. Ahmidouch, ..., H. Mkrtchyan et al., Measurement of the Electric Form Factor of the Neutron Through $\vec{d}(\vec{e}, e'n)p$ at $Q^2=0.5$ (GeV/c)², Phys. Rev. Lett. 87, 081801-(1-4) (2001).
4. B. G. Warren, F. R. Wesselmann, ..., H. Mkrtchyan et al., Measurement of the Electric Form Factor of the Neutron Via Beam-Target Asymmetries at $Q^2=0.5$ and 1.0 GeV²/c², Phys. Rev. Lett. 92: 042301-(1-5) (2004).
5. R. Mady, A. Yu. Semenov, ..., H. Mkrtchyan et al., Measurements of G_E^n/G_M^n from the ${}^2H(\vec{e}, e'\bar{n})H$ Reaction to $Q^2=1.45$ (GeV/c)², Phys. Rev. Lett. 91: 122002-1, (2003).

6. R. Mady, A. Yu. Semenov, ..., H. Mkrtchyan et al., Neutron Electric Form Factor up to $Q^2=1.45$ (GeV/c)², Eur. Phys. J.A 17, 323-327 (2003).
7. B. Plaster, A. Semenov, A. Aghalaryan, ..., H. Mkrtchyan et al., Measurements of the Neutron Electric to Magnetic Form Factor Ratio G_E^n/G_M^n Via the ${}^2H(\vec{e}, e'\bar{n})H$ Reaction to $Q^2=1.45$ (GeV/c)², Phys. Rev. C73: 025205-(1-36) (2006).
8. T. Reichelt, R. Mady, A. Yu. Semenov, ..., H. Mkrtchyan et al., Measurement of the Neutron Electric Form Factor Via Recoil Polarimetry. Eur. Phys. J. A 18, 181-183 (2003).
9. G. A. MacLachlan, A. Aghalaryan, ..., H. Mkrtchyan et al., The Ratio of Proton Electromagnetic Form Factors Via Recoil Polarimetry at $Q^2=1.13$ (GeV/c)², Nucl. Phys.A764, 261-273 (2006).
10. M. K. Jones, A. Aghalaryan, ..., H. Mkrtchyan et al., Proton G_E/G_M from the Beam-Target Asymmetry, Phys. Rev. C74, 035201 (2006).
11. J. Volmer, D. Abbott, ..., H. Mkrtchyan et al., Measurement of the Charge Pion Electromagnetic Form Factor, Phys. Rev. Lett. 86: 1713-1716, (2001).
12. T. Horn, K. Aniol, J. Arrington, ..., H. Mkrtchyan et al., Determination of the Charge Pion Form Factor at $Q^2=1.6$ and 2.45 (GeV/c)², Phys. Rev. Lett. 97: 192001-(1-4), (2006).
13. V. Tadevosyan, D. Abbott, H. Anklin, ..., H. Mkrtchyan et al., Determination of the Pion Charge Form Factor for $Q^2=0.6-1.60$ (GeV/c)², Phys. Rev. C75: 055205-(1-9), (2007).
14. H. Mkrtchyan, The Pion Ratio on Deutrium and Pole Dominance, Electronic Journal of Natural Science NA RA, 2008, Issue 2, pp.65-69 (2008).
15. T. Navasardyan, G. Adams, ..., H. Mkrtchyan et al., The Onset of Quark Hadron Duality in Pion Electroproduction, Phys. Rev. Lett. 98: 022001-(1-5), (2007); arXiv:hep-ph/0608214.
16. P. Bosted, R. Ent, ..., H. Mkrtchyan et al., Factorization Studies in SIDIS at JLAB, Proceedings in CIPANP06, Puerto Rico, June 2006; AIP Conf. Proc. 870, 636-640, (2006).
17. H. Mkrtchyan, P. Bosted et al., Transverse Momentum Dependence of Semi-Inclusive Pion Production, Phys. Lett. B 665, 20-25 (2008); arXiv:hep-ph/0709.3020 (2007).
18. Г. Мкртчян, Кинематическая Поправка к Сечению Семи-Инклюзивного Электроорождения π -Мезонов в Области Низких Энергий, Изв. НАН Армении, физика, 43, 410-417 (2008).
19. Ts. Amatuni, G. B. Kazaryan, H. Mkrtchyan, V. Tadevosyan, W. Vulcan, A Study of the Gain Variation in Philips XP-3462B Photomultipliers, Nucl. Instr. and Meth. A374, 39-47 (1996).
20. M. Amaryan, G. Asryan, ..., H. Mkrtchyan et al., The CLAS Forward Electromagnetic Calorimeter, Nucl. Instr. and Meth. A 460, 239-265 (2001).
21. R. Asaturyan, R. Ent, H. Fenker, ..., H. Mkrtchyan et al., The AcroGel Threshold Cherenkov Detector for the High Momentum Spectrometer in Hall C at Jefferson Lab. Nucl. Instr. and Meth. A 548, 364-374 (2005); arXiv: physics/0411147.

Հաղորդումների կատարմանը և քվարկ-հաղորդային երկակիության
ուսումնասիրումը մինչև 6 Գ-ԷՎ եներգիայի էլեկտրոններով

ԱՄՓՈՓՈՒՄ

Ատենախոսությունը նվիրված է նեյտրոնի և պիոնի էլեկտրական ֆորմ-
ֆակտորների, և քվարկ-հաղորդային երկակիության փորձարարական հետազոտման
արդի խնդիրներին: Արդյունքները ստացվել են ԱՄՆ-ի CEBAF արագացուցի Hall C
սրահի գիտափորձերից 1997-2003 թթ.: Օգտագործելով բևեռացված էլեկտրոնային փունջ և
բևեռացված դեյտրոնային թիրախ, թիրախ-փունջ ասիմետրիայի չափման $\vec{d}(\vec{e}, \vec{e}')_p$
գիտափորձում որոշվել է նեյտրոնի G_E^n էլեկտրական ֆորմ-ֆակտորի մեծությունը
քառաչափ փոխանցված իմպուլսի $Q^2 = 0.5$ և 1.0 (Գ-ԷՎ/c)² արժեքների դեպքում:
Նեյտրոնի էլեկտրական ֆորմ-ֆակտորը չափվել է նաև $Q^2 = 0.5, 1.136$ և 1.45 (Գ-ԷՎ/c)²
արժեքների դեպքում, կիրառելով ետհարվածի նեյտրոնների ասիմետրիայի որոշման
ինարքը, բևեռացված փունջ և ոչ-բևեռացված դեյտրոնային թիրախ $d(\vec{e}, \vec{e}')_p$
գիտափորձում: Կատարված դիտարկումների արդյունքներն ամենաճշգրիտն են նշված
կինեմատիկ տիրույթում: Մեծ ճշտությամբ չափվել է հեղուկ ջրածնային թիրախից π^+
մեզոնի էքսկլյուզիվ էլեկտրաձեռնման կտրվածքը վիրտուալ ֆոտոնների բևեռացման երկու
արժեքների համար, $Q^2 = 0.6+2.45$ (Գ-ԷՎ/c)² արժեքների դեպքում, կատարվել է
կտրվածքի σ_L երկայնական և σ_T լայնական բաղադրիչների տարանջատում: Օգտվելով
VGL/Regge մոդելից, չափված երկայնական կտրվածքից որոշվել են պիոնի էլեկտրական
ֆորմ-ֆակտորի արժեքները նշված Q^2 -իների համար, որոնք միակ ճշգրիտ
փորձարարական տվյալներն են $Q^2 > 0.5$ (Գ-ԷՎ/c)² տիրույթում: Առաջին անգամ
կատարվել է ցածր եներգիաների տիրույթում քվարկ-հաղորդային երկակիության
ուսումնասիրություն ջրածնի և դեյտրոնի թիրախից π^+ մեզոնների համարյա-ինկլյուզիվ
էլեկտրաձեռնման գիտափորձ: Ցույց է տրվել, որ այդ տիրույթում կտրվածքների և
ֆրագմենտացման ֆունկցիաների հարաբերության z, x և P_t կախվածություններն ունեն
բարձր եներգիաներին հասուկ վարքագիծ: Մենք գտել ենք, որ լայնական իմպուլսի փոքր
արժեքների տիրույթում ($P_t \leq 0.4$ Գ-ԷՎ/c) կարելի է անտեսել կտրվածքի ազիմուտալ
անկյունային կախվածությունը: Ցույց է տրված, որ $x=0.3, z=0.55$ և $Q^2=2.3$ (Գ-ԷՎ/c)²
տիրույթում ջրածին և դեյտերիում թիրախներից π^+ մեզոնների համարյա-ինկլյուզիվ
էլեկտրաձեռնման կտրվածքներն ունեն էքսպոնենտային կախվածություն P_t լայնական
իմպուլսից: Թեքության “b” պարամետրի արժեքները π^+ և π^- մեզոնների համար մոտ են
միմյանց թե ջրածնի, և թե դեյտրոնի դեպքում: Մակայն դեյտրոնի համար “b”-ի արժեքները
սիստեմատիկ փոքր են քան ջրածնի դեպքում: Թեքության պարամետրի միջին արժեքը
 $b = 4.1 \pm 0.4$ (Գ-ԷՎ/c)² մոտ է բարձր եներգիաներից հայտնի տվյալներին:

Նշված արդյունքներն եզակի են այդ կինեմատիկական տիրույթներում և ունեն մեծ
գործնական նշանակություն: Նրանք հիմք հանդիսացան մի շարք նոր գիտափորձերի
առաջարկների, որոնք այժմ կատարվում են մինչև 6 Գ-ԷՎ եներգիայի տիրույթում, և որոնց
ուսումնասիրումն ընդգրկված է CEBAF-ի ապագա 12 Գ-ԷՎ ծրագրերում:

Ի. Ա. Կրյուչկով