

Ա.Ի. ԱԼԻՔԱՆՅԱՆԻ ԱՆՎԱՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՏԻՏՈՒՏ

Հայկ Լեւոնի Հակոբյան

ՄԻՋՈՒԿԱՑԻՆ ԱՅՈՒԹԻ ՄԻՋՈՎ ՔՎԱՐԿՆԵՐԻ ԱՆՑԱՆ ՕՐԻՆԱԶՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ

Ա. 04.16. – «Միջուկի, տարրական մասնիկների և տիեզերական ճառագայթների
ֆիզիկա» մասնագիտությամբ Ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների
թեկնածուի գիտական առարկայի հայցման ատենախոսության

Ս Ե Ղ Մ Ա Գ Ի Ր

Երևան 2008

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
ИМЕНИ А.И. АЛИХАНИЯ

Айк Левонич Акопян

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ПРОХОЖДЕНИЯ КВАРКОВ В
ЯДЕРНОЙ СРЕДЕ

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-
математических наук по специальности 01.04.16 "Физика ядра,
элементарных частиц и космических лучей".

ЕРЕВАН 2008

12
2

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Երևանի Պետական Համալսարանում
Գիտական դեկանար՝

Ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր
Ալիսա Սերգեյի Դանագուլյան (ԵՊՀ)

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝

Ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր
Ա. Հ. Ադանյանց (ԵրՖԻ)
Ֆիզմաթ. գիտ. թեկնածու
Հ. Ռ. Ավագյան
(ԹՋԱԱՀ, ԱՄՆ)

Առաջատար կազմակերպություն՝ Ֆորիդայի միջազգային համալսարան, ԱՄՆ
Պաշտպանությունը կայանալու է 2008թ. Հունիսի 12-ին ժամը 16:00-ին
Երևանի Ֆիզիկայի ինստիտուտում գործող ԲՈՀ-ի 024 մասնագիտական խորհրդում
(Երևան-36, Ալիսանյան եղբայրների փ. 2):

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵրՖԻ-ի գրադարանում
Սեղմագիրն առաքված է 2008թ. մայիսի 10-ին

Մասնագիտական խորհրդի գիտական
քարտուղար, ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր *Գ. Ղ. Գազարյան*

Тема диссертации утверждена в Ереванском Государственном Университете

Научный руководитель: доктор физ.- мат. наук
Данагулян А. С.

Официальные оппоненты: доктор физ.- мат. наук
Аганьянц А.О. (ЕрФИ),
кандидат физ.- мат. наук
Авакян А.Р. (TJNAF, USA)

Ведущая организация: Флоридский международный университет, США .
Защита состоится 12 июня 2008 г. в 16:00 часов на заседании
специализированного совета ВАК РА 024, действующего в Ереванском
физическом институте (375036, г. Ереван, ул. Братьев Алиханян 2).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Ер.ФИ
Автореферат разослан 10 мая 2008 г.

Ученый секретарь спец. совета,
доктор физико-математических наук *Գ. Գազարյան* Газазян Э.Д.

Общая характеристика работы

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по глубоко неупругому рассеянию электронов на ядрах углерода, железа, свинца и дейтерия, при энергии пучка 5 ГэВ и в кинематической области $1 < Q^2 < 4.2 \text{ ГэВ}^2$ и $0.1 < X_B < 0.55$. Представляемые данные содержат важную информацию о пространственно-временном развитии процесса адронизации в ядерной среде. Работа проводилась в лаборатории Джефферсона (США).

Актуальность работы Одной из основных целей современной ядерной физики является понимание механизма конфайнмента кварков внутри адронов. В ряде экспериментов конфайнмент пытались понять посредством адронной спектроскопии. Другая альтернатива – объяснить адронизацию разрывом струн, что подтверждается решеточными расчетами для статических кварков, однако неприемлемо для кварков движущихся. Поэтому для понимания механизма конфайнмента так необходима экспериментальная информация.

В лаборатории Джефферсона разработана широкая программа измерений и анализа данных, имеющая своей целью определение механизма конфайнмента в формируемых системах. Важной экспериментальной техникой, делающей возможными эти исследования, является использование ядер в качестве анализаторов процесса адронизации. В этом подходе адрон образуется из энергичных кварков на расстоянии, сравнимом с размерами атомных ядер (от 1 до 10 фм). Преимущество этого подхода складывается из нескольких факторов:

- размеры анализируемой среды хорошо совпадают с протяженностью процесса адронизации;
- могут быть использованы новейшие знания о ядрах и их свойствах;
- подробные экспериментальные данные по глубоко неупругому рассеянию на нуклоне предоставляют хорошую базу для сравнения с данными на ядре.

В сущности, мы используем ядро как "детектор" для исследования длины формирования при адронизации и временной шкалы, на которой пред-адрон (например, голая $q\bar{q}$ пара) становится "одежным" в собственное глюонное поле. Реакция адрона на присутствие ядра зависит от временной шкалы, на которой внутри ядра происходит адронизация. Основными измеряемыми величинами данного анализа являются:

- а) отношение адронных множественностей R_M^+ для разных ядер;
- б) уширение поперечного импульса адрона в ядерной среде относительно направления виртуального фотона Δp_T^2 ;

Из измерений вышеуказанных величин можно получить две другие величины, характеризующие процесс адронизации – "время образования" кварка и "время формирования" адрона.

Время образования τ_p – это время жизни "освободившегося" кварка, и оно может быть определено посредством анализа уширения поперечного импульса адрона Δp_T^2 .

Время формирования τ_f^h – это временной интервал, необходимый для формирования цветового поля адрона, и оно может быть определено из кинематической зависимости отношения адронных множественностей с использованием "времени образования" и моделей, описывающих взаимодействия пред-адронов и адронов в ядрах. Изучение поведения времени формирования для разных адронов дает возможность определить механизмы, за счет которых образуются адроны.

В описываемом в данной работе эксперименте, EG2, эти величины измерялись для положительных пионов для трех разновидностей ядер: углерод, железо и свинец. Данный эксперимент предоставил для анализа в три раза больше данных, чем любое предыдущее измерение, относящееся к данному вопросу. Наличие большой статистики позволяет проводить многомерный анализ, что очень важно для выделения модели, наиболее правильно описывающей физическую картину процесса и получения новой информации по механизму КХД-конфайнмента в формируемых системах.

Цель и задачи работы: Задачей данной работы была сепарация положительных пионов, образованных в реакции глубоко неупругого рассеяния на ядрах, и получение для них в разных кинематических интервалах двумерной зависимости величины адронного затухания от переменных ν (энергия, переданная электроном), Q^2 (четырёхмерный импульс виртуального фотона), z_h (доля энергии, несомая конечным адроном), и p_T^2 (квадрат поперечной компоненты импульса конечного адрона), а также расчет уширения поперечного импульса адрона относительно направления виртуального фотона - Δp_T^2 . Цель работы - получение информации о механизмах образования адронов.

Объект исследования: Исследовался процесс адронизации в реакции глубоко неупругого рассеяния электрона на ядрах дуальной мишени, состоящей из дейтериевой крио-мишени в совокупности с одной из твердых мишеней: углерод, железо, свинец.

Методы исследования: Проведение эксперимента по рассеянию электронного пучка на дуальной мишени (последовательно установленные криогенная и твердая мишени) с последующим анализом данных по выделению положительных пионов и расчета для них величин адронного затухания и уширения поперечного импульса.

Научная новизна работы: Впервые в TJNAF (Thomas Jefferson National Accelerator Facility) был проведен эксперимент с одновременным помещением в пучок двух мишеней, криогенной и твердой (меняющейся в течении эксперимента).

Впервые для изучения процесса адронизации были произведены измерения величин адронного затухания и уширения поперечного импульса, как функций 3-4-х кинематических переменных со статистическими ошибками, не превышающими 1-3%;

Впервые произведено точное измерение уширения поперечного импульса в кинематическом интервале $1 < Q^2 < 4.2$ ГэВ² и $0.1 < x_b < 0.55$.

Практическая значимость полученных результатов: Разработан и выполнен эксперимент с одновременным присутствием в пучке двух мишеней.

Создана система программных пакетов для моделирования и анализа физических процессов по адронизации.

Полученные экспериментальные результаты могут быть использованы для проверки теоретических моделей, а также при анализе результатов исследований в области электроорождения на ядрах.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Результаты, проведенного впервые, точного измерения величины уширения поперечного импульса положительного пиона, образованного в реакции глубоко неупругого рассеяния электрона на ядрах углерода, железа и свинца.
2. Результаты измерения величины адронного затухания положительных пионов, образованных в реакции глубоко неупругого рассеяния электрона на ядрах углерода, железа и свинца.
3. Наблюдение эффекта Кронина.
4. Возможность оценки времени образования и времени формирования адрона.

Личное участие автора в выполнении работы выразилось как в коллаборативной работе, а именно, участие в сменах при "on-line" наборе данных, так и в выполнении специфических исследований по теме данной работы. Основной вклад автора относится к "off-line" анализу данных, состоящему как из обработки данных эксперимента EG2 (компьютерная обработка потока данных, записанных в виде ROOT – файлов), так и Монте-Карло моделировании, соответствующей данному эксперименту конфигурации установки CLAS, а также и рассматриваемых процессов, целью которых было нахождение накладываемых на экспериментальные выходы весовых множителей. Сюда относятся:

- имплементация мишеней, примененных в эксперименте EG2 в код GSIM (GEANT - генератор установки CLAS),
- подсчет акцептанса, энергетических и импульсных потерь, определение "фидуциальной области", отбор "хороших" файлов данных, отбор хороших событий.

Структура и объем работы: Диссертация состоит из введения, 5-и глав и 6-и приложений и изложена на 135 страницах (без учета приложений), включая 67 рисунков, 6 таблиц и 81 наименование цитируемой литературы.

Апробация полученных результатов: Основное содержание диссертации представлялось на ежегодных конференциях в CEBAF 2005 – 2008 гг. , а также на других международных конференциях:

- Workshop on High Energy Physics in the LHC Era, Valparaiso, Chile, Dec. 15, 2006.
- QCD and Hadron Physics Town Meeting, Rutgers University, USA, January 12, 2007.
- American Physics Society Annual meeting, Jacksonville, FL, USA,

April 15, 2007.

– ECT Workshop on Fragmentation, Frasconi, Italy, Feb. 29, 2008.

Публикации. Основное содержание диссертации отражено в статьях [1], [3], [4], а также в публикациях [2], [5].

Содержание работы:

Во введении обосновывается актуальность выполненной работы. Кратко излагается состояние теоретических и экспериментальных исследований по процессу адронизации. Показано, что для более детального понимания конфайнмента необходимо понимание динамики образования конечного адрона в глубоко неупругом рассеянии.

Глава 1 посвящена описанию эксперимента EG2 в контексте поставленной задачи (теоретическая основа, необходимое оборудование). Приведены определения основных переменных, используемых при изучении конфайнмента, так называемых, "характерных времен" для отдельных стадий процесса формирования адрона. Начальная стадия – это поглощение виртуального фотона кварком за, предположительно, короткий промежуток времени, $\ll 1$ фм/с, который определяется длиной волны виртуального фотона. Затем должна следовать стадия, на протяжении которой "окрашенный" кварк проходит некоторое расстояние как квази-свободная частица и при этом испускает глюоны. Характерное время, ассоциируемое с этой стадией, было названо разными авторами "временем образования" [6]. *Время образования является характеристикой движущегося кварка и, в принципе, оно не должно зависеть от того, какой адрон образуется в конечном состоянии.*

На третьей стадии процесса глюонная радиация прекращается, что может происходить только в том случае, если соударяющийся кварк находит партнера нейтрализующего его цвет. На протяжении этой стадии "пред-адрон" переходит в "обычный" адрон. Характерное время, ассоциируемое с этой стадией, было названо "временем формирования" адрона. Итак, *"время формирования" – это время, требуемое для формирования цветного поля адрона. Ожидается зависимость времени формирования от особенностей формируемого адрона.*

Наличие "времени образования" и "времени формирования" вытекает из двух наиболее фундаментальных свойств КХД, а именно, конфайнмента (окрашенный кварк может перемещаться только на ограниченные расстояния) и причинности (равновесное поле адрона не может быть сформировано моментально).

Простейшие оценки показывают, что для энергий TJNAF время формирования пиона должно быть порядка 10 фм.

Время образования кварка и время формирования адрона могут быть получены посредством использования в качестве анализатора ядерной среды. В данной главе представлена пространственно-временная картина ядерного глубоко неупругого рассеяния и то, как это может быть использовано для измерения этих характерных времен, согласно разработкам Бродского и др. [7].

Присутствие в конечном состоянии ядерной среды в глубоко неупругом лепторождении адронов может повлиять на процесс адронизации. Постулат о том, что процесс образования адронов имеет внутреннее время формирования подразумевает, что при высоких энергиях объектами, взаимодействующими со средой, являются кварки и глюоны. Эти взаимодействия с ядром могут разрешить пространственно-временную структуру фундаментальных КХД процессов на ферми-дольной шкале. Анализ удобно проводить в системе покоя мишени. При $x_B < 0.1$ доминирует образование пары, тогда как случай, где виртуальный фотон поглощается одиночным валентным кварком, преобладает при $x_B > 0.1$. Весь анализ в данной работе проводился в области $x_B > 0.1$. В этом случае ν – просто начальная энергия кварка, а $z_h = E_h/\nu$ – в хорошем приближении, доля энергии кварка, несомая конечным адроном. Если адронизация происходит в пределах ядра, могут наблюдаться дополнительные эффекты. Ожидается, что если кварк останавливается, излучая глюон, он будет вовлечен в цветовой синглет (подхватив антикварк или два других кварка и, тем самым, формируя мезон или барион). Теперь этот цветовой синглет, в принципе, может взаимодействовать со средой без необходимости передавать цветовой заряд; это состояние известно, как "пред-адрон". Продолжая формироваться, пред-адрон переходит в полный адрон, в виде которого он может явно взаимодействовать с ядерной средой. Итак, в случае, когда пред-адрон или адрон формируются в ядре, из-за вероятности взаимодействия со средой поток частиц из ядра уменьшается по сравнению с потоком из находящихся в тех же условиях более малых ядер, как, например, дейтрон. Это явление известно под названием "адронное затухание" и может быть исследовано экспериментально посредством использования отношения адронных множественностей:

$$R_M^{r^*}(z_{r^*}, \nu, p_T^2, Q^2, \phi_{q^*r^*}) = \frac{\left\{ \frac{N_{r^*}^{DIS}(z_{r^*}, \nu, p_T^2, Q^2, \phi_{q^*r^*})}{N_c^{DIS}(\nu, Q^2)} \right\}_A}{\left\{ \frac{N_{r^*}^{DIS}(z_{r^*}, \nu, p_T^2, Q^2, \phi_{q^*r^*})}{N_c^{DIS}(\nu, Q^2)} \right\}_{D_2}} \quad (1)$$

В выражении (1) N_c^{DIS} – число глубоко неупруго рассеянных электронов, а N_h – число адронов, образованных в этих событиях. Числитель соответствует ядру мишени A, а знаменатель – дейтерию. ν – энергия переданная электроном, а z_h , разделенная на ν , энергия адрона ($0 < z_h < 1$).

В начале 1980-х годов на основе данных Европейской Мюонной Коллаборации (EMC) появляется большое число теоретических работ по сравнению форм-фактора, F_2 , для тяжелых и легких ядер, что привело к открытию известного EMC - эффекта. Примером этих изысканий может

служить работа Жаффэ, Клоэ, Робертса, и Росса [8], которые полагают, что ядерная среда слегка меняет масштабы влияния конфайнмента для связанных нуклонов и предположили ненулевую вероятность для многокварковых конфигураций в ядрах, отличных от обычных барионов. Ряд моделей не мог быть проверен до тех пор, пока в 1990-х годах появились данные коллаборации HERMES по адронному затуханию, полученные на азоте. Эти данные сразу же изменили предсказания некоторых моделей о поведении *адронного затухания* при больших z_h . Затем HERMES опубликовал много данных по криптоновой мишени с полностью идентифицированными адронами в конечном состоянии. Это привело к новой волне теоретических изысканий, рассматривающих предмет с разных точек зрения. В диссертации дано краткое изложение положения дел, а также приведено краткое описание ряда моделей.

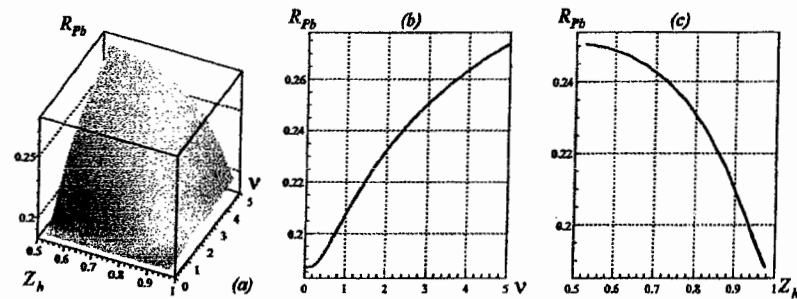


Рис.1 а) Трехмерная зависимость ядерного затухания R_A от ν и z_h для свинца. б) Зависимость ядерного затухания R_A от ν , когда $z_h=0.5$, для свинца. в) Зависимость ядерного затухания R_A от z_h , когда $\nu=3$ ГэВ, для свинца.

Приведены проведенные диссертантом расчеты оценок отношений адронных множественностей, где параметр времени формирования задавался посредством [1]:

$$\tau_f = const \cdot (1 - z_h) \cdot \nu \cdot z_h \quad (2)$$

результаты расчетов (для свинцовой мишени) показаны на рис.1.

На основе данных, полученных в HERMES, была разработана конструкция мишени для эксперимента EG2, проведенного на установке CLAS (TJNAF) [3][5]. Она должна была отвечать следующим требованиям:

1. Большой акцептанс для полу-инклюзивной и эксклюзивной кинематик, плюс хорошее совпадение с акцептансом спектрометра CLAS.

2. Минимальная масса для низкоэнергичных частиц на больших углах ($70^\circ - 140^\circ$ относительно пучка).
3. Приблизительно равная частота рассеяния для двух мишеней, находящихся одновременно в пучке.
4. Одна из мишеней должна быть стабильной дейтериевой крио-мишенью.
5. Чтобы подавить вторичные электромагнитные процессы, толщина мишени ячейки должна быть меньше 2-3% радиационной длины.
6. Минимальная толщина для входных/выходных окон крио-мишени, чтобы получить максимальное отношение мишень/окно.
7. Возможность быстрой смены твердых мишеней (тяжелые ядра).
8. Минимальная масса для сопровождающих структур.

В дополнение к этим требованиям, чтобы уменьшить систематические неопределенности, были проведены работы по определению точных толщин для твердых мишеней и, по возможности, управления толщиной крио-мишени. Требование иметь приблизительно равную частоту рассеяния для двух мишеней делало невозможным употребление двух последовательных крио-мишеней, так как в этом случае ячейка для тяжелой ядерной мишени, например, ксенона, сильно отличалась бы по длине от ячейки для дейтерия. Герметичная газовая ячейка могла бы иметь дополнительные возможности, но фактическое отношение мишень-окно в этом случае могло бы быть значительно хуже и требовало бы более высокие Z - входные и выходные фольги для двух ячеек. Таким образом, для тяжелых ядер были использованы твердые мишени. Так как типичное функционирование установки CLAS требует пучок всего в несколько нА, то не происходит плавки твердой мишени или закупания крио-мишени. Итак, выбранная конструкция состояла из жидкой дейтериевой крио-мишени в комбинации с маленькой твердой мишенью. Крио-мишень была расположена перед твердой мишенью вдоль направления пучка.

В главе 2 приведены описание и основные параметры установки, на которой проводился данный эксперимент. Эксперимент был проведен на электронном ускорителе CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility), функционирующем в TJNAF. Данный ускоритель был сконструирован для экспериментальных исследований электромагнитной структуры мезонов, нуклонов и ядер посредством высокоэнергичных электронных и фотонных пучков с энергией до 6 ГэВ, импульсным разрешением $<0.01\%$ и 100% рабочим циклом. Электронный пучок ускорителя продольно сжимается в ≤ 2 пс сгустки, разделяемые 2 нс интервалами. Ускоритель даёт ток пучка, достаточный для достижения светимости $2 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в зале В, где расположен детектор CLAS.

Детектор CLAS [9] имеет почти 4π апертуру по телесному углу и покрывает углы между 8° и 142° относительно направления пучка и почти 360° по азимутальному углу. Мишень расположена внутри детектора на оси пучка. CLAS разбит на шесть одинаковых секторов с шестью сверхпроводящими кольцами тороидального магнита, расположенными в промежутках между секторами, образуя симметричное тороидальное

поле вокруг оси пучка. Это даёт возможность измерить импульс заряженной частицы с хорошим разрешением в большом угловом интервале, оставляя неподверженным действию магнитного поля пространство вокруг мишени.

Система регистрации частиц, в целом, состоит из дрейфовых камер [10], используемых для регистрации траекторий заряженных частиц, газовых Черенковских счётчиков [11] для идентификации лёгких заряженных частиц, время – пролётных счётчиков [12] и электромагнитных калориметров [13] для идентификации ливневых частиц (электронов и фотонов), а также нейтронов. Все шесть секторов установки CLAS оборудованы как совершенно независимые магнитные спектрометры с общей мишенью, триггером и системой набора данных.

В главе 3 приведены процедуры набора данных, калибровки и счета для эксперимента EG2. Мерилось электророжение на жидкой и твердой мишенях, одновременно помещенных в пучок. Данные эксперимента помещались в отдельные файлы для каждого счета, содержащего $\approx 10^6$ событий; это ограничение зависит от размера события и от того факта, что файлы имеют ограничение в размере, равное 2Гб. События сохраняются в BOS-формате [14]. Для физического анализа эти файлы пропускают через программы реконструкции (RECSIS) с целью идентификации частиц. Чтобы получить оптимальное разрешение для всех элементов детектора, проводится процедура калибровки.

Глава 4 посвящена описанию процедуры анализа данных, включая схему идентификации частиц, симуляции и поправки на акцептанс.

Как было упомянуто выше, одной из основных целей данного анализа была идентификация положительных пионов, образованных в глубоко неупругом рассеянии электронов на нуклонах. Для этого, во-первых, необходимо было отделить от всех данных события глубоко неупругого рассеяния, а затем из этих событий выделить положительные пионы.

Критерии отбора электронов включают в себя присутствие отрицательной траектории в дрейфовой камере (DC) совместно с сигналами в электромагнитном калориметре (EC) и Черенковском счетчике (CC). Чтобы идентификация была хорошей, были введены дополнительные требования. Требовалось, чтобы соударение в CC геометрически совпадало с треком в DC (меньше чем 5°). Для отделения электронов от других частиц с отрицательным зарядом (в основном π^- -мезонов) было сделано обрезание по величине отношения $R_{EC} = E_{EC}/p_e$ (отношение энергии, выделенной в EC, к импульсу, измеренному в DC). Полная энергия отложенная в калориметре, может быть рассчитана двумя способами. EC может быть рассмотрен как состоящий из двух частей, внутренней и внешней, и если соударения в этих частях геометрически совпадают, то энергии, отложенные в них, складываются. Эти два способа дают очень близкие числа для всех событий, а различие возникает за счет близких множественных соударений в калориметре. Необходимо было также избавиться от фотоэлектронов, образованных кандидатами в электроны в CC).

Требование, чтобы рассеянный электрон соответствовал режиму глубоко неупругого рассеяния, накладывает ограничения: $Q^2 > 1 \text{ ГэВ}^2$, $W > 2 \text{ ГэВ}$, (W - инвариантная масса фото-нуклонной системы). Данное ограничение на W накладывалось, чтобы исключить нуклонные резонансы.

На установке CLAS заряженные адроны идентифицируются посредством заряда (in-bending или out-bending трек в DC), импульса и расчетов времени пролета. Время-пролетная система, TOF, установки CLAS позволяет сепарацию пион - протон и пион - каон вплоть до 2.7 ГэВ. Предварительная идентификация частиц была сделана с использованием импульсного распределения частиц в зависимости от β ($\beta = L/t_{TOF}$, где L - длина пути, а t_{TOF} - время пролета от вершины взаимодействия до сцинтилляционного счетчика). Для более точной идентификации положительных пионов все положительные треки были разделены на две группы; треки с импульсом, больше 2.7 ГэВ, и треки с более низким импульсом. Для частиц из первой группы была применена, так называемая, техника идентификации посредством Черенковских счетчиков, которая в данной энергетической области, подавляет сигналы от частиц, чьи массы превышают массу пиона, а для второй группы - время-пролетная техника.

Симуляции и акцептанс. Для получения реалистичных результатов физического анализа необходимо было рассчитать акцептанс экспериментальной установки (включая детектор CLAS и мишенную систему EG2) и применить соответствующий поправочный множитель к данным. Поправочный множитель на акцептанс - это отношение числа реконструированных событий к числу сгенерированных событий в каждом кинематическом интервале. Говоря о реконструированных событиях, мы имеем в виду сгенерированные события, пропущенные через последовательность программ *Monte-Carlo* \rightarrow *GSIM* \rightarrow *GPP* \rightarrow *RECSIS*.

Так как две основные величины, которые мы измеряем, это отношение сечений (множественностей), R_M^* , образования положительных пионов в реакции $A(e, e')$ на разных ядрах и Δp_T^2 - квадрат уширения поперечного импульса для тех же ядер, то можно предположить, что действие акцептанса незначительно. Однако, полярный и азимутальный углы, охватываемые детектором CLAS на самом деле меньше, чем 4π , следовательно, должны быть реальные события, которые теряются детекторной системой. Помимо этого, есть разница в материале, размерах и форме жидких и твердых мишеней, или сопровождающей структуры, что, в свою очередь, может повлиять на набор данных.

В качестве генератора событий был выбран Pythia 6.319. Выход генератора событий был использован, для получения отклика детектора CLAS посредством программ *GSIM*, *GPP* и *RECSIS*. Программный код *GSIM* реализует идеальную модель детектора CLAS. Программа построена на основе генератора GEANT (пакета программного обеспечения CERN) и

позволяет моделировать отклик детектора на прохождение частицы, энергетические потери, а также испускание вторичных частиц при прохождении частицы через разные части установки. GSIM может воссоздавать разные конфигурации установки посредством изменений в конфигурационном файле. Единственная часть установки, которая должна быть введена в пакет для каждого данного эксперимента- это мишенная система. Введение в GSIM точной геометрии дуальной мишенной системы EG2 было важно по ряду причин: во-первых, так как мишени были расположены друг от друга на расстоянии приблизительно 4 см вдоль оси пучка, аксептас для этих двух мишеней слегка различался. Это было, в частности, важно при измерении процессов, где рассеянные частицы преимущественно вылетают вблизи от краев геометрического аксептаса установки. Во-вторых, для небольшого процента событий возможно, что родившийся адрон пройдя через вещество структур, сопровождающих мишень, выйдет в пределах аксептаса установки с искаженными параметрами (энергией, углом). Это наиболее вероятно для частиц, вылетающих из дейтериевой мишени, так как она находится перед твердой мишенью, со всей ее структурой. Такие частицы не будут эффективно удалены из рассмотрения посредством программных обрезаний. Вот почему, так необходимо проводить детальную симуляцию мишенной структуры.

После того, как смоделирован отклик идеального детектора, необходимо учесть условия соответствующие данному экспериментальному периоду. Это делалось посредством программы GPP. GPP использует информацию относительно "мертвых" областей дрейфовых камер и сцинтилляционных счетчиков, чтобы убрать сигналы от этой части установки из выхода GSIM. Далее был использован пакет для анализа данных детектора CLAS (RECSIS), чтобы восстановить эти события, используя те же критерии идентификации электрона, которые были применены к реальным данным. Для определения аксептаса к сгенерированным данным были применены те же срезы, что и к экспериментальным.

Для случая электророжения одиночного пиона при фиксированной энергии пучка необходимо определить шесть независимых кинематических переменных, чтобы однозначно установить все другие кинематические величины (три, для глубоко неупруго рассеянного электрона и три, для идентифицированного положительного пиона из этой реакции). Но одной из этих величин может быть полярный угол электрона ϕ_e в лабораторной системе координат. При отсутствии какой-либо поперечной поляризации мишени или пучка сечение электророжения пиона универсально по ϕ_e , следовательно, усреднение по 2π не приведет к каким-либо неопределенностям, а только повысит статистику, приходящуюся на интервал. Список оставшихся пяти переменных с разбиением по интервалам, приведен в таблице 1.

Таблица 1.

Variable	# of bins	Lower limit	Upper limit	Width
Q^2	6	1 GeV ²	4.2 GeV ²	Variable (GeV ²)
ν	6	2.2 GeV	4.3 GeV	Variable (GeV)
z_{π^+}	10	0	1	0.1
p_T^2	120	0 GeV ²	3 GeV ²	Variable (GeV ²)
ϕ_{q^*}	12	-180°	180°	75°

В первом столбце приведен список независимых переменных. Помимо Q^2 и ν , определенных выше, здесь используются еще $z_{\pi^+} = E_{\pi^+} / \nu$ - доля начальной энергии соударяющегося кварка, которая уносится образовавшимся положительным пионом (по определению $0 < z_{\pi^+} < 1$); p_T^2 - поперечная компонента импульса образовавшегося положительного пиона в направлении виртуального фотона, испущенного рассеянным электроном; ϕ_{q^*} - азимутальный угол образовавшегося положительного пиона вокруг направления виртуального фотона. Во втором столбце приведено число интервалов для каждой переменной, использованной при расчете аксептаса. В третьем и четвертом столбцах приведены нижний и верхний пределы распределений используемых переменных; в последнем столбце приведены размеры интервалов, если распределение соответствующей переменной было разделено на равнозначные интервалы, в противном случае, если размер интервала менялся в зависимости от формы соответствующего распределения, это считается "переменной". Размеры интервалов зависели от разрешения детекторов, чувствительности процедуры физического анализа к форме распределения и существующей статистике. Поправки на аксептанс были применены поинтервально.

Для расчета аксептаса было сгенерировано 400 миллионов событий в глубоко неупругой кинематике, по 100 миллионов событий для каждой мишени: углеродной, железной, свинцовой и дейтериевой. Как уже упоминалось, было использовано пять поправочных переменных аксептаса, так что вся процедура была модельно независима.

В качестве подтверждения целесообразности примененных поправок на аксептанс может служить форма реконструированного ϕ_{q^*} (распределения азимутального угла образованных положительных пионов вокруг направления виртуального фотона). Сечение электророжения одиночного π^+ с неполяризованным пучком и мишенью может быть записано в виде:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E_f \partial \Omega_f \partial \Omega_{\pi^+}} = \Gamma \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^+}},$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^+}} = \sigma_T + \varepsilon\sigma_L + \sigma_{TT} \cos 2\phi + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)}\sigma_{TL} \cos \phi, \quad (3)$$

где ε – поляризационный параметр виртуального фотона, Γ – поток виртуального фотона, и $\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi^+}}$ – сечение фотопоглощения. Таким образом, реконструированное распределение для ϕ_{q^+} образованных положительных пионов на дейтеревой мишени должно иметь форму:

$$F(\phi_{q^+}) = C_1 + C_2 \cos \phi_{q^+} + C_3 \cos 2\phi_{q^+}. \quad (4)$$

где C_1 , C_2 и C_3 – константы. Фиттирование ϕ_{q^+} -распределения было проведено для разных $(Q^2, \nu, \theta_{\pi^+})$ интервалов, где θ_{π^+} – полярный угол положительного пиона в лабораторной системе координат.

Как было отмечено во введении и главе 1, одной из основных измеряемых величин данного анализа явилось уширение поперечного импульса:

$$\Delta p_T^2 = p_T^2(A) - p_T^2(D_2), \quad (5)$$

которое представляет из себя разницу между средними значениями $p_T^2(A)$ и $p_T^2(D_2)$, для положительных пионов, образующихся, соответственно, на ядре с атомным номером A и на дейтерии. Другая наблюдаемая – это отношение адронных множественностей, определенное в выражении (1). Поправки на акселтанс для уширения поперечного импульса не превышали 14%, а для отношения множественностей находились в пределах статистических ошибок.

Фидуциальные срезы. Чтобы выделить области детектора, которые могли бы быть достоверно воспроизведены посредством программы GSIM, были применены, так называемые, 'фидуциальные срезы'. Фидуциальный срез можно определить, как двумерную и дважды изогнутую плоскость в трехмерном (p, θ, ϕ) пространстве, которая удовлетворяет ряду критериев отбора. В нашем случае, эти критерии – это универсальный (равномерно распределенный) акселтанс. Для примера, распределение эффективности Черенковского счетчика относительно θ_{π^+} и ϕ_{π^+} на конце сектора имеет очень сложную структуру. Так как нет достоверного способа учесть обусловленные этим неопределенности, были разработаны 'фидуциальные срезы', чтобы отделить области с универсальным распределением эффективности. Так как тороидальное магнитное поле направляет

электроны вперед, 'фидуциальные срезы' по θ_{π^+} и ϕ_{π^+} зависят от импульса электрона. Подобная схема 'фидуциальных срезов' была применена также для пионов.

В главе 5 приведены конечные результаты анализа.

Уширение поперечного импульса. Как было отмечено выше, измерение уширения поперечного импульса, возможно, наиболее чувствительный зонд для времени образования. Адронизируемый кварк дает вклад в Δp_T^2 только во временных интервалах $t < t_p$. Уширение прекратится, как только будет сформирован пред-адрон, – так как для пред-адрона неупругие взаимодействия подавлены, то уширение все еще возможно только за счет упругого перерасеяния, однако, сечение упругого рассеяния так мало, что, даже для пионов, средний свободный пробег в ядерной среде порядка 20 фм.

В диссертации приведена таблица со значениями Δp_T^2 с соответствующими статистическими ошибками для разных (Q^2, ν, z_{π^+}) кинематических интервалов.

В Приложении II можно найти зависимость уширения поперечного импульса от $A^{1/3}$ (A – атомный номер ядра), для положительных пионов и разных (ν, Q^2, z_{π^+}) – кинематических интервалов для углерода, железа и свинца. Для каждого нуклона $A^{1/3}$ пропорционален его радиусу.

Измерение отношения адронных множественностей. Отношение адронных множественностей для положительных пионов было измерено как трехмерная зависимость от z_{π^+} , ν и Q^2 в (Q^2, ν) , (Q^2, z_{π^+}) и (ν, z_{π^+}) – кинематических интервалах, соответственно. Результаты приведены в виде таблиц данных, с соответствующими статистическими ошибками, для разных (Q^2, ν, z_{π^+}) – кинематических интервалов по отдельности для трех твердых мишеней (углерод, железо, свинец). Для случая ν и Q^2 зависимости, данные приведены для трех кинематических интервалов по z_{π^+} с ограничением $0.4 < z_{\pi^+} < 0.7$, где доказано, что вклад фрагментов мишени подавлен и требования факторизации удовлетворительны для установки CLAS [15]. В приложениях III, IV и V приведены результаты в виде графических z_{π^+} , ν и Q^2 -зависимостей.

Отношение адронных множественностей убывает с ростом z_{π^+} для всех твердых мишеней, что находится в согласии с результатами эксперимента HERMES [16]. В моделях энергетических потерь партона это объясняется как энергетическими потерями, так и сильным спадом функции фрагментации при больших z_{π^+} . В моделях, предполагающих затухание, считается, что уменьшение отношения адронных множественностей с ростом z_{π^+} происходит за счет уменьшения длины формирования наряду с поглощением пред-адронов. На рис. 2 показаны а) зависимости отношений адронных множественностей от z_{π^+} для

разных (Q^2, ν) - кинематических интервалов; б) можно видеть те же самые распределения, за исключением $0.4 < z_p < 0.5$. Данное распределение фиттировалось линейно $f(z_p) = a + b \cdot z_p$: полученный χ^2_1 близок к единице во всех случаях. На рис.3 приведена зависимость параметра a от $A^{1/3}$, усредненного по результатам фиттов для углерода, железа и свинца. Приведенные ошибки – статистические ошибки флуктуации параметра a в разных кинематических интервалах. Результат фиттировался линейной функцией с $\chi^2_1 = 0.60$, и полученная зависимость имеет вид $\langle a \rangle (A^{1/3}) = 1.12 - 0.09 A^{1/3}$. Таким образом, затухание положительных пионов на разных ядрах линейно зависит от $A^{1/3}$.

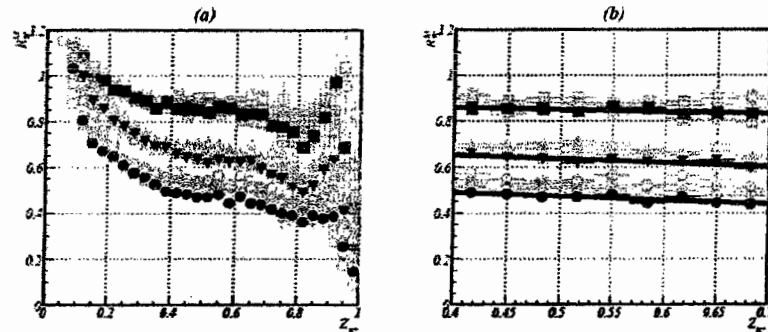


Рис.2 а) зависимости отношений адронных множественностей от z_p , для разных (Q^2, ν) кинематических интервалов; квадраты соответствуют углеродовым данным, треугольники – железу, круги – свинцу; б) те же самые распределения, за исключением $0.4 < z_p < 0.5$.

Адронное затухание слабо уменьшается (отношение адронных множественностей увеличивается) с возрастанием ν . В моделях, предполагающих затухание, это объясняется увеличением длины формирования в системе отсчета ядра при больших ν , из-за Лоренцовского расширения, что приводит к тому, что большая доля адронизации происходит вне ядра. В партонных моделях энергетические потери кварка эффективно ведут к сдвигу z_p в аргументе функции фрагментации, и, таким образом, к поглощению, которое пропорционально $\frac{\epsilon}{\nu}$, с энергетическими потерями кварка равными ϵ .

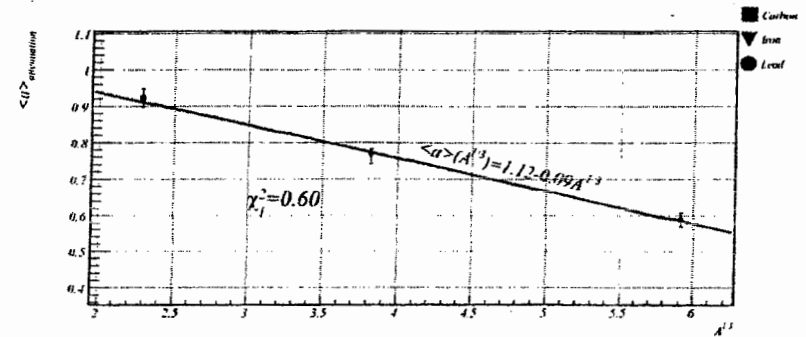


Рис.3 Зависимость среднего адронного затухания от $A^{1/3}$, для разных (ν, Q^2) - кинематических интервалов (A – атомный номер ядра), для углерода, железа и свинца.

Есть небольшая Q^2 - зависимость, которая немного сильнее для более тяжелых ядер.

Эффект Кронины. Ожидается, что p_T – распределение наблюдаемых адронов будет более широким для ядерных мишеней, по сравнению с дейтериевой мишенью, из-за множественных рассеяний движущегося кварка и адрона. Этот эффект известен, как эффект Кронины [17] и впервые наблюдался в реакциях, включающих тяжелые ионы, а также в адрон-ядерных реакциях. Ядерное расширение, при больших p_T^2 , также наблюдалось в HERMES на имеющихся данных по азоту и криптону [16].

В данной главе приведена таблица со значением данных в разных (Q^2, ν, p_T^2) - кинематических интервалах и с соответствующими статистическими ошибками

В приложении VI представлены распределения с эффектом Кронины, полученные на данных экспериментов CLAS, для разных кинематических интервалов.

На рис.4 приведена зависимость отношения адронных множественностей от p_T^2 для положительных пионов при разных x_B (Бьеркеновская переменная), соответственно, для углерода (а), железа (б) и свинца (в). Можно видеть, что зависимость затухания от x_B существенна только для больших p_T^2 .

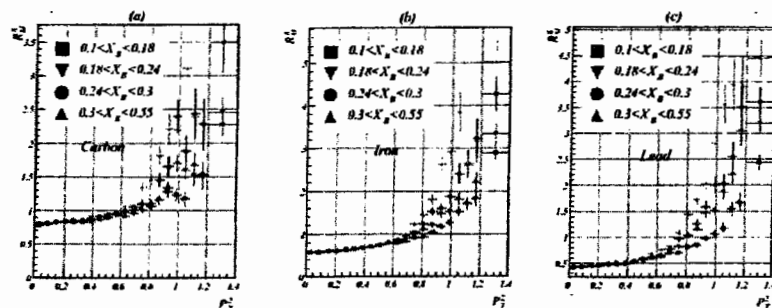


Рис.4 Зависимость отношения адронных множественностей от p_T^2 для положительных пионов, при разных x_B (переменная Бьеркена), соответственно, для углерода (а), железа (б) и свинца (в).

В данной главе приведен анализ зависимости уширения поперечного импульса от ν и $A^{1/3}$ в разных кинематических интервалах, что привело к выводам [2][4]:

- а) энергетические потери кварка с энергией в несколько ГэВ при распространении в ядерном веществе на 6 фм порядка 100 МэВ/фм;
- б) энергетические потери кварков квадратично зависят от длины (времени) формирования адронов.

В конце главы приведены результаты оценки систематических ошибок, которые, в совокупности, не превышают 3%.

Выводы

1. Впервые точно измерена величина *уширения поперечного импульса* положительного пиона, образованного в реакции глубоко неупругого рассеяния электрона на ядрах углерода, железа и свинца [2][4].
2. Измерена величина *адронного затухания* положительных пионов, образованных в реакции глубоко неупругого рассеяния электрона на ядрах углерода, железа и свинца [1][2][4].
3. Наблюдается эффект Кронина в кинематической области $1 < Q^2 < 4.2$ ГэВ² и $0.1 < x_B < 0.55$ [2].
4. Показана возможность оценить *время образования* и *время формирования* адрона [2].

Литература

Публикации вошедшие в диссертацию

1. А.Л. Акопян, Метод оценки адронного затухания в процессе лепторождения на ядрах. Известия НАН Армении, Физика, т.42, N5, ст.270-275 (2007).
2. H. Hakobyan, W. Brooks., Quark propagation and hadron formation in the nucleus, N16 2, APS April meeting p.88, (2007).

3. H. Hakobyan, W. Brooks et al. A Double-Target System for Precision Measurements of Nuclear Medium Effects, NIMA-D-08-00169R1, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A, (2008).

4. В. Брукс, А.Л. Акопян, Наблюдение распространения кварка и формирование адрона в ядре на установке CLAS (углеродные данные), Ученые записки ЕГУ, т.2, ст. 57-63, (2008)

5. H. Hakobyan. The CLAS/EG2 target implementation in GSIM, CLAS-Note 2008-02, p.1-15, (2008).

Цитируемая литература

6. B.Z. Kopeliovich et. al. Nuclear Hadronisation: within or without, *Nuclear Physics, A* 740, p. 211-245 (2004).
7. S.J. Brodsky et al. Space-time structure of deep inelastic nucleon hadron scattering, *Phys. Rev. D*, p.931-943, (1992).
8. R. L. Jaffe, F.E. Close, R.G. Roberts, and G.G. Ross. On the nuclear dependence of electroproduction. *Physics Letters*, 134B p. 449-454, (1984).
9. CLAS Collaboration. "The CEBAF Large Acceptance Spectrometer (CLAS)." *NIM.A* 503, p. 513-553 (2003).
10. M.D. Mestayer et al. *Nucl. Inst. And Meth.* A449, (2000).
11. G. Adams, V. Burkett et al. The CLAS Cherenkov detector, *Nucl. Instr. and Meth.* A465, p. 414-427 (2001).
12. E.S. Smith et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A443, (1999).
13. M. Amarian et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A460, (2001).
14. V. Bobel and CLAS software group. The BOS system for CLAS software. November 25 (1995).
15. P.E. Bosted, Factorization and Transverse Momentum in SIDIS at JLab, *Nuclear Physics A* 782, p. 142-149 (2007)
16. A. Airapetian et al. Hadron formation in deep-inelastic positron scattering in a nuclear environment, *Eur. Phys. J., C20*, p. 479-486. (HERMES Coll) (2001).
17. J.W. Cronin et al., Production of hadrons with large transverse momentum at 200 GeV, 300 GeV, and 400 GeV. *Phys. Rev., D11*, 3105, p. 643-659 (1975).

ԱՄՓՈՓՈՒՄ

Աշխատանքում ներկայացված են ածխածնի, երկաթի և կապարի միջուկների վրա էլեկտրոնի խորը ոչ առածգական ցրման համար փորձարարական տվյալների մշակման արդյունքները՝ էլեկտրոնի փեջի 5.015 ՉէՎ սկզբնական էներգիաների և $1 \leq Q^2 \leq 4.2$ ՉէՎ², $0.1 \leq x_p \leq 0.55$ կինեմատիկական տիրույթների սահմաններում: Ընտրված կինեմատիկական թույլ է տվել կատարել հետազոտություններ հադրոնիզացիայի երևույթի վերաբերյալ, հնարավորություն է ստեղծել չափել դրականապես լիցքավորված պիոնների իմպուլսի լայնական բաղադրիչի լայնականցումը վիրտուալ ֆոտոնի ուղղության նկատմամբ, ինչպես նաև հադրոնային մարումը տարբեր միջուկային նյութերում:

Աշխատանքում ներկայացված էքսպերիմենտն իր բնույթով առաջինն է, որի ընթացքում փնջում միաժամանակ գտնվել են երկու թիրախ՝ հեղուկ դեյտերիում և պինդ մարմին: Տարբեր ժամանակահատվածներում որպես պինդ մարմին են ծառայել ածխածնային, երկաթյա և կապարե թիրախներ: Առաջին անգամ ճշգիտ չափվել է *իմպուլսի լայնական բաղադրիչի լայնականացումը* դրականապես լիցքավորված պիոնների համար որպես կինեմատիկ փոփոխականների քառաչափ ֆունկցիա: Դրական լիցքավորված պիոնների համար չափվել է *հադրոնային մարման մեծությունը* որպես կինեմատիկ փոփոխականների քառաչափ ֆունկցիա: Դիտվել է Քրոնինի էֆեկտը, չափվել է դրականապես լիցքավորված պիոնների համար Քրոնինի էֆեկտի մեծությունը որպես կինեմատիկ փոփոխականների քառաչափ ֆունկցիա: Ցույց է տրվել ստացված արդյունքներից հադրոնի ծնման և ձևավորման ժամանակների գնահատման հնարավորություն: Եզրակացվել է, որ միջին հադրոնային մարումը տարբեր (Q^2, ν) կինեմատիկ տիրույթների համար ունի գծային կախվածություն $A^{1/3}$ -ից: Մի քանի ՉէՎ էներգիայով քվարկը տարածվելով 6 Ֆմ երկարությամբ միջուկային միջավայրում ունի 100 ՄէՎ/Ֆմ էներգետիկ կորուստի կարգ: Քվարկների էներգիայի կորուստը ունի քառակուսային կախվածություն հադրոնի ձևավորման երկարությունից (ժամանակից):