

Ա.Ի. ԱԼԻՒԱՆՅԱՆԻ ԱՆՎԱՆ  
ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

Նատալյա Բախշիի Դաշյան

ՄԻՋՈՒԿՈՒՄ ԵՐԿՆՈՒԿՈՆԱՅԻՆ ԿՈՐՐԵԼՅԱՑԻԱՆԵՐԻ  
ՀԱՎԱՆԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԶԱՓՈՒՄ

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

Ս Ե Ղ Մ Ա Գ Ի Ր

Երևան 2006

---

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
ИМЕНИ А.И. АЛИХАНИЯ

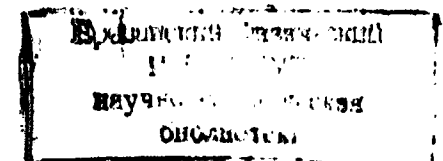
Дашьян Наталья Бахшиевна

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ 2-х НУКЛОННЫХ  
КОРРЕЛЯЦИЙ В ЯДРАХ

АВТОРЕФЕРАТ

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

ЕРЕВАН 2006



Ատենախոսության թեման հաստատվել է Երևանի Ֆիզիկայի  
ինստիտուտում  
Գիտական ղեկավար՝

Ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր  
Կիմ Շմավոնի Եղիյան (ԵրՖի)  
Ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր  
Ա. Հ. Աղանյանց (ԵրՖի)  
Ֆիզմաթ. գիտ. թեկնածու  
Պ. Վ. Դեգոյարենկո  
(Ջեֆֆերսոն լաբ., ԱՄՆ)

Առաջատար կազմակերպություն՝ Երևանի պետական համալսարան  
Պաշտպանությունը կայանալու է 2006թ. նոյեմբերի 14-ին ժամը 14:00  
Երևանի Ֆիզիկայի ինստիտուտում գործող ԲՈՀ-ի 024 մասնագիտական  
խորհրդում (Երևան-36, Ալիխանյան եղբայրների փ. 2):  
Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵրՖի-ի գրադարանում  
Սեղմագիրն առաքված է 2006թ. հոկտեմբերի 14-ին

Մասնագիտական խորհրդի գիտական  
քարտուղար, ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր *Մ. Գազարյան* Է. Դ. Գազարյան

Тема диссертации утверждена в Ереванском физическом институте

Научный руководитель: доктор физ.- мат. наук  
Егиян К. Ш.  
Официальные оппоненты: доктор физ.- мат. наук  
Аганьянц А.О. (ЕрФИ)  
кандидат физ.- мат. наук  
Дегтяренко П. В. ( TJNAF, USA)  
Ведущая организация: Ереванский государственный  
университет

Защита состоится 14 ноября 2006 г. в 14:00 часов на заседании  
специализированного совета ВАК РА 024, действующего в Ереванском  
физическом институте (375036, г. Ереван, ул. Братьев Аликханян 2 ).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Ер.ФИ  
Автореферат разослан 14 октября 2006 г.

Ученый секретарь спец. совета,  
доктор физико-математических наук *Մ. Գազարյան* Զ. Դ. Գազարյան

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по квазиупругому рассеянию электронов на ядрах  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$  в реакции  $A(e, e')$  при начальных энергиях 4.46 ГэВ и 4.7 ГэВ и в кинематической области  $Q^2 \approx 0.6$  ГэВ<sup>2</sup>,  $X_B = Q^2/2M_N v > 0.8$ . Выбранная кинематика позволила провести анализ в рамках модели короткодействующих нуклонных корреляций (КНК) [4, 5] для получения информации по взаимодействию электронов со скоррелированными нуклонами. Проведено сравнение полученных результатов с теоретическими моделями.

Актуальность работы. Несмотря на почти семидесятилетнюю историю исследований в ядерной физике, все еще не ясна детальная структура ядра на всей шкале расстояние/импульс. Согласно современным представлениям, ядра могут рассматриваться, с хорошим приближением, как связанные системы нуклонов с двумя фазами разделенными в импульсном пространстве.

Доминирующая фаза, за которую ответственна притягивающая дальнедействующая часть двухнуклонного (NN) взаимодействия может быть интерпретирована как независимые одиночные нуклоны, движущиеся в среднем потенциале [6]. Эта фаза хорошо понята и описывается оболочной моделью ядра, включающей поправки на дальнедействующие корреляции между нуклонами [7].

Другая фаза – результат отталкивающей короткодействующей части NN - взаимодействия, которая создает пространственно-близкие, импульсно-коррелированные пары нуклонов, так называемые, короткодействующие корреляции (КНК). Изучение этой второй фазы ядерного вещества важно по ряду причин:

– во-первых, для точного описания ядер с потенциалами корреляций  $V_i$  ( $i=2, 3, \dots$ )

$$H = p^2/2M + V_2(r_1, r_2) + V_3(r_1, r_2, r_3) + \dots$$

– во-вторых, если сила корреляций достаточно велика, это будет иметь важное приложение, а именно:

а) Глубоко связанные нуклоны могут значительно модифицироваться (в размере, распределении кварков и т. д.). Следовательно, исследование рассеяния на нуклонах из КНК

может предоставить уникальные данные по модификации сильносвязанных нуклонов, что очень важно для полного понимания структуры нуклонов в целом.

б) КНК, являясь следствием комбинации притягивающих и отталкивающих взаимодействий нуклонов (свойств длинных и коротких областей потенциала NN), создают в ядрах нуклонные образования с плотностями в несколько раз превышающими среднюю плотность ядерного вещества. Типичные межнуклонные расстояния в корреляции  $\sim 1$  фм, в то время как средние межнуклонные расстояния в ядре  $\sim 1.7$  фм. Следовательно, плотность материи внутри корреляции должна в  $\approx 4$  раза превосходить среднюю плотность ядерного вещества, что сравнимо с плотностью центральной области (кора) нейтронных звезд, а значит, изучение динамики КНК поможет лучше понять динамику сверхплотных звезд.

До недавнего времени экспериментальные сведения о КНК носили косвенный характер, что было обусловлено отсутствием соответствующих экспериментальных условий. Запуск линейного ускорителя CEBAF (параметры которого идеально подходят для исследования задач подобного рода) предоставил возможность заняться глубоким изучением этой области физики. И, возможно, наилучший способ измерить вероятность КНК в ядрах, это – высокоэнергичное инклюзивное рассеяние электрона на ядре  $A(e, e')$ , когда при наложении определенных ограничений на кинематические переменные, можно полагать, что рассеяние происходит на нуклоне из КНК.

**Цель работы.** Целью данной работы было извлечение прямых доказательств существования 2-х нуклонных КНК и измерение вероятности их образования в ядрах.

**Схема выполнения.** Измерение сечения инклюзивного  $A(e, e')$  – взаимодействия и исследование отношения сечений  $A_2\sigma(A_1)/A_1\sigma(A_2)$ . В качестве ядра  $A_2$  было выбрано ядро  ${}^3\text{He}$  с хорошо известной волновой функцией, а в качестве ядер  $A_1$  –  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$ . Изучалась  $x_B$  – зависимость отношений в интервале  $Q^2 = 0.6 \div 2.6 \text{ ГэВ}^2$  при  $x_B > 0.8$ . Здесь  $x_B = Q^2/2m\nu$  – Бьеркеновская переменная,  $Q^2$  – квадрат переданного ядру электроном четырехимпульса,  $\nu$  – переданная электроном ядру энергия.

**Научная новизна работы.** Это первый эксперимент, в котором были получены данные на ядрах  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$  в одинаковых экспериментальных условиях.

Впервые экспериментально оценено значение импульса  $P_{\min}(x_B, Q^2) = 275 \pm 25 \text{ MeV}$ , начиная с которого рассеяние будет происходить на нуклоне из 2-х нуклонных КНК ( $P_{\min}(x_B, Q^2)$  – начальный импульс соударяемого нуклона).

Впервые экспериментально оценены абсолютные вероятности 2-х нуклонных КНК в ядрах  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$ .

Впервые наблюдался второй уровень по скейлингу в отношении сечений  $A_2\sigma(A_1)/A_1\sigma(A_2)$  при  $x_B > 2.25$ .

**Практическая ценность работы.** Разработаны и отлажены процедуры по подсчету эффективности регистрации электрона применительно к конкретному эксперименту и для конкретного процесса.

Создана система программных пакетов для моделирования и анализа физических процессов.

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

**Автор выносит на защиту следующие результаты и выводы работы:**

1. С высокой точностью подтверждено существование скейлинга (постоянной зависимости) в  $x_B$  – зависимости отношения сечений рассеяния на тяжелых ядрах к сечению на ядре  ${}^3\text{He}$  в области  $1.4 \leq x_B \leq 2.0$ , что, в свою очередь, явилось подтверждением теоретических предположений о подобию высокоимпульсных волновых функций всех ядер.

2. Экспериментально определены значения скейлинговых факторов для области  $1.4 \leq x_B \leq 2.0$ . В модели КНК величина данного скейлингового фактора есть отношение вероятностей 2-х нуклонных корреляций в ядрах  $A$  и  ${}^3\text{He}$ . Исходя из чего было сделано заключение, что шансов для любого нуклона в  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$  быть вовлеченным в 2-х нуклонное КНК в 1.96, 2.51 и 3.00 раз больше, чем для нуклона в ядре  ${}^3\text{He}$ .

3. Определены, соответствующие началу скейлинга, значения  $(x_B, Q^2)$ , что позволило:

4. Впервые экспериментально определить значение импульса  $P_{\min}(x_B, Q^2) = 275 \pm 25 \text{ MeV}$ , начиная с которого рассеяние будет происходить на нуклоне из 2КНК, что, в свою очередь позволило, используя волновую функцию дейтрона,

5. Впервые посчитать абсолютные вероятности 2-х нуклонных КНК в ядрах  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ .

Вывод:

– В любой момент в ядрах  $^3\text{He}$ , в  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  может быть 0.12, 0.30, 1.14 и 6.44 2-х нуклонных КНК, соответственно.

6. Впервые наблюдался второй уровень но скейлингу при  $x_B > 2.25$ , что является сильным аргументом в пользу модели КНК. Это первые наблюдения 3-х нуклонных КНК в ядрах.

Получены предварительные данные: – измерен второй скейлинговый фактор. в модели КНК это отношение вероятностей 3-х нуклонных корреляций в ядрах  $A$  и  $^3\text{He}$ . Согласно этому, шансов для каждого нуклона в  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  быть вовлеченным в 3-х нуклонные КНК в 2.33, 3.05 и 4.38 раз больше, чем для нуклона в ядре  $^3\text{He}$ ;

– определены значения  $(x_B, Q^2)$ ,  $P_{\min}(x_B, Q^2)$ , начиная с которых наблюдается скейлинг. Это позволило, используя волновую функцию  $^3\text{He}$ , вычислить  $a_{3N}(^3\text{He}) = 0.0018 \pm 0.0006$  – вероятность 3-х нуклонных КНК в  $^3\text{He}$  (расчеты М. Сарксяна) и на основе этого и измеренных скейлинговых факторов рассчитать вероятности 3-х нуклонных КНК в ядрах  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{56}\text{Fe} = (0.42\% \pm 0.02 \pm 0.14)$ ,  $(0.55\% \pm 0.02 \pm 0.14)$ ,  $(0.79\% \pm 0.02 \pm 0.14)$ , соответственно. Согласно этим данным, приходящаяся на один нуклон вероятность 3-х нуклонных КНК во всех ядрах меньше соответствующих вероятностей для 2-х нуклонных КНК более чем на порядок.

Личное участие автора в выполнении работы выразилось как в коллаборативной работе, а имеено 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 E2 (компьютерная обработка потока данных, записанных в виде Ntuple – файлов (PAW<sup>++</sup>)), так и Монте-Карло моделировании как соответствующей данному эксперименту конфигурации установки CLAS, так и рассматриваемых процессов, целью которых было нахождение, накладываемых на экспериментальные выходы весовых множителей. Сюда относятся:

– имплементация мишеней, примененных в эксперименте E2 в код GSIM – GEANT – генератор установки CLAS,  
– подсчет акцептанса, энергетических и импульсных потерь, определение “фидуциальной области”, учет разницы в первичной энергии пучка, отбор “хороших” файлов данных, отбор хороших событий.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения и изложена на 110 страницах, включая 57 рисунков, 8 таблиц и 83 наименования цитируемой литературы.

Публикации: Основное содержание диссертации отражено в статьях [1], [2], [3],

а также, представлялось на ежегодных конференциях в CEBAF 2000 – 2006 гг., и других международных конференциях:

– Lund, Sweden, June 13 – 16, 2001,

– BARYONS 2002, Jlab, March 3 – 8 2002,

– FIA/JLAB Workshop on DEUTERON, 27 – 29 March, 2003, FIU, Miami,

– Grenoble – France, 14 – 17 October, 2003.

Интерес к результатам, полученным в данной работе и ее актуальность нашли отражение в статье Марка Стрикмана, напечатанной в журнале “Cern Courier”, Volume 45, Number 9, p. 37, November 2005 г.

## Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность выполненной работы. Кратко излагается состояние теоретических и экспериментальных исследований по структуре ядра. Показано, что для более детального понимания структуры ядра необходимо понимание динамики взаимодействия первичной частицы со связанным нуклоном.

Глава 1 посвящена описанию формализма короткодействующих нуклонных корреляций, КНК - компактных конфигураций ядерных нуклонов, основными свойствами которых являются “короткие” расстояния между нуклонами (порядка размера нуклона  $\sim 10^{-13}$  см) и величина импульса нуклона значительно превосходящая импульс Ферми ( $k_F \sim 250\text{--}270 \text{ МэВ/с}$ ). КНК возникают и исчезают внутри ядер. Одним из прямых проявлений короткодействующей структуры является

существование значительной высокоимпульсной компоненты в волновой функции (ВФ) ядер.

Дан краткий обзор теоретических моделей, описывающих это явление. При проведении анализа, представленного в данной работе, за основу были взяты предсказания модели короткодействующих нуклонных корреляций (КНК) [4,5] Л. Франкфурта и М. Стрикмана. В основу модели положено предположение о доминирующем вкладе КНК в высокоимпульсную компоненту ВФ ядер. Модель предполагает использование электронных пучков для исследования короткодействующих свойств ядер. Для наблюдения КНК, в первую очередь, необходимо отделить события, обусловленные электрон-КНК взаимодействием от неупругих и/или квазиупругих взаимодействий электронов с нескоррелированными низкоэнергичными нуклонами, и, во-вторых, переданная энергия должна превосходить энергии характерные для скоррелированных нуклонов. Авторы модели показали, что одной из наиболее простых реакций, удовлетворяющих обеим вышеуказанным требованиям, является высокоэнергичное инклюзивное рассеяние электрона на ядре  $A(e, e')$ , когда при наложении определенных ограничений на кинематические переменные, можно полагать, что рассеяние будет происходить на нуклоне из КНК. С этой целью, взаимодействие



анализировалось в кинематической области, запрещенной для рассеяния на изолированном покоящемся нуклоне [4].

$$\begin{aligned} Q^2 &= -q^2 \geq 1 \text{ ГэВ}^2, & (a) \\ X_B &= Q^2/2M_N > 1, & (б) \\ 1 \text{ ГэВ} &> W - M_A > 50 \div 100 \text{ МэВ}. & (в) \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь  $W^2 = (p_A + q)^2 = M_A^2 + Q^2(M_A/m_N X_B - 1)$  квадрат инвариантной массы адронной системы, образованной в реакции,  $\nu$  - энергия виртуального фотона в системе покоя ядра. Показано, что существенной особенностью условий задаваемых выр. (1.2), является тот факт, что отбор кинематики  $X_B > j-1$ , где  $j$  - целая величина, требует участия во взаимодействии с виртуальным фотоном в реакции (1.1), по крайней мере,  $j$  нуклонов и в области  $1 < X_B < 2$  будут доминировать парные корреляции, в области  $2 < X_B < 3$  - тройные и т. д.

Основное предсказание модели КНК - наличие скейлинга (постоянной зависимости) в  $X_B$ -зависимости отношения сечений

на двух ядрах (тяжелого к легкому) (Рис.1). Что, в свою очередь, явится подтверждением гипотезы о подобии высокоимпульсных волновых функций всех ядер. Величина скейлингового фактора будет мерой относительной вероятности КНК для двух ядер. А измерение совокупности переменных  $(Q^2, X_B)$ , при которой в отношении сечений начинается область скейлинга, даст возможность оценить минимальный импульс отдачи  $p_i$ , начиная с которого, в ядерной волновой функции будут доминировать КНК.

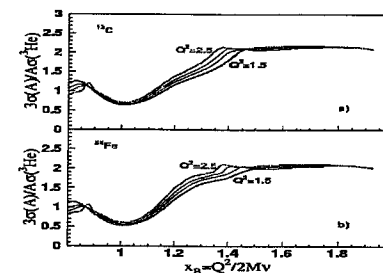


Рис.1 Теоретические предсказания для отношения  $R(A_1, A_2) = (\sigma(A_1, Q^2, X_B)/A_1) / (\sigma(A_2, Q^2, X_B)/A_2)$ .

В главе 2 приведены описание и основные параметры установки, на которой проводился данный эксперимент:

- приведена схема и основные параметры линейного ускорителя CEBAF ( $\Rightarrow$  Continuous Electron Beam Accelerator Facility), функционирующего в TJNAF ( $\Rightarrow$  Thomas Jefferson National Accelerator Facility);

- дано описание установки CLAS - это магнитный спектрометр, имеющий почти  $4\pi$  - акцептанс по телесному углу и покрывающий угловой интервал по отношению к направлению пучка от  $8^\circ$  до  $142^\circ$ . Детектор разбит на 6 одинаковых секторов-спектрометров, оборудованных в виде шести совершенно независимых магнитных спектрометров с общей мишенью, триггером и системой набора данных. Система регистрации частиц установки CLAS состоит из дрейфовых камер для определения траектории заряженных частиц, газовых Черенковских счетчиков для идентификации электронов,

сцинтилляционных счетчиков для измерения времени пролета и электромагнитных калориметров для регистрации ливневых частиц (электронов и фотонов) и нейтронов;

– описана процедура восстановления событий.

Глава 3 посвящена описанию эксперимента и процедуры анализа данных. Мы изучали инклюзивное  $A(e,e')$  рассеяние на ядрах  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  и  $^3\text{He}$ . Экспериментальные данные, на основе которых проводился данный анализ, были набраны в серии экспериментов на детекторе CLAS, проведенных в два этапа. На первом этапе (1999 г.) электроны с начальной энергией 4.461 ГэВ рассеивались на мишенях  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$  и  $^{56}\text{Fe}$ . Криогенн жидкость был залит в цилиндрическую ячейку с диаметром в 1 см и длиной 4 см, установленную вдоль оси пучка приблизительно в центре установки CLAS. Твердая мишень  $^{12}\text{C}$ , представляющая из себя тонкую пластину толщиной 1 мм, была спозиционирована вдоль пучка на расстоянии 1.5 см от выходного окна жидкой мишени. Во второй серии измерений (2002 г.) электроны с начальной энергией 4.471 ГэВ рассеивались на твердой мишени  $^{56}\text{Fe}$ , а 4.7 ГэВ-ные электроны рассеивались на криогенном  $^3\text{He}$ .  $^3\text{He}$  был залит в цилиндрическую мишенную ячейку с диаметром 0.7 см и длиной 5 см и спозиционирован приблизительно за 4 см до центра CLAS. Твердая 0.15 мм-вая пластина, представляющая из себя мишень  $^{56}\text{Fe}$  была спозиционирована в центре CLAS (на расстоянии 1.5 см от выходного окна жидкой мишени  $^3\text{He}$ ). Данные на твердых мишенях брались при пустой ячейке жидкой мишени. Разрешение детектора CLAS по позиции вершины приблизительно 2 мм, это позволило полностью срезать вклад мишенной ячейки в данные твердой мишени. В случае жидких  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  были сделаны, соответственно, 4 см и 3 см срезы по вершине в центральной части мишени.

Сам процесс анализа также состоял из двух частей, отличающихся постановкой задачи. При больших  $Q^2$ -х экспериментальное инклюзивное сечение для всех ядер является спадающей функцией Бьеркеновской переменной  $x_B$ , быстро падающей при больших  $x_B$ . Первая стадия исследований проводилась на данных первого экспериментального этапа. На этой стадии рассматривались 2-х нуклонные корреляции ( $1 < x_B < 2$ ) [2]. Переход в область ( $2 < x_B < 3$ ) стал возможен только после набора дополнительной статистики (второй экспериментальный этап) [3].

В диссертации соблюдена хронологическая последовательность проведения анализа и получения результатов.

Перед тем как проводить сравнение полученных экспериментально сечений, был проделан ряд методологических исследований, целью которых было нахождение эффективности регистрации электронов на установке CLAS, а также учет возможных систематических и случайных отклонений, обусловленных как воздействием геометрии установки, так и непредвиденными сбоями в течении набора данных [12, 13]:

– Стабильность эффективности регистрации электронов была проконтролирована с помощью распределения нормализованного числа электронов  $N_{q1}$  (числа электронов приходящихся на один выходной бин цилиндра Фарадея).

– Электроны отбирались в “фидуциальной области” (область по азимутальному углу, где для данного импульса и полярного угла эффективность регистрации электронов постоянна) секторов детектора CLAS. Критерии отбора электронов включают в себя присутствие отрицательной траектории в DC, совместно с сигналами в EC и CC (в данном случае ограничили сигналами от EC). Для отделения электронов от других частиц с отрицательным зарядом (в основном  $\pi^-$  - мезонов) было сделано обрезание по величине отношения  $R_{EC} = E_{EC}/p_e$  (отношение энергии выделенной в EC к импульсу измеренному в DC).

– Вследствии разного рода неопределенностей (геометрических, в карте магнитного поля, в материале детектора и т. д.) измеренное значение импульса заряженной частицы может отличаться от его истинного значения. Для получения первоначального импульса электрона, была использована процедура корректировки основанная на упругом рассеянии [1]. Полагая, что и начальная энергия электрона и угол  $\theta$  измерены правильно, энергия рассеянного электрона может быть рассчитана и сравнена с измеренной. Отношение этих двух величин определяется как поправочный множитель. Отметим, что поправочный множитель зависит от углов  $\theta$  и  $\phi$ . Кроме того он может быть разным для разных секторов. Таким образом, поправки на импульс электрона были определены как функции углов  $\theta$  и  $\phi$  для каждого сектора. Качество этих поправок проверялось сравнением  $W$  распределения (позиция пика и ширина)

в области упругого рассеяния до и после корректировки импульса электрона. Поправки на энергетические потери в установке CLAS производятся посредством GEANT симуляции. Суммарные импульсные поправки меньше 1% для всей энергетической области электронов. Для данного анализа было важно выяснить зависят ли импульсные поправки для электрона от  $x_B$ . На рис.2 эта зависимость показана для сектора 1. Можно видеть, что примененные импульсные поправки для электрона не зависят от  $x_B$  и находятся в пределах 0.1%. Почти подобные же данные были найдены для всех секторов.

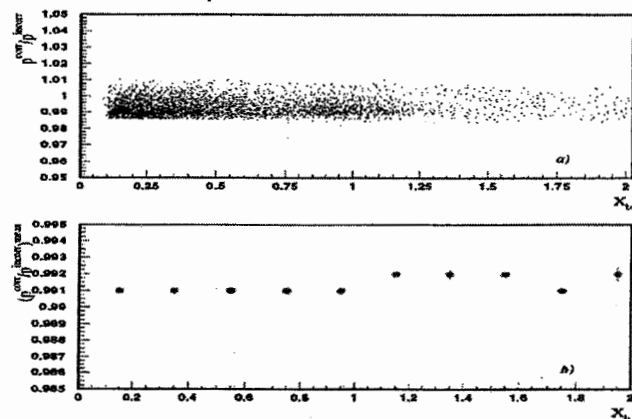


Рис.2  $x_B$  – зависимость поправок на импульс электрона для одного сектора. а), Двумерное распределение; б) Среднее значение поправочного множителя, полученное посредством Гауссовских фитов у-слайсов.

– Был введен поправочный множитель на акцептанс определяемый как отношение числа реконструированных событий к числу событий сгенерированных в каждом кинематическом бине. Под реконструированными, понимаются сгенерированные события “пропущенные через установку” – <Monte-Carlo – GSIM – GPP – RECSIS>. Для получения правильного акцептанса детектора для данного канала реакции, в первую очередь необходимо иметь хорошую “входную модель” – генератор частиц, хорошо воспроизводящий физику изучаемого процесса. При изучении парных корреляций ( $1 < x_B < 2$ ) в качестве генератора событий был использован код “Incluzive” [8], реализующий теоретические

расчеты инклюзивных  $A(e,e')$  процессов и радиационных эффектов (для инклюзивных и эксклюзивных реакций). Для получения поправочного множителя на акцептанс для твердых ( $^{12}\text{C}$ ) и жидких ( $^3\text{He}$ ) мишеней, были сгенерированы Монте-Карло события. 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 так же испускание вторичных частиц при прохождении частицы через разные части установки. 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 акцептанса к сгенерированным данным были применены те же срезы, что и к экспериментальным. Чтобы воспроизвести эффект бин-миграции в сгенерированных данных, генератор событий должен быть выбран как можно ближе к реальному сечению. Для этого было проделано две итерации. Поправки на акцептанс были применены пособытийно. т.е. каждое событие было взвешено посредством акцептанского множителя для соответствующих  $(x_B, \Delta Q^2)$  кинематических бинов и сечения были вычислены как функции  $x_B$  и  $Q^2$ . Каждое событие бралось с весом  $A_{cc}^i = N_{rec}^i / N_{sim}^i$ , где  $N_{sim}^i$  и  $N_{rec}^i$  – число сгенерированных и реконструированных событий в  $i$ -ом бине акцептансовской таблицы. Эта таблица содержит  $N_q \times N_x$  бинов, где  $N_q$  и  $N_x$  – число бинов в  $Q^2$  и  $x_B$ , соответственно.

– Отношения сечений были поправлены на эффект радиации. Радиационные поправки для каждой мишени как функции переменных  $Q^2$  и  $x_B$  рассчитывались как отношение

$$C_{rad}(x_B, Q^2) = (d\sigma^{rad}(x_B, Q^2) / d\sigma^{norad}(x_B, Q^2))$$

где  $d\sigma^{\text{rad}}(x_B, Q^2)$  и  $d\sigma^{\text{norad}}(x_B, Q^2)$ , соответственно, поправленные и непоправленные на радиацию теоретические сечения.

— Как уже упоминалось выше, данные соответствующие второй стадии исследования были набраны при разных энергиях пучка  $E_b$ , что повлекло за собой необходимость учета этой разницы.

В главе 4 описана процедура анализа, представлены результаты. Процедура анализа состояла из извлечения и анализа отношений инклюзивных  $A(e, e')$  сечений рассеяния электрона на разных ядрах, измеренных в одинаковых кинематических условиях. Отношения экспериментальных сечений представляли из себя отношения нормализованных, поправленных на акцептанс и радиацию инклюзивных выходов электрона на ядрах  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{56}\text{Fe}$  к выходу на ядре  ${}^3\text{He}$  в области  $x_B > 1$ . Нормализованные выходы для каждого  $(x_B, Q^2)$ -бина рассчитывались следующим образом:

$$dY/dQ^2 dx_B = (N_e / \Delta Q^2 \Delta x_B N_e N_T) (1/\text{Acc}) \quad (4.1)$$

где  $N_e$ ,  $N_e$  и  $N_T$  число налетающих электронов, рассеянных электронов и ядер мишени соответственно,  $\text{Acc}$  — поправочный множитель на акцептанс,  $Q^2$  и  $x_B$  — размеры  $Q^2$  и  $x_B$ , — бинов, соответственно.

Отношения  $R(A, {}^3\text{He})$ , поправленные также на эффект радиации, определялись следующим образом:

$$R(A, {}^3\text{He}) = (3Y(A)) / (AY({}^3\text{He})) (C_{\text{Rad}}^A / C_{\text{Rad}}^{3\text{He}}) \quad (4.2)$$

где  $Y$  нормализованный выход для данного  $(Q^2, x_B)$  бина, а  $C_{\text{Rad}}^A$  — радиационный поправочный множитель для каждого ядра. Отношение поправочных множителей в (4.2) не зависит от  $x_B$  при  $x_B > 1$ , и приблизительно равно 0.95 и 0.92 для  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{56}\text{Fe}$ , соответственно.

$A(e, e'), 1.4 < Q^2 < 2.6$

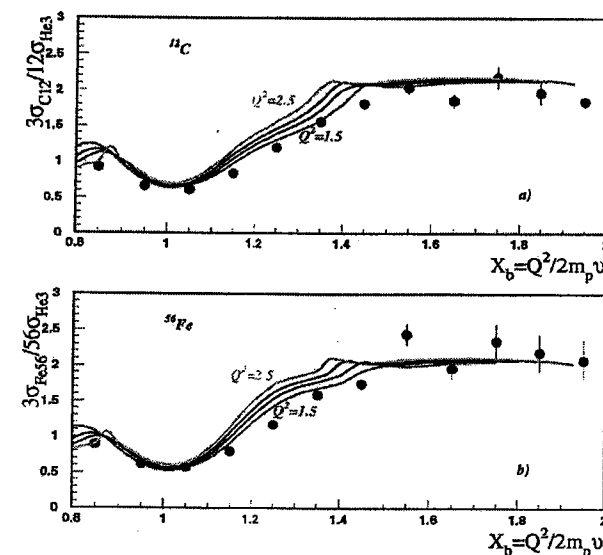


Рис.3 Зависимость  $R(A, {}^3\text{He})$  от  $x_B$  для  $1.4 < Q^2 < 2.6 \text{ ГэВ}^2$ . Показаны только статистические ошибки. Кривые — предсказания модели КНК для разных  $Q^2$ .

На рис. 3 показаны полученные отношения  $R(A, {}^3\text{He})$  для ядер  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{56}\text{Fe}$  вместе с результатами расчета по модели КНК. Видно хорошее согласие между нашими данными и расчетом. Экспериментальные данные в режиме скейлинга были использованы для оценки относительной вероятности NN корреляций в ядре  $A$  по отношению к  ${}^3\text{He}$ . Согласно модели КНК, отношение этих вероятностей пропорционально величине  $r(A, {}^3\text{He})$ , определяемой следующим образом:

$$r(A, {}^3\text{He}) = ((2\sigma_p + \sigma_n)\sigma_A) / (Z\sigma_p + N\sigma_n)\sigma({}^3\text{He}) \quad (4.3)$$

где  $\sigma_A$  и  $\sigma({}^3\text{He})$  — инклюзивные сечения  $A(e, e')$  и  ${}^3\text{He}(e, e')$ , соответственно.  $\sigma_p$  и  $\sigma_n$  сечения упругого  $e p$  и  $e n$  рассеяния, соответственно.  $Z$  и  $N$  — число протонов и нейтронов в ядре  $A$ . Отношение задаваемое выражением (4.3) может быть сопоставлено с измеренным экспериментально отношением  $R(A, {}^3\text{He})$  (см. выр. 4.2) следующим образом:

$$r(A, {}^3\text{He}) = R(A, {}^3\text{He}) \cdot (A(2\sigma_p + \sigma_n) / 3(Z\sigma_p + N\sigma_n)) \quad (4.4)$$

Приходящаяся на один нуклон вероятность КНК в ядре А по отношению к  ${}^3\text{He}$  пропорциональна  $r(A, {}^3\text{He}) \sim a_2(A)/a_2(3)$ , где  $a_2(A)$  и  $a_2(3)$  – приходящиеся на один нуклон вероятности КНК относительно дейтрона для ядер А и  ${}^3\text{He}$ . Мы определяем приходящуюся на один нуклон вероятность КНК в ядре относительно дейтрона как

$$a_2(A) = r(A, {}^3\text{He}) \cdot a_2(3) \quad (4.5)$$

Для расчета  $a_2(A)$  было использовано два значения  $a_2(3)$ . Первое – экспериментально полученное значение из работы (7),  $a_2(3) = 1.7 \pm 0.3$  и второе – значение из расчетов с использованием волновых функции для дейтрона и  ${}^3\text{He}$ ,  $a_2(3) = 2.0 \pm 0.1$  [10].

В пункте 4.1.4 приведены итоги первого этапа анализа [2, 12]:

– Впервые были измерены отношение сечений инклюзивного  $A(e, e')$  рассеяния на ядрах  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{56}\text{Fe}$  к аналогичному сечению для ядра  ${}^3\text{He}$  в одинаковых кинематических условиях.

Было показано:

– Эти отношения не зависят от Бьеркеновской переменной  $x_B$  (выходят на плато) при  $x_B > 1.5$  и  $Q^2 > 1.4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, т. е. при больших импульсах отдачи. При  $Q^2 < 1.4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> подобный скейлинг не наблюдается.

– Эти отношения в режиме скейлинга не зависят от  $Q^2$  и меняются очень слабо при  $A \geq 12$ .

– Значения отношения в режиме скейлинга были использованы для извлечения относительной вероятности парных КНК в ядрах по сравнению с дейтроном. Приходящаяся на один нуклон вероятность короткодействующих корреляций в ядре по сравнению с дейтроном приблизительно в 3.8 раза больше для  ${}^4\text{He}$  и приблизительно в 4.9 и 5.9 раза больше для  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{56}\text{Fe}$ .

Набор дополнительной статистики позволил перейти к анализу данных для области  $x_B > 2$  [3, 13]. Измерения при  $x_B > 2$  были важны не только для получения данных по 3-х нуклонным КНК, но в первую очередь, чтобы подтвердить интерпретацию полученных данных при  $x_B < 2$  посредством модели КНК. Модель

КНК предсказывает существование “положительного” шага в  $x_B$  – зависимости отношения сечений при  $2 < x_B < 3$ , из-за пропорциональности  $a_{jN}$  j-ой степени ядерной плотности  $\rho$  – порядок КНК)

$$a_{jN} \propto \int \rho_A^j(r) dr$$

Шаг должен расти с ростом атомного веса А.

В отличие от парных корреляций, для случая 3-х нуклонных КНК нет численных расчетов относительно начала скейлинга. Все, что можно было ожидать в данном случае, это, если такой скейлинг существует, то начинаться он должен где-то в промежутке  $2 < x_B < 3$  и начальная точка скейлинга должна была определиться экспериментально. В этом отношении представляемые данные имеют предварительный характер.

В пункте 4.2.2 представлены результаты второго этапа анализа [3]:

Данные представленные на рис.4 показывают три экспериментальные наблюдения:

– Первый скейлинг в области  $1.5 < x_B < 2$ , который указывает, что в этой области доминируют парные корреляции.

– Подъем при  $2.0 < x_B < 2.25$ . Это может быть объяснено доминированием вклада от рассеяния на нуклонах вовлеченных в движущиеся 2-х нуклонные КНК.

– Второй скейлинг при  $2.25 < x_B < 2.8$ , который указывает на доминирование в данной области 3-х нуклонных корреляций.

В пункте 4.2.5 описана процедура по извлечению приходящейся на один нуклон абсолютной вероятности КНК. Полученные экспериментально скейлинговские множители, можно представить следующим образом:

$$a_2(A/{}^3\text{He}) = a_{2N}(A)/a_{2N}({}^3\text{He}) \quad (4.6)$$

$$a_3(A/{}^3\text{He}) = a_{3N}(A)/a_{3N}({}^3\text{He}) \quad (4.7)$$

где  $a_{2N}$  и  $a_{3N}$  (по определению) – абсолютные значения приходящихся на один нуклон вероятностей 2-х и 3-х нуклонных КНК, соответственно. Чтобы, из измеренных отношений определить абсолютные значения приходящихся на один нуклон

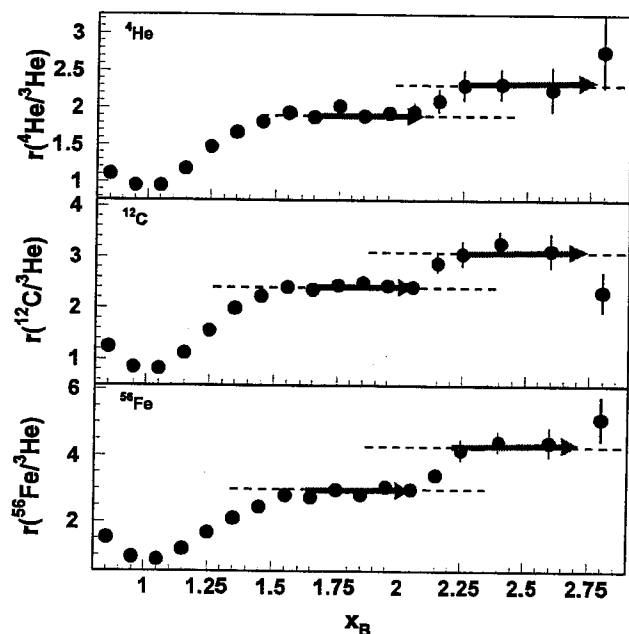


Рис.4.  $x_B$  – зависимость отношений  $r(A, {}^3\text{He}) = R(A, {}^3\text{He}) \cdot (A(2\sigma_p + \sigma_n) / 3(Z\sigma_p + N\sigma_n))$ , для  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{56}\text{Fe}$  при  $Q^2 > 1.4$ .

вероятностей КНК –  $a_{2N}(A)$  и  $a_{3N}(A)$ , надо знать аналогичные вероятности для  ${}^3\text{He}$ . Вероятности  $a_{2N}({}^3\text{He})$  и  $a_{3N}({}^3\text{He})$  могут были рассчитаны посредством хорошо известных волновых функции ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^2\text{D}$  [11]. Вероятность 2-х нуклонных корреляций в ядре  ${}^3\text{He}$  есть произведение 2-х нуклонных КНК в дейтроне и относительной вероятности 2-х нуклонных КНК в  ${}^3\text{He}$  и  ${}^2\text{D}$ ,  $a_2({}^3\text{He}/{}^2\text{D})$ . Мы определяем вероятность NN КНК в дейтроне, как вероятность того, что нуклон в дейтроне имеет импульс  $p > 275$  МэВ/с, так как это минимальный импульс отдачи соответствующий началу скейлинга при  $Q^2 = 1.4$  ГэВ<sup>2</sup> и  $x_B = 1.5$ . На рис.5 показана волновая функция дейтрона [11]. Заштрихованная область соответствует вкладу 2-х нуклонных

корреляций. Начальное значение этой области было определено на основе полученных экспериментально значений для  $Q^2$  и  $x_B$ , которые соответствовали началу скейлинга.

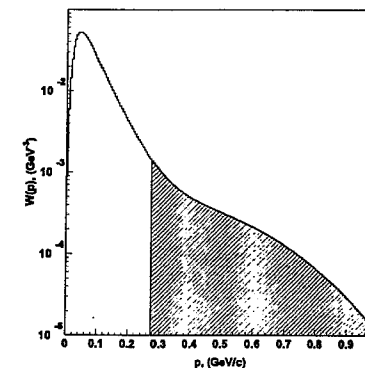


Рис.5 Волновая функция дейтрона [11]. Заштрихованная область соответствует вкладу 2-х нуклонных корреляций. Начальное значение этой области было определено на основе полученных экспериментально значений для  $Q^2$  и  $x_B$ , которые соответствовали началу скейлинга.

В заключении сформулированы основные результаты работы.

— Измерены сечения инклюзивного  $A(e, e')$  – рассеяния на ядрах  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$ ,  ${}^3\text{He}$  при начальных энергиях электрона 4.46 ГэВ и 4.7 ГэВ.

— Разработаны и отлажены процедуры по подсчету эффективности регистрации электрона применительно к конкретному эксперименту и для конкретного процесса.

— Создана система программных пакетов для моделирования и анализа физических процессов.

— Изучена  $x_B$  – зависимость отношений  $A_2\sigma(A_1)/A_1\sigma(A_2)$  в интервале  $Q^2 = 0.6 \div 2.6$  ГэВ<sup>2</sup> при  $x_B > 0.8$ . В качестве ядра  $A_2$  было выбрано ядро  ${}^3\text{He}$  с хорошо известной волновой функцией, а в качестве ядер  $A_1$  –  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$ .

## Выводы

1. С высокой точностью подтверждено существование скейлинга в отношении сечений рассеяния на тяжелых ядрах к сечению на ядре  $^3\text{He}$  в области  $1.4 \leq x_B \leq 2.0$  [1, 2].
2. Впервые наблюдался второй уровень по скейлингу при  $x_B > 2.25$ , что является сильным аргументом в пользу модели КНК [1, 3].
3. Впервые, в пределах модели КНК, на основе экспериментально посчитанных скейлинговых факторов, оценены относительные, приходящиеся на один нуклон вероятности 2-х и 3-х нуклонных КНК в ядрах с  $A = 4, 12, 56$  по отношению к ядру  $^3\text{He}$  [1, 2, 3].
4. Впервые экспериментально оценено значение минимального импульса отдачи  $P_{\min}(x_B, Q^2) = 275 \pm 25 \text{ MeV}^2$ , начиная с которого рассеяние будет происходить на нуклоне из 2-х нуклонной КНК [1, 2].
5. Впервые экспериментально посчитаны абсолютные вероятности 2-х нуклонных КНК в ядрах  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  [1, 3].

## Литература

### Статьи вошедшие в диссертацию:

1. Н. Б. Дашьян, Программное введение мишенной системы в установку CLAS и вычисление поправок на энергетические потери заряженными частицами в веществе мишени., Известия НАН Армении, т.41, N3, сс.208 – 220, (2006).
2. K. Sh. Egiyan, N. B. Dashyan et al., Observation of Nuclear Scaling in the  $A(e, e')$  Reaction at  $x_B > 1.$ , Phys. Rev. C68, 01413, pp.10, (2003).
3. K. Sh. Egiyan, N. B. Dashyan at al., Measurement of Two- and Three-Nucleon Short - Range Correlation Probabilities in Nuclei, Phys.Rev.Let. 96, 082501, pp.6, (2006).

### Цитируемая литература:

4. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, High Energy Phenomena, Shortrange Nuclear Structure and QCD., Phys.Rep. 76, p. 215 – 347, (1981).
5. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, Hard Nuclear Process and Macroscopic Nuclear Structure., Phys.Rep. 160, p. 235 – 427, (1988).
6. F. Dethalot and H. Feshback, Theoretical Nuclear Physics (J. Wiley and Sons. New York), 1974.
7. George F. Bertsch, The Prscitioner's shell Model, (North Holland, Amsterdam), 1972.
8. M. Sargsian, Clas-Note90-007, 1990.
9. L. L. Frankfurt, M. I. Strikman, D. B. Day, and M. M. Sargsyan, Evidence of Short Range Correlations from High  $Q^2$  ( $e, e'$ ) Reactions, Phys. Rev. C 48, 2451, (1993).
10. J. L. Forest et.al., Femtometer Toroidal Structures in Nuclei., Phys.Rev. C 54, 646 – 667, (1996).
11. C. Ciofi degli Atti and S. Simula, Realistic Model of the Nucleon Spectral Function in Few and Many Nucleon Systems., Phys.Rev. C 53, 1689, (1996).
12. K. Sh. Egiyan et al., Clas-Analysis 2004 – 120, (2004).
13. K. Sh. Egiyan et al., Study of Short Range Correlations in  $A(e, e')$  Reaction at  $1 < x_B < 3$ , Clas-Notes 2005 – 004, pp. 19, (2005).

## ԱՄՓՈՓՈՒՄ

Աշխատանքում ներկայացված են  $A(e, e')$  տիպի ռեակցիաներում  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  միջուկների վրա էլեկտրոնների քվադրադակական ցրման համար փորձարարական տվյալների մշակման արդյունքները՝ էլեկտրոնի փնջի 4.461 ՉէՎ և 4.7 ՉէՎ սկզբնական էներգիաների և  $Q^2 \geq 0.6$  ՉէՎ<sup>2</sup>,  $x_B = Q^2/2M_{NV} > 0.8$  կինեմատիկական տիրույթների սահմաններում: Ընտրված կինեմատիկական թույլ է տվել կատարել հետազոտություն կարճազորող նուկլոնային կորրելացիաների (ԿԿ) տիրույթում՝ էլեկտրոնի կորրելացված նուկլոնի հետ փոխազդեցության մասին հիմնավոր պատկերացում ստեղծելու նպատակով:

Աշխատանքում ներկայացված էքսպերիմենտն իր բնութագրով առաջինն է, որում միևնույն էքսպերիմենտալ պայմաններում ստացվել

են տվյալներ  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$  միջուկներից ցրումների համար: Կատարված է ստացված արդյունքների համադրումը տեսական մոդելների հետ:  $1.4 \leq x_B \leq 2.0$  տիրույթում մեծ ճշտությամբ հաստատվել է ժանր միջուկների ցրման կտրվածքի սկեյլինգը  ${}^3\text{He}$  միջուկի ցրման կտրվածքի նկատմամբ, ինչն իր հերթին հանդիսանում է բոլոր միջուկների բարձր իմպուլսային ալիքային ֆունկցիաների նմանության տեսական ենթադրության հաստատումը: Հաշվարկված է սկեյլինգի գործակիցը, որի համաձայն  ${}^4\text{He}$ -ից,  ${}^{12}\text{C}$ -ից,  ${}^{56}\text{Fe}$ -ից ցանկացած նուկլոնի ԿՆԿ-ում ներգրավվելու հավանականությունը համապատասխանաբար 1.96, 2.51 և 3.0 անգամ մեծ է, քան  ${}^3\text{He}$ -ի միջուկի նուկլոնի համար: Որոշված են  $(Q^2, x_B)$ -ի արժեքները, որոնցից սկսած դիտվում է սկեյլինգ: Առաջին անգամը լինելով փորձնականորեն որոշված է մինիմալ իմպուլսի արժեքը՝  $P_{\min}(Q^2, x_B) = 275^{+25}$  մեՎ, որից սկսած ցրումը տեղի է ունենում երկու-ԿՆԿ-ից նուկլոնի վրա, ինչպես նաև հաշվարկված է բացարձակ հավանականությունը երկու-ԿՆԿ-ի համար: Առաջին անգամը լինելով դիտվել է երկրորդ մակարդակը ըստ սկեյլինգի՝  $x_B > 2.25$  տիրույթում, ինչը հանդիսանում է հզոր արգումենտ ի օգուտ ԿՆԿ մոդելի: Առաջինը դիտվել է եռանուկլոն ԿՆԿ միջուկներում:

*Մ. Կապ*