

ХФТИ 87-38

Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции

**Харьковский физико-технический
институт АН УССР**

Ю.И.Титов

**МАГНИТНОЕ ИНКЛЮЗИВНОЕ РАССЕЯНИЕ
ЭЛЕКТРОНОВ НА ДЕЙТРОНЕ**

Препринт

Москва-ЦНИИатоминформ-1987

УДК 539.172.2

ТИТОВ Ю.И. Магнитное инклюзивное рассеяние электронов на дейтроне: Препринт ХФТИ 87-38. - Харьков: ХФТИ АН УССР, 1987, - 13 с.

Обзор последних результатов по электрорасщеплению дейтрона в заднюю полусферу, полученных в Харьковском физико-техническом институте, представлен на Международном симпозиуме по взаимодействию фотонов и лептонов при высоких энергиях (ФРГ, Гамбург, 27-31 июля 1987 г.). Приводятся спектры, измеренные от порога электрорасщепления до начала первого пион-нуклонного резонанса под углом 127° при энергиях 538...779 МэВ. Величины квадрата переданного 4-импульса у порога электрорасщепления находятся в интервале $q^2 = 0,63 \dots 1,16 \text{ ГэВ}^2$. Найден вид ядерного скейлинга (χ -скейлинга), который, в отличие от известного γ -скейлинга, работает в релятивистской области и описывает как электрическое, так и магнитное рассеяние. В области от порога электрорасщепления до максимума пика квазиупругого рассеяния определена магнитная структурная функция $W_1(\nu, q^2)$.

Рис. - 8, табл. - I, список лит. - II назв.

В В Е Д Е Н И Е

Рассеянию электронов в заднюю полусферу при переданных импульсах, сравнимых по величине с массой нуклона, в последние годы уделяется повышенное внимание. В Сакле получены данные по синглетному электрорасщеплению дейтрона у порога при q^2 , достигающих $1,2 \text{ ГэВ}^2$ [1], и по магнитному формфактору дейтрона [2] при тех же переданных импульсах. В Стенфорде магнитный формфактор дейтрона измерен до $q^2 = 2,5 \text{ ГэВ}^2$ [3]. Необходимость таких результатов была основным мотивом для реконструкции последних ступеней СЛАКа [4].

Экспериментальные данные по магнитному рассеянию свидетельствуют о наличии в дейтроне ненуклонной компоненты. Существование обменных мезонных токов доказано, однако роль шестикварковых конфигураций и межнуклонных сил, основанных на межкварковых взаимодействиях, остается неясной. Для выяснения этого актуального вопроса необходимы данные не только по магнитному формфактору дейтрона и синглетному электрорасщеплению у порога, но и измерения всего спектра от порога до первого пион-нуклонного резонанса.

Подходящие для этих целей результаты были ранее получены на СЛАКе [5], но только под малым углом, где вклад дает только структурная функция $W_2(\nu, q^2)$. Оставалось сделать шаг для получения экспериментальных данных под большим углом, из которых можно определить структурную функцию $W_1(\nu, q^2)$. Такие экспериментальные данные вблизи максимума квазиупругого рассеяния чувствительны также к магнитному формфактору нейтрона. К его определению целесообразно вернуться на основе релятивистских подходов.

Харьковские работы в последние годы были направлены на получение экспериментальных данных по рассеянию электронов на дейтроне под большим углом, на создание релятивистских моделей по рассеянию электронов на дейтроне, определение магнитного формфактора нейтрона, анализ масштабных свойств инклюзивного рассеяния, разделение структурных функций.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерение спектров неупругого рассеяния электронов проводилось на харьковском линейном ускорителе электронов. Максимальный средний ток составлял 2 мкА, монохроматичность — 0,5%. Мишень из жидкого дейтерия (или жидкого водорода для калибровочных измерений) имела толщину 5 см. Пустой аппендикс из дюралюминия толщиной 7С мкм служил для вычитания фона. Спектры измерялись при помощи магнитного спектрометра с двойной фокусировкой и светосилой $8 \cdot 10^{-3}$ ср. Электроны детектировались телескопом, состоящим из пятиканального счетчика, порогового газового черенковского счетчика и ливневого детектора полного поглощения. Энергетическое разрешение установки составило 2,1%.

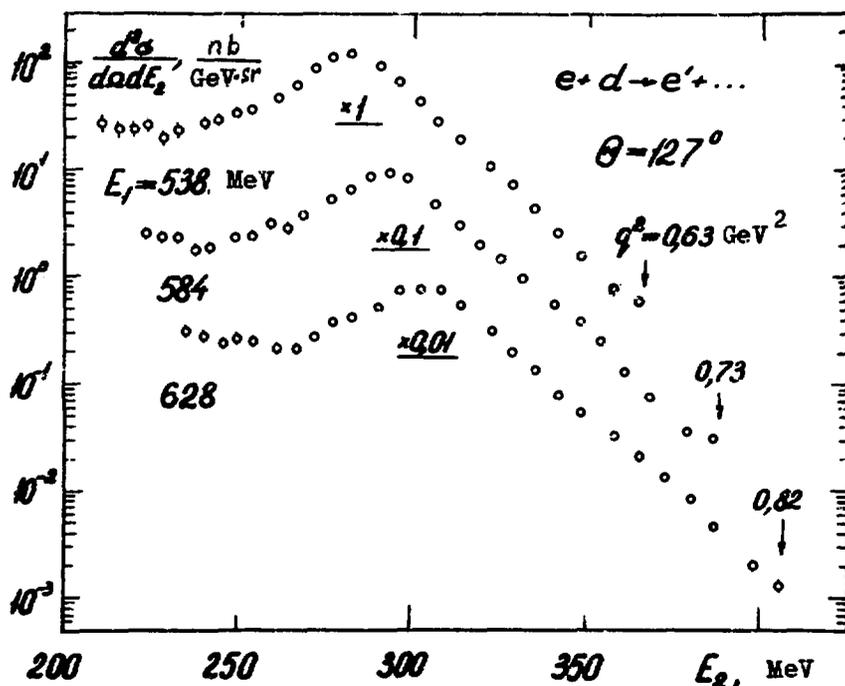


Рис. I. Спектры инклюзивного рассеяния электронов на дейтроне при начальных энергиях 538...628 МэВ и угле рассеяния 127°

В целях снижения чувствительности телескопа к фону порог дискриминации газового и ливневого счетчиков устанавливался максимально высоким, но так, чтобы эффективность была не хуже 95%. Порог дискриминации ливневого счетчика менялся в соответствии с энергией детектируемого электрона.

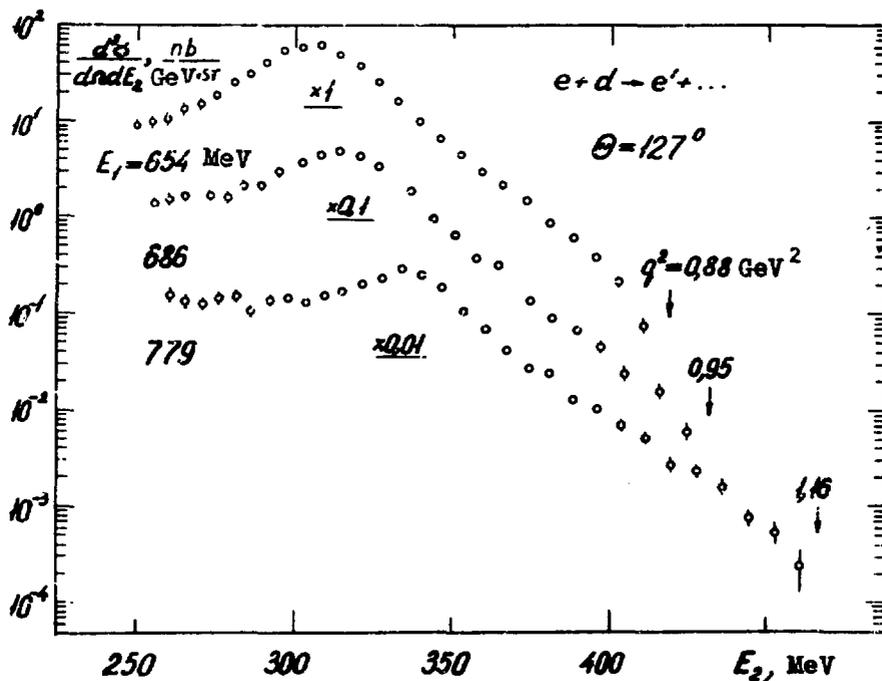


Рис.2. То же, что на рис. 1, при энергиях 654...779 МэВ

При учете фона, кроме вклада стенок мишени и симметричного фона, особое внимание уделялось фону, исчезающему при удалении мишени из области взаимодействия с пучком электронов. Он измерялся ниже порога электродезинтеграции дейтрона, его величина практически не зависела от поля спектрометра (даже при изменении направления магнитного поля) и составляла около 10^{-3} от сечения в максимуме квазиупругого рассеяния.

Радиационные поправки учитывались по методу Мо и Тзяя. Необходимое для этих целей аналитическое выражение для сечения задавалось в виде нормируемого приближения плоских волн в области максимума квазиупругого рассеяния, а вблизи порога сечение аппроксимировалось экспонентой.

Измерено 6 спектров от порога электрорасщепления дейтрона и вблизи максимума пика квазиупругого рассеяния при угле рассеяния 127° . Результаты измерений показаны на рис. 1 и 2. Стрелками показана точка спектра у порога ($E_{\text{пр}} = 2,2$ МэВ) электрорасщепления, около стрелок написано значение квадрата переданного 4-импульса.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Для анализа экспериментальных данных по рассеянию электронов использовалось два подхода - релятивистское импульсное приближение (РИИ) и расчеты в динамике на световом фронте.

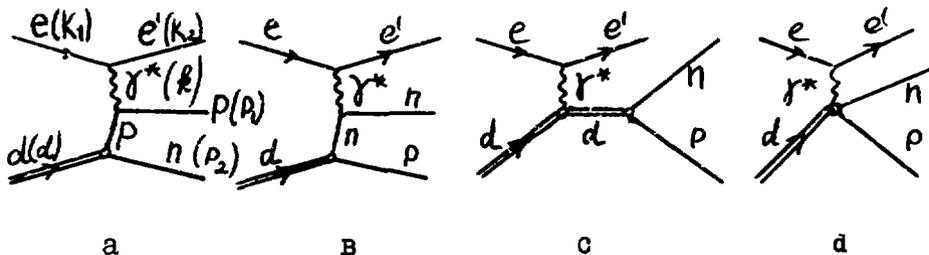


Рис.3. Диаграммы релятивистского импульсного приближения для рассеяния электронов на дейтроне

Диаграммы, соответствующие релятивистскому импульсному приближению [6,7], показаны на рис. 3. Нуклонные диаграммы (а) и (в) соответствуют "стандартному" импульсному приближению, дейтронный полюс (в) и "катастрофическая" (d) введены для выполнения требований калибровочной инвариантности. Структура дейтрона описывается четырьмя инвариантными формфакторами, которые можно связать с релятивистскими дейтронными волновыми функциями, зависящими от виртуальности нуклона.

Для численных расчетов в РИИ использовалась параметризация работы [7], а также потенциал Рейда с мягким кором и парижский потенциал.

Второй релятивистский подход состоит в расчетах в динамике на световом фронте [8,9]. При вычислениях матричных элементов используется система бесконечного импульса (СБИ), в которой расчеты являются нерелятивистскими, а для обеспечения калибровочной инвариантности можно ограничиться лишь нуклонными полюсами. Однако после лоренц-преобразования из СБИ в лабораторную систему отражается релятивистский характер динамики процесса.

На рис. 4 спектр при начальной энергии 538 МэВ сравнивается с расчетами в РИИ и СБИ. Сплошная и пунктирная кривые получены с потенциалом Рейда с мягким кором, а точечная - с парижским потенциалом.

Оба подхода удовлетворительно описывают экспериментальные данные в районе максимума квазиупругого пика. Расчеты с потенциалом Рейда на краях спектра несколько превышают результаты с парижским потенциалом. Кривая СБИ, полученная в динамике на световом фронте, более близка к описанию экспериментальных данных, несмотря на то, что в расчет приняты только полюсные диаграммы. По-видимому, это связано с тем, что специальная ориентация гиперповерхности по отношению к

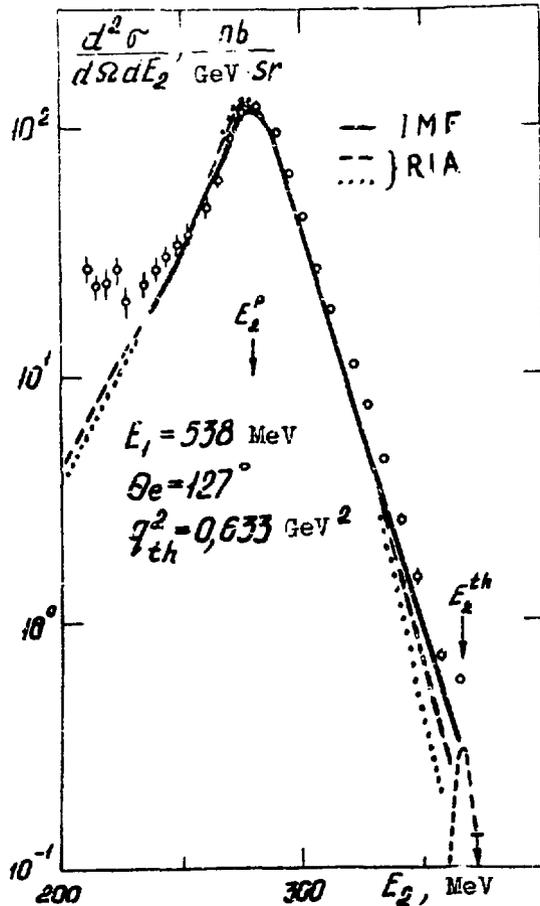


Рис. 4. Спектр инклюзивного рассеяния электронов на дейтроне при начальной энергии 538 МэВ. Сплошная кривая - расчеты в СБИ с потенциалом Рейда с мягким кором. Пунктирная и точечная - расчеты в РИП с потенциалом Рейда и с парижским потенциалом. Пунктирный пик справа внизу - смоделированное упругое рассеяние электронов на дейтроне

импульсам частиц, участвующих в реакции, позволила максимально подавить вклад петлевых диаграмм.

Справа внизу на рис. 4 показан смоделированный пик упругого рассеяния на дейтроне. Из-за разрешения 2,1% с ним должен слиться и синглетный пик. Оба эти процесса могут дать вклад только в последнюю точку спектра и не оказывают влияния на результаты сравнения с теорией для остальных точек.

МАГНИТНЫЙ ФОРМФАКТОР НЕЙТРОНА

Несмотря на то, что экспериментальных работ по измерению формфакторов нуклонов очень много, их более точное определение остается одной из важных задач электродинамики адронов. Квантовая хромодинамика показывает, что масштабные соотношения между формфакторами нуклонов и их дипольная аппроксимация носят приближенный характер. Более точное знание формфакторов нуклонов необходимо и для анализа упругого рассеяния электронов на дейтроне и электрорасщепления у порога.

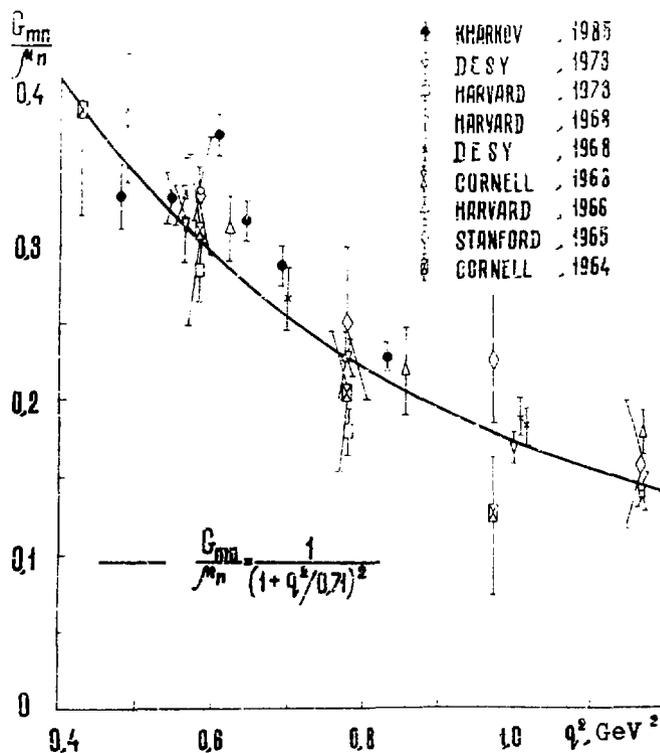


Рис. 5. Магнитный форм-фактор нейтрона. Харь-ковские точки 1985 г. указывают на нарушение масштабного закона

Магнитный формфактор нейтрона, деленный на $\mu_n G_D$

Дейтронные волновые функции				
$q^2, \text{ГэВ}^2$	Рейда $P_D = 6,47\%$	Парижская $P_D = 5,77\%$	Бака - Гросса $P_D = 4,74$	Погрешность
0,482	0,966	0,950	0,906	0,048
0,545	1,064	1,049	1,010	0,043
0,608	1,316	1,301	1,264	0,035
0,646	1,186	1,171	1,133	0,035
0,697	1,152	1,137	1,096	0,038
0,832	1,112	1,098	1,057	0,044

Примечание. Приведены результаты с $G_{El} = 0$. Если взять $G_{El} = -\mu_n G_D$, то значение G_{mn} окажется на 1% меньше. Систематическая погрешность в сечениях приводит к дополнительной ошибке в магнитном формфакторе нейтрона $\pm 8\%$.

Все предыдущие методы использовали сечение в максимуме квазиупругого спектра или площадь пика квазиупругого рассеяния. Расчеты делались в нерелятивистских моделях. В Харькове для этих целей использовано РИП. Из всего спектра берется участок вблизи максимума спектра ($\pm 5\%$), что позволяет избежать неопределенностей, связанных как с учетом электророждения пионов, так и с плохим знанием волновой функции дейтрона на малых расстояниях.

Результаты определения магнитного формфактора нейтрона показаны на рис. 5, там же приведены данные прежних работ в этом участке переданного импульса. Сплошная кривая — масштабный закон со стандартной дипольной формулой. Харьковские точки указывают на нарушение масштабного закона в среднем на 12%.

В таблице приведены результаты определения G_{mn} с разными волновыми функциями. Результаты с потенциалом Рейда превышают результаты с парижским на 1,3...1,7%, а с волновой функцией Бака — Гросса — меньше на 3...5%. Влияние различных выборов зарядового формфактора нейтрона составляет 1%.

МАСШТАБНЫЕ СВОЙСТВА ИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ

В ядерной физике известен так называемый γ -скейлинг, предложенный Вестом [10]. Из сечения инклюзивного рассеяния можно получить $F(\gamma)$, которая зависит не от трех кинематических переменных (E_1, E_2, θ_2), а от одной — проекции импульса нуклона, на котором происходит рассеяние на переданный 3-импульс (γ):

$$F(\gamma) = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_2} \cdot \frac{dE_2}{d\gamma} \cdot \frac{1}{x\sigma_p + (A-x)\sigma_n}, \quad (1)$$

где σ_p и σ_n — сечения упругого рассеяния на протоне и нейтроне.

Существование γ -скейлинга использовалось для определения волновой функции дейтрона [11], но результаты показали заметное отличие от $d(e, e'p)n$ -эксперимента. Причина такого расхождения может состоять в нерелятивистском характере γ -скейлинга. Кроме того, для полного понимания этого вопроса необходимо выяснить, нарушается ли скейлинг, если рассмотреть сечения не только под малыми углами, как это делалось раньше, но и под большими, где существенный вклад вносит магнитная структурная функция W_1 , определяемая соотношением

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_2} = \sigma_M \left[W_2(\nu, q^2) + 2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} W_1(\nu, q^2) \right], \quad (2)$$

где σ_M — моттовское сечение, ν — переданная энергия.

В Харькове проведено теоретическое исследование условия возникновения скейлинга инклюзивной реакции электрорасщепления дейтрона, а также получено релятивистское обобщение для скейлинговых функций при произвольных углах рассеяния электрона.

Полагалось, что поиск скейлинговой функции должен основываться на анализе масштабных свойств обеих структурных функций W_1 и W_2 . Ввиду релятивистского характера процесса при больших переданных импульсах выбран не традиционный импульс y , а величина z , характеризующая степень ухода нуклона с массовой поверхности,

$$z = \frac{m_d^2 - t}{m_d^2} = \frac{\tau}{2x_F} \left(1 - \sqrt{\frac{\tau + 4x_F^2}{\tau + \frac{\tau}{x_F}}} \right). \quad (3)$$

Под масштабными преобразованиями понимались такие одновременные преобразования q^2 и ν , которые оставляют без изменения z . Применение релятивистской модели типа [7] показало, что обе структурные функции обладают скейлинговыми свойствами лишь в асимптотике

$$\frac{2z x_F}{\tau} \ll 1, \quad (4)$$

где $x_F = q^2 / 2\nu m_d$ - фейнмановская переменная, $\tau = q^2 / m_d^2$.

Масштабные свойства обеих структурных функций отличаются друг от друга. Однако для углов, близких к нулю или к π , когда в сечение входит либо W_2 , либо W_1 , можно построить единую скейлинговую функцию

$$I(z) = |\vec{q}| \frac{E_2}{E_1} \cdot \frac{d^2\sigma/d\Omega dE_2}{\sigma_p + \sigma_n} \Big|_{\theta \rightarrow \pi} = |\vec{q}| \frac{E_2}{E_1} \cdot \frac{d^2\sigma/d\Omega dE_2}{4x_F^2(\sigma_p + \sigma_n)} \Big|_{\theta \rightarrow 0} \quad (5)$$

где E_1, E_2 - начальная и конечная энергии рассеянного электрона.

Таким образом, функции $I(z)$, полученные из обработки экспериментальных данных под малыми и большими углами, должны совпадать. На рис. 6 показаны результаты определения $I(z)$ для харьковских данных (см. рис. 1, 2), полученных под углом 127° и стенфордских [II, 5] ($\theta = 8^\circ$). Видно, что данные под разными углами образуют единую кривую, подтверждающую справедливость z -скейлинга. Сплошной кривой показаны расчеты в асимптотике (4), а штрих-пунктиром расчеты в СБИ при $q^2 = 6 \text{ ГэВ}^2$, $\theta = 8^\circ$.

Заметим, что попытка построить скейлинговую функцию $F(y)$ для данных (см. рис. 6) привела бы к существенно большему коридору, так как скейлинговые функции при $\theta \rightarrow 0$ и $\theta \rightarrow \pi$ отличаются кинематическим множителем $4x_F^2$. Лишь для точек вблизи максимума, где $4x_F^2 \approx 1$, это расхождение не имеет значения.

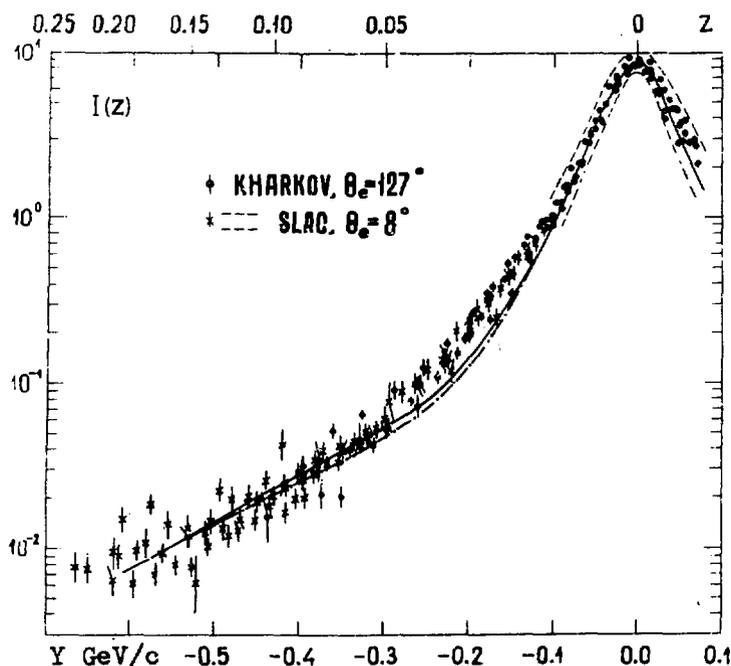


Рис.6. Скейлинговая функция $I(z)$ для рассеяния электронов на дейтроне. Крестики — данные СЛАКа [5], кружки — харьковские данные. Вблизи максимума стенфордские данные [11] образуют коридор, ограниченный пунктирными линиями

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРНАЯ ФУНКЦИЯ

Для определения магнитной структурной функции $W_1(\nu, q^2)$ из данных, показанных на рис. 1 и 2, необходимо знать величину структурной функции $W_2(\nu, q^2)$. Для участка спектра от порога до максимума пика квазиупругого рассеяния на СЛАКе получены подходящие для этих целей экспериментальные данные [5]. Мы осуществили их феноменологическую двумерную интерполяцию, что позволило аналитически получить значение W_2 при тех значениях переданной энергии ν и квадрата переданного 4-импульса q^2 , которые соответствуют экспериментальной точке, полученной под 127° .

Таким образом, в каждой точке спектра от порога до максимума пика квазиупругого рассеяния можно учесть вклад W_2 и определить величину W_1 . Угол 127° оказывается для этих целей достаточно большим, так как величина $2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}$, усиливающая вклад W_1 , составляет 8,04. В максимуме пика квазиупругого рассеяния, измеренного под 127° , вклад W_2 равен 5...6%, а у порога доходит до 30...40%.

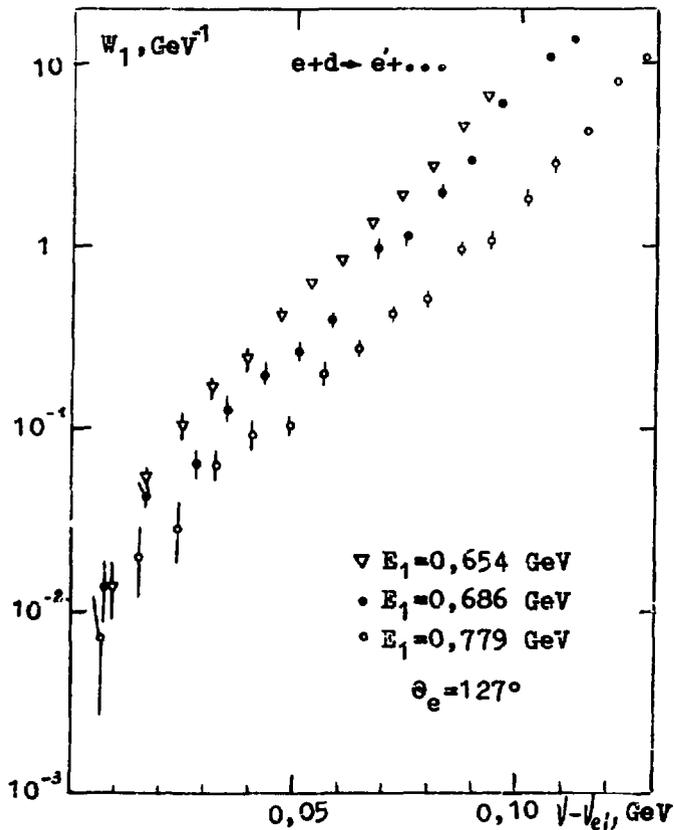


Рис. 7. Магнитная структурная функция. Значение Q^2 в каждой точке то же, что и в точке спектра под 127° и указанной начальной энергии. ν_{el} - переданная энергия в пике упругого рассеяния на дейтроне

Результаты определения $W_1(\nu, Q^2)$ показаны на рис. 7. По горизонтали отложена разность переданной энергии в рассматриваемой точке спектра и переданной энергии в пике упругого рассеяния на дейтроне. В каждой из трех зависимостей, соответствующих энергиям 0,654, 0,686 и 0,779 ГэВ, значение Q^2 не остается постоянным, а несколько падает с ростом $\nu - \nu_{el}$, но может быть рассчитано, так как указан угол рассеяния и начальная энергия E_1 . Максимальное значение Q^2 составляет 1,16 ГэВ².

Для анализа большой интерес представляет отношение W_1/W_2 , показанное на рис. 8. В качестве W_1 взяты данные рис. 7, а W_2 получено из двумерной феноменологической интерполяции данных работы [5]. Стрелками слева показан порог электрорасщепления, справа - максимум пика квазиупругого рассеяния.

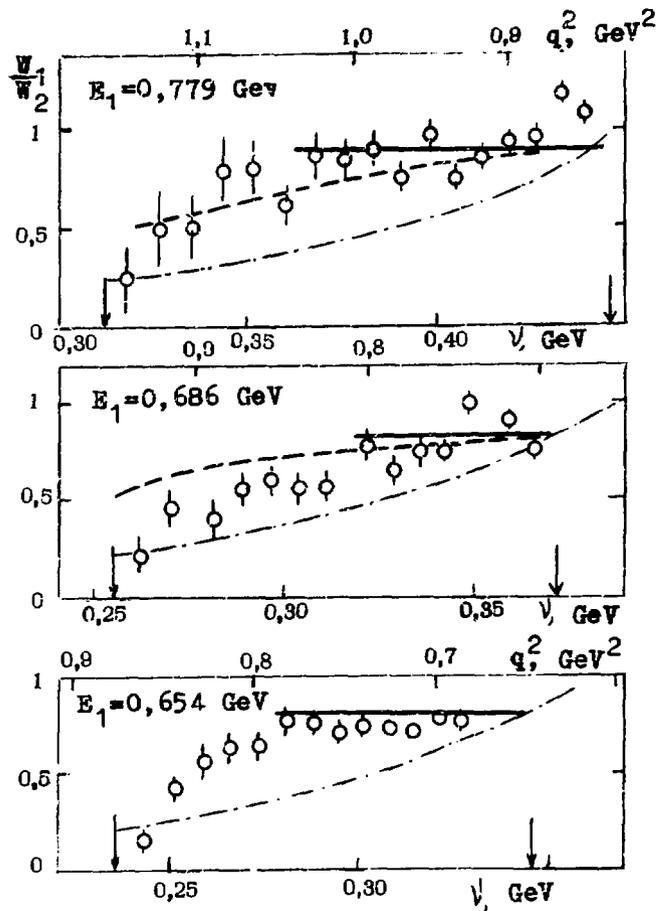


Рис.8. Отношение структурных функций. Сплошная кривая рассчитана по соотношению (6); пунктирная - СБИ; штрих-пунктир - асимптотическая формула (?)

Первое представление о W_1/W_2 можно получить из "наивного" импульсного приближения, полагающего, что для квазиупругого рассеяния на дейтроне отношение структурных функций такое же, как для суммы сечений упругого рассеяния на протоне и нейтроне:

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{\tau(\mu_n^2 + \mu_p^2)(1 + \tau)}{1 + \tau(\mu_n^2 + \mu_p^2)}, \quad (6)$$

где $\tau = q^2/4m_N^2$.

Результаты расчета по этому соотношению показаны на рис. 8 сплошной прямой, которая немного нарастает по мере приближения к порогу. Вблизи точек, соответствующих области максимума пика квазиупругого рассеяния, отношение W_1/W_2 действительно такое же, как и для суммы сечений упругого рассеяния на протоне и нейтроне. Но по мере прибли-

ления к порогу экспериментальные точки падают, что никак не отражает соотношение (6).

Пунктирная кривая рассчитана в динамике на световом фронте и правильно отражает тенденцию к падению W_1/W_2 . Тем не менее, в этой модели заложены только две диаграммы нуклонных полюсов. Падение же отношения W_1/W_2 по мере приближения к порогу в значительной мере связано с тем, что структурная функция W_2 является не в полной мере отструктурной. В релятивистском импульсном приближении из нее можно выделить кинематический множитель $4x_F^2$. Оставшаяся часть \tilde{W}_2 записывается через вершинные функции дейтрона однотипно с W_1 . Структурные функции \tilde{W}_2 и W_1 имеют одинаковое асимптотическое поведение при малости величины (4). В максимуме же квазиупругого спектра $4x_F^2 \approx 1$, что и объясняет совпадение экспериментальных данных с "наивным" импульсным приближением.

Наличие множителя $4x_F^2$ в функции W_2 было показано при анализе масштабных свойств инклюзивного рассеяния. С этим множителем связано и то, что асимптотические свойства сечений для малых ($\Theta \rightarrow 0$) и больших ($\Theta \rightarrow 180^\circ$) углов различны, что отражает соотношение (5).

Таким образом, асимптотическая формула для отношения W_1/W_2 — это соотношение (6), деленное на $4x_F^2$,

$$\left(\frac{W_1}{W_2}\right)_{ас} = \frac{1}{4x_F^2} \cdot \frac{\tau(1+\tau) \cdot (\mu_p^2 + \mu_n^2)}{1 + \tau(\mu_p^2 + \mu_n^2)}. \quad (7)$$

Результаты расчета по асимптотической формуле показаны на рис. 8 штрих-пунктиром. Совпадение ее предсказаний в максимуме (стрелка справа) связано с тем, что условие асимптотики в этой области выполняется всегда, так как $x \rightarrow 0$. В другой части спектра асимптотика может быть достигнута при существенно больших q^2 .

Асимптотическая формула дает два предсказания. При переданных энергиях за максимумом пика квазиупругого рассеяния отношение W_1/W_2 должно нарастать. Благодаря тому, что множителем W_2 является кинематическая величина $4x_F^2$, положение максимумов для W_1 и W_2 не совпадает. Для $q^2 \approx 1$ ГэВ² максимум для W_2 смещен на величину около 4 МэВ в сторону меньших ν .

В заключение остается подытожить, что в харьковских работах из измерений по инклюзивному рассеянию электронов в заднюю полусферу с помощью релятивистского импульсного приближения определен магнитный формфактор нейтрона, указывающий на нарушение масштабного соотношения. Анализ масштабных свойств инклюзивного рассеяния электрона на дейтроне привел к обнаружению релятивистского x -скейлинга. При интерпрета-

ции отношения ω_1/ω_2 , полученного в настоящей работе, показано, что качественно оно может быть объяснено тем, что в структурной функции ω_2 , в отличие от ω_1 , есть кинематический множитель $4x_p^2$, объясняющий падение отношения при приближении к порогу электрорасщепления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- I. Auffret S., Cavedon J.M., Clemens J.C. et al. Evidence of nonnucleonic effects in the threshold electrodisintegration of the deuteron at high momentum transfer // *Phys.Rev.Lett.* - 1985. - Vol.55. - P.1362 - 1365.
2. Auffret S., Cavedon J.M., Clemens J.C. et al. Magnetic form factor of the deuteron // *Phys.Rev.Lett.* - 1985. - Vol.54. - P.649 - 652.
3. Bosted P.E. Measurements of the deuteron magnetic form factor at high Q^2 ; Preprint SLAC NPAS-TN-86-2. - June, 1986 - 5p.
4. Arnold R.G. Elastic electron scattering at large momentum transfer // *Lecture notes in physics.* - 1979. - Vol.108. - P.76 - 96.
5. Schutz W.P., Arnold R.G., Chertok B.T. et al. Electron-deuteron threshold region at high momentum transfer // *Phys.Rev.Lett.* - 1977. - Vol.38. - P.259 - 262.
6. Рекало М.П., Гах Г.И., Рекало А.П. Релятивистское импульсное приближение и реакции $d(e e')pn$ на поляризованной дейтронной мишени // *УФЖ.* - 1985. - Т. 30. - С. 662-670.
7. Buck W.W., Gross F. Family of relativistic deuteron wave functions // *Phys.Rev.* - 1979. - Vol.D20. - P.2361 - 2379.
8. Нагорный С.И., Иношин Е.В., Касаткин Ю.А. и др. Релятивистская факторизация сечений процессов $e\omega \rightarrow e'pn$ в динамике на световом фронте // *Письма в ЖЭТФ.* - 1984. - Т. 39. - С. 331-334.
9. Титов Ю.И., Есаулов А.С., Ахмеров Р.В. и др. Электрорасщепление дейтрона в релятивистской области переданных импульсов // *Письма в ЖЭТФ.* - 1984. - Т. 39. - С. 498-500.
10. West G.B. Electron scattering from atoms, nuclei and nucleons. // *Physics Reports.* - 1975. - Vol.C18. - P.264 - 323.
- II. Bosted P. Nuclear scaling in inelastic electron scattering from d , ^3He , ^4He // *Phys.Rev.Lett.* - 1982. - Vol.49. - P.1380 - 1383.

МАГНИТНОЕ ИНКЛЮЗИВНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ДЕЙТРОНЕ

ЮРИЙ ИВАНОВИЧ ТИТОВ

Редактор, корректор А.И.Нагорная

Сдано в набор 06.02.87. Подписано в печать 05.06.87. Т-13418. Формат 60x84/16.
Бум.печ. № 1. Offset-печ. Усл.п.л. 0,9. Уч.-изд.л. 0,8. Тираж 290. Заказ № 700. Цена 12 коп.
Индекс 3624.

Отпечатано в Харьковском ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции физико-химическом институте АН УССР. 310108, Харьков, ул. Академическая, 1

12 коп.

Индекс 3624

Препринт, 1987, 1-13.