ВЕСТНИК ТОГУ. 2006. № 2 (3)

УДК 539.128.2

РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ОПИСАНИЕ РЕАКЦИИ ЭКСКЛЮЗИВНОГО ЭЛЕКТРОРАСЩЕПЛЕНИЯ ДЕЙТРОНА

Кныр В. А. – завкафедрой «Физика» д-р физ.-мат. наук, проф.; *Хохлов Н. А.* – канд. физ.-мат. наук, доц. кафедры «Физика» (ТОГУ)

Рассмотрен процесс эксклюзивного электрорасщепления дейтрона в рамках точечной формы релятивистской квантовой механики. Проведены расчеты с использованием Московского (с запрещенными состояниями) нуклон-нуклонного потенциала. Учтено взаимодействие в конечном состоянии. Результаты расчетов хорошо описывают экспериментальные данные.

Exclusive electrodisintegration of the deuteron is considered in frames of the point form of the relativistic quantum mechanics. Calculations with Moscow (with forbidden states) nucleon-nucleon potentials are performed. The final state interaction is taken into account. The calculation results agree with the experimental data.

1. Введение

Электромагнитное зондирование является мощным инструментом исследования структуры дейтрона и нуклон-нуклонного взаимодействия. При этом взаимодействие фотона с дейтроном, нуклонами и электроном описывается в рамках квантовой электродинамики и является слабым по сравнению с сильным нуклон-нуклонным взаимодействием, что позволяет использовать борновское приближение по электромагнитному взаимодействию. Реакция электрорасщепления дейтрона является независимым относительно реакции фоторасщепления дейтрона источником информации о структуре дейтрона и нуклон-нуклонном взаимодействии. Изменение кинематики позволяет варьировать переданный виртуальным фотоном квадрат 4-импульса, что позволяет не только измерять сечения реакции, но и определять различные функции отклика, различая поглощение продольного и поперечного фотона, и, таким образом, получать информацию о ядерном токе.

Реакция электрорасщепления дейтрона теоретически изучалась в рамках различных подходов [1–3]. Современные расчеты показывают

[2], что даже при малых переданных 4-импульсах релятивистские эффекты могут быть существенными. Таким образом, очень важным является развитие релятивистской теории, тем более в свете планируемых в лаборатории Джефферсона (JLab) экспериментов при высоких переданных 4-импульсах. Релятивистские расчеты этой реакции проводились и ранее [2, 3], при этом использовались разные подходы описания как начального состояния дейтрона, так и собственно реакции. В этих работах для описания конечного np-состояния использовалось импульсное приближение. В настоящей работе мы учитываем взаимодействие в конечном состоянии (ВКС) при описании этой реакции в релятивистском формализме. Подход, используемый нами в этой работе, основан на точечной форме релятивистской квантовой механики (РКМ). РКМ, предложенная Дираком [4] в трех формах релятивистской динамики (на световом фронте, мгновенная и точечная формы), рассматривается в настоящее время как допустимый формализм описания многочастичных систем Пуанкаре инвариантным образом. Подробный обзор этого подхода и необходимые ссылки можно найти в [5, 6].

Настоящая работа является продолжением наших предыдущих исследований, в которых мы на основе концепции Московского потенциала (МП) описали упругое NN-рассеяние до 3 ГэВ [7] и в рамках точечной формы (ТФ) РКМ – реакции $pp \to pp\gamma$ [8, 9] и $\gamma d \to np$ [10]. В этой работе мы показываем, что реакция электрорасщепления дейтрона также описывается на основе развиваемого нами подхода.

2. Формализм релятивистской потенциальной модели

Используемый в нашей работе подход основан на ТФ динамики РКМ. Как дейтрон, так и конечные состояния рассеяния протона и нейтрона описываются волновыми функциями, которые являются собственными функциями оператора массы (или квадрата массы) системы. Потенциал в этом случае вводится как возмущающая добавка к оператору массы (квадрата массы). Волновая функция, описывающая состояние системы в системе центра масс, является решением уравнения типа Шредингера [10]. Данный подход детально описан нами в деталях в работах [8, 11]. В работе [11] получены нуклон-нуклонные парциальные потенциалы, описывающие дейтрон и состояния NN-рассеяния. Эти потенциалы являются потенциалами типа МП с запрещенными состояниями в S- и P-волнах и хорошо описывают результаты фазового анализа до 3 ГэВ. В работе [7] нами показано, что такое описание при высоких энергиях согласуется с Глауберовым описанием NN-рассеяния. Используем систему единиц, в которой $\hbar = c = 1$.

Исходя из общего выражения для S-матрицы взаимодействия электронов с ядрами, мы получаем выражение для амплитуды рассеяния

$$(2\pi)^4\delta(P_i-P_f-k)A_{i\to f}= \\ =-\frac{4\pi e^2}{Q^2}\bar{u}(p_e')\gamma_\mu u(p_e)D^{\mu\nu}\int d^4x\left\langle P_f,\chi_f\left|\hat{J}_\nu\right|P_i,\chi_i\right\rangle e^{ikx}, \tag{1}$$

где $k=p_e-p_e'$ – переданный ядру 4-импульс (импульс виртуального фотона); $Q^2=-k^2$; m – масса нуклона (мы пренебрегаем разницей масс протона и нейтрона, которая для рассматриваемых кинематических условий не существенна); P_i и P_f – начальный и конечный 4-импульсы NN-системы; символ $\left|P,\chi\right\rangle$ обозначает полную волновую функцию NN-системы, характеризуемую 4-импульсом P и внутренней волновой функцией $\left|\chi\right\rangle$; m_e – масса электрона. Здесь

$$D^{\mu\nu}=g^{\mu\nu}-\frac{k^\mu k^\nu}{k^2}. \tag{2}$$

$g^{\mu\nu}$ – метрический тензор. Для сохраняющегося электромагнитного тока второе слагаемое можно опустить, поскольку оно не дает вклада в амплитуду (1). Мы разделим инвариантную амплитуду $A_{i\to f}$ на сумму произведений инвариантных сомножителей. Разложим $D^{\mu\nu}$:

$$D^{\mu\nu}=\sum(-1)^\lambda\varepsilon_\lambda^{\mu*}\varepsilon_\lambda^\nu, \tag{3}$$

где суммирование производится по спиральностям виртуального фотона $(\lambda=0,\pm1)$. Направив ось z вдоль направления импульса фотона, получим реализацию векторов поляризации в лабораторной системе отсчета:

$$\varepsilon_{\pm1}^\mu=\mp\frac{1}{\sqrt{2}}(0,1,\pm i,0), \qquad \varepsilon_0^\mu=\left(\left|\vec{k}_{лаб}\right|/Q,0,0,k_{лаб}^0/Q\right), \tag{4}$$

где $k^\mu=\left(k^0,0,0,\left|\vec{k}_{лаб}\right|\right)$ и $k^2=\left(k_{лаб}^0\right)^2-\left|\vec{k}_{лаб}\right|^2=-Q^2$.

В результате выражение (1) перепишем в виде

$$(2\pi)^4\delta(P_i-P_f-k)A_{i\to f}=-\frac{4\pi e^2}{Q^2}\sum_\lambda L_\lambda W_\lambda, \tag{5}$$

где инвариантные множители

$$L_\lambda=\bar{u}(p_e')\gamma_\mu u(p_e)\varepsilon_\lambda^\mu \tag{6}$$

будем вычислять в одной системе отсчета (например, в лабораторной), а инвариантные множители

$$W_\lambda=\int d^4x\left\langle P_f,\chi_f\left|\hat{J}_\nu\right|P_i,\chi_i\right\rangle\varepsilon_\lambda^\nu e^{ikx} \tag{7}$$

в другой. Спиральности определены формулами (4).

Исходим из общего выражения для сечения реакции, когда в начальном состоянии имеется две частицы с 4-импульсами p_d (дейтрон), p_e (электрон) и массами M_i, m_e соответственно [12]:

$$d\sigma = (2\pi)^4 \left|A_{i\to f}\right|^2 \frac{\delta^{(4)}\left(p_d + p_e - \sum p_f\right)}{4\sqrt{\left(p_d p_e\right)^2 - M_i^2 m_e^2}} \prod_f \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3\, 2p_f^0}. \tag{8}$$

Здесь p_f и p_f^0 – соответственно 4-импульсы и энергии конечных частиц. Преобразуем выражение (8) для реакции $^2H(e,e'p)n$, учитывая, что законы сохранения энергии и импульса для системы, а также связь импульса и энергии для отдельных частиц, выраженные соответствующими дельта-функциями, накладывают ограничения на возможные значения 4-импульсов конечных частиц. Тогда сечение реакции $^2H(e,e'p)n$ получаем в виде

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega' d\Sigma} = \frac{\left|\vec{p}_e'\right|}{64(2\pi)^5 M_i \left|\vec{p}_e\right|} \left|A_{i\to f}\right|^2, \tag{9}$$

E', $\left|\vec{p}_e'\right|$, Ω' – соответственно энергия, импульс и угол вылета конечного электрона; $\left|\vec{p}_e\right|$ – импульс начального электрона в лабораторной системе отсчета. Элемент $d\Sigma$ берется в лабораторной системе отсчета:

$$d\Sigma = \left.\frac{\left|p_p\right|^3 d\Omega_p}{\left|p_p\right|^2 \left(k^0 + M_i\right) - p_p^0 \left(\vec{k}\cdot\vec{p}_p\right)}\right|_{лаб}. \tag{10}$$

В выражении (10) $\left(k^0, \vec{k}\right) = p_e - p_e'$ обозначает переданный дейтрону 4-импульс.

Отметим, что в формуле (8) дельта-функция выражает закон сохранения полного импульса системы. При этом $\left|P_i, \chi_i\right\rangle$ – это волновая функция дейтрона, нормированная следующим образом: $\left\langle P_i', \chi_i \middle| P_i, \chi_i \right\rangle = 2P_{i0}\delta^{(3)}\left(\vec{P}_i - \vec{P}_i'\right)$. Аналогичным образом нормированы одночастичные волновые функции нуклонов.

В ТФ РКМ волновые функции системы частиц являются собственными функциями оператора 4-скорости, коммутирующего с оператором массы. Формализм этой формы РКМ подробно изложен в работах [13, 14], здесь мы приведем лишь необходимые нам результаты этих работ, придерживаясь обозначений работы [13]. Далее везде мы пренебрегаем разностью масс протона и нейтрона. Волновая функция системы двух не взаимодействующих частиц с 4-импульсом $P = MG$ может быть представлена как тензорное произведение внешней и внутренней частей:

$$\left|P,\chi\right\rangle=\left|P\right\rangle\otimes\left|M,\chi\right\rangle=\left|MG\right\rangle\otimes\left|M,\chi\right\rangle, \tag{11}$$

где G – 4-скорость системы. Свободные двухчастичные состояния

$$\left|P,\chi\right\rangle=\sum_{\sigma_1\sigma_2}\left|p_1,\sigma_1\right\rangle\left|p_2,\sigma_2\right\rangle\prod_i D\left[s_i;\alpha\left(p_i/m\right)^{-1}\alpha\left(G\right)\alpha\left(q_i/m\right)\right]_{\sigma_i\mu_i}, \tag{12}$$

внутренняя часть волновой функции χ характеризуется импульсом $\vec{q}$ одной из частиц в с.ц.м. и проекциями μ_i спинов s_i частиц на ось квантования $\left(i=1,2\right)$. Матрицы конечных поворотов D определены стандартным образом [15]. Волновые функции (12) нормированы следующим образом:

$$\left\langle P',\chi'\middle|P,\chi\right\rangle=2G^0\left(\vec{G}\right)\delta^{(3)}\left(G'-G\right)\frac{2w^2\left(\vec{q}\right)}{M^3\left(q\right)}\delta^{(3)}\left(q'-q\right)\delta_{\mu_1\mu_1'}\delta_{\mu_2\mu_2'}. \tag{13}$$

При этом угловые моменты частиц во внутреннем пространстве связываются так же, как и в нерелятивистском случае. Взаимодействие вводится процедурой Бакамджана-Томаса (Bakamjian-Thomas): записью оператора 4-импульса в виде $\widehat{P}=\widehat{G}\widehat{M}$, где $\widehat{M}$ – это сумма свободного оператора массы $\widehat{M}^{св}$ и взаимодействия V: $\widehat{M}=\widehat{M}^{св}+V$. Оператор взаимодействия действует только во внутреннем пространстве. Операторы $\widehat{M}$, $\widehat{M}^{св}$ и V должны коммутировать с оператором 4-скорости $\widehat{G}$. Взаимодействие содержится во всех четырех компонентах 4-импульса. В то же время остальные генераторы группы Пуанкаре можно выразить через оператор $\widehat{G}$ и оператор спина $\widehat{S}$ (полного внутреннего момента), коммутирующий с $\widehat{M}$ и действующий во внутреннем пространстве, и, таким образом, генераторы вращений и бустов остаются свободными от взаимодействия. Спины и относительный орбитальный момент связываются точно так же, как и в нерелятивистском случае, давая полный момент.

Оператор массы во внутреннем пространстве

$$\widehat{M}=\sqrt{\widehat{M}^2}, \quad \widehat{M}^2=4\left(\widehat{q}^2+m^2\right)+4mV, \tag{14}$$

где $\widehat{q}$ – это оператор импульса одной из частиц в с.ц.м. Таким образом, внутренняя волновая функция удовлетворяет уравнению Шредингера

$$\left(\frac{\widehat{q}^2}{m}+V\right)\left|M,\chi\right\rangle=\frac{q^2}{m}\left|M,\chi\right\rangle. \tag{15}$$

При преобразованиях Лоренца (бустах) полной волновой функции эта внутренняя часть полной волновой функции $\left|P,\chi\right\rangle$ инвариантна с точностью до вращения (вращение Вигнера). Можно ввести относительную квазикоординату $\hat{\vec{r}} = i\nabla_{\vec{q}}$ и получить описание системы в с.ц.м., совпадающее с нерелятивистским.

Значение 4-оператора тока в произвольной точке пространства Минковского x можно выразить через его значение в любой другой точке (в качестве которой мы выбираем точку $x = 0$) с помощью трансляции

$$\hat{J}^{\mu}(x) = e^{i\hat{P}x}\hat{J}^{\mu}(0)e^{-i\hat{P}x}. \quad (16)$$

Действие оператора $\hat{J}^{\mu}(0)$ во внутреннем пространстве волновых функций можно без потери общности выразить так:

$$\left[\hat{J}^{\mu}\phi\right](G) = 2\int \hat{M}^{3/2}\hat{J}^{\mu}(G,G')\hat{M}^{3/2}\phi(G')\frac{d^3G'}{2\sqrt{1-G'^2}}. \quad (17)$$

Выражения для матричных элементов тока удобно получить в системе отсчета, где сумма 3-векторов скорости начальной и конечной систем равна нулю:

$$\vec{G}_f + \vec{G}_i = 0. \quad (18)$$

Здесь $\vec{G}_f = \vec{P}_f / M_f$; $\vec{G}_i = \vec{P}_i / M_i$. M_i, M_f – массы дейтрона и конечной np-системы соответственно. Переменные центра масс NN-системы и внутренние переменные разделяются, так что матричный элемент тока можно записать в виде [13]

$$\left\langle P_f, \chi_f \left| \hat{J}^{\mu}(x) \right| P_i, \chi_i \right\rangle = 2\left(M_f M_i\right)^{1/2} e^{i\left(P_f - P_i\right)} \left\langle \chi_f \left| \hat{j}^{\mu}\left(\vec{h}\right) \right| \chi_i \right\rangle, \quad (19)$$

где $\vec{h} = 2\left(M_i M_f\right)^{1/2}\left(M_i + M_f\right)^{-2}\vec{k}$ и $\vec{k}$ – импульс фотона в системе отсчета (18). Внутренняя часть волновой функции начального состояния системы (дейтрона) в нерелятивистской нормировке в с.ц.м. имеет вид

$$\left|\chi_i\right\rangle_{нр} = \frac{1}{r}\sum_{l=0,2} u_l(r)\left|l,1;1M_J\right\rangle \quad (20)$$

с нормировкой $\left(\left\langle \chi_i \middle| \chi_i \right\rangle_{нр} = 1\right)$. В аналогичной нотации внутренняя часть волновых функций конечного протон-нейтронного состояния рассеяния со спином S и его проекцией μ имеет вид

$$\left|\chi_f\right\rangle_{нр} = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{q_f r}\sum_{J=0}^{\infty}\sum_{l=J-S}^{J+S}\sum_{l'=J-S}^{J+S}\sum_{m=-l}^{l} i^{l'} u^J_{l',l}\left(q_f, r\right) C^{JM}_{lm\,S\mu} Y^*_{lm}\left(\hat{q}\right)\left|l',S;JM\right\rangle, \quad (21)$$

где $C^{JM}_{lm\,S\mu}$ – коэффициенты Клебша-Гордона; $Y_{lm}\left(\hat{q}\right)$ – сферические функции. При этом плоская волна (которая тоже необходима для расчета) записывается следующим образом:

$$\left|\phi_f\right\rangle_{нр} = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{q_f r}\sum_{J=0}^{\infty}\sum_{l=J-S}^{J+S}\sum_{l'=J-S}^{J+S}\sum_{m=-l}^{l} i^{l'}\delta_{l',l}\widehat{j}_l\left(q_f, r\right)C_{lm\ S\mu}^{JM}Y_{lm}^{*}\left(\widehat{q}\right)\left|l', S; JM\right\rangle, \quad (22)$$

где $\left|l, S; JM\right\rangle$ – это спин-угловая сферическая функция с орбитальным моментом l, спином S, полным моментом J и его проекцией M на ось квантования.

С учетом выражений (1)–(22) после интегрирования в (7) и сокращения дельта-функции, выражающей закон сохранения энергии, мы получаем выражение для сечения, выраженное через волновые функции (20)–(22):

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega' d\Sigma} = \frac{e^4\left|\vec{p}_e'\right| M_f^2}{24Q^4\left|\vec{p}_e\right|}\sum_{\lambda\lambda'}\left(-1\right)^{\lambda+\lambda'} l_{\lambda\lambda'} w_\lambda w_{\lambda'}^{*}. \quad (23)$$

Усредняем по поляризациям электрона:

$$l_{\lambda\lambda'} = \frac{1}{2}\left(m_e + \gamma_\mu p_e^\mu\right)\gamma_\nu \varepsilon_\lambda^\nu\left(m_e + \gamma_\mu p_e'^\mu\right)\gamma_\nu \varepsilon_{\lambda'}^{\nu *}. \quad (24)$$

Усредняем сечение по проекциям спина дейтрона и суммируем по проекциям спинов конечных нуклонов. Приведенный матричный элемент тока выражается через волновые функции начального и конечного состояний в с.ц.м.:

$$\begin{aligned} w_\lambda &= \left\langle \chi_f \left| \widehat{j}_\nu\left(\vec{h}\right) \right| \chi_i \right\rangle_{нр} \varepsilon_\lambda'^\nu = \\ &= \left\langle \chi_f - \phi_f \left| \widehat{j}_\nu\left(\vec{h}\right) \right| \chi_i \right\rangle_{нр} \varepsilon_\lambda'^\nu + \left\langle \phi_f \left| \widehat{j}_\nu\left(\vec{h}\right) \right| \chi_i \right\rangle_{нр} \varepsilon_\lambda'^\nu . \end{aligned} \quad (25)$$

Здесь $\left|\phi_f\right\rangle$ – плоская волна, соответствующая конечному состоянию системы протон-нейтрон; ε_λ' – спиральности виртуального фотона в системе отсчета, определенной (18). Таким образом, мы разбиваем матричный элемент тока на два слагаемых: первое содержит эффекты взаимодействия в конечном состоянии, а второе является импульсным приближением. Для первого слагаемого используем приближенное выражение оператора тока $\widehat{j}_\nu\left(\vec{h}\right)$, оставляя в его разложении по степеням параметра $h = \left|\vec{h}\right|$ слагаемые первого порядка, поскольку для кинематики, рассматриваемой в нашей работе, $h < 0.1$. Второе слагаемое рассчитываем с учетом точного оператора тока $\widehat{j}_\nu\left(\vec{h}\right)$, поскольку в этом случае действие оператора импульса дает импульс плоской волны $\vec{q}_f$. Таким образом, расчетное выражение матричного элемента тока имеет вид

$$\left\langle \chi_f \left| \widehat{j}_\nu\left(\vec{h}\right) \right| \chi_i \right\rangle_{нр} \approx \left\langle \chi_f - \phi_f \left| \widehat{\tilde{j}}_\nu\left(\vec{h}\right) \right| \chi_i \right\rangle_{нр} + \left\langle \phi_f \left| \widehat{j}_\nu\left(\vec{h}\right) \right| \chi_i \right\rangle_{нр}. \quad (26)$$

Выражения операторов $\hat{\tilde{j}}_\nu\left(\vec{h}\right)$ и $\hat{j}_\nu\left(\vec{h}\right)$ приведены в наших работах [8–10].

3. Сохранение тока и релятивистская инвариантность

Как известно, двухчастичный оператор электромагнитного тока, полученный сложением соответствующих одночастичных операторов, не удовлетворяет уравнению неразрывности для взаимодействующих частиц. Последовательный подход требует согласованного построения двухчастичного взаимодействия и двухчастичного тока. Естественно, это требование невыполнимо в микроскопическом смысле для описания NN-взаимодействия феноменологическими потенциалами, каковыми являются все «точные» NN-потенциалы. Развитый аппарат построения мезонных обменных токов, связанных с мезонными обменными потенциалами [16, 17], с точки зрения КХД является нерелятивистской моделью, некоторый успех которой в описании как собственно NN-системы, так и электромагнитных реакций с участием нуклонов в большой степени обусловлен варьированием параметров. В то же время использование нерелятивистских обменных токов для кинематических условий, рассмотренных в данной работе, некорректно, поскольку минимальный квадрат 4-импульса виртуального фотона $Q^2 = 0.038\ (ГэВ/c)^2$, что значительно больше квадрата энергии покоя пиона $m^2 = 0.0196\ \left(ГэВ/c\right)^2$.

Уравнение неразрывности само по себе может быть использовано для определения двухчастичного оператора электромагнитного тока. Так, например, согласно гипотезе Зигерта оператор заряда (временная часть оператора тока в системе покоя дейтрона) мало изменяется при включении сильного взаимодействия между нуклонами. Таким образом, гипотеза Зигерта позволяет с хорошей точностью описать реакцию фоторасщепления дейтрона. В случае реакций с виртуальным фотоном, в частности, при электрорасщеплении дейтрона используются различные способы восстановления уравнения неразрывности [18]. Эти способы могут быть связаны с калибровкой, которая дает те же результаты без модификации оператора тока [19]. Обозначая далее немодифицированный оператор тока, полученный сложением двухчастичных операторов, как J, модифицированный – $\hat{J}$, приведем обычно используемые способы восстановления уравнения неразрывности. Первый способ, связанный с кулоновской калибровкой:

$$\hat{J}_0 = J_0,\quad \hat{J}_\perp = J_\perp,\quad \hat{J}_\parallel = \frac{w}{q}J_0 \tag{27}$$

(использовался в работе [3]), здесь индексы $\perp$ и $\parallel$ означают составляющие пространственной части 4-векторов нормальные и параллельные пространственной части переданного NN-системе 4-импульса k. Второй способ, связанный с калибровкой Вейля:

$$\hat{\vec{J}} = \vec{J}\,, \quad \hat{J}_0 = \frac{q}{w} J_{\parallel} \tag{28}$$

(использовался в [20]). Третий способ, связанный с калибровкой Ландау:

$$\hat{J}_\mu = J_\mu + \frac{J_\nu q^\nu}{q^2} q_\mu \tag{29}$$

(использовался в работе [21]). Последний способ, впрочем, эквивалентен использованию в расчете наблюдаемых реакции электрорасщепления дейтрона немодифицированного оператора тока, поскольку слагаемое, восстанавливающее уравнение неразрывности, ортогонально электронному току.

В выбранной нами для расчета специальной системе отсчета (18) уравнение неразрывности для оператора NN-тока можно записать в виде [13]:

$$\left[\hat{M}, \hat{j}_0\left(\vec{h}\right)\right] = \vec{h}\left\{\hat{M}, \hat{\vec{j}}\left(\vec{h}\right)\right\}, \tag{30}$$

где квадратные скобки обозначают коммутатор, фигурные – антикоммутатор. Выбрав направление оси квантования z вдоль вектора $\vec{h}$ (значит и вдоль 3-импульса виртуального фотона), получаем соотношение для матричных элементов временной и продольной компонент тока:

$$h\left\langle \chi_f \middle| \hat{j}_z\left(\vec{h}\right) \middle| \chi_i \right\rangle = \frac{M_f - M_i}{M_f + M_i} \left\langle \chi_f \middle| \hat{j}_0\left(\vec{h}\right) \middle| \chi_i \right\rangle. \tag{31}$$

При выводе последнего выражения учтено, что волновые функции относительного (внутреннего) движения в начальном (i) и конечном (f) состояниях удовлетворяют уравнению

$$\hat{M}\chi_{i(f)} = M_{i(f)}\chi_{i(f)}, \tag{32}$$

т. е. являются собственными состояниями оператора полной массы системы. Таким образом, для отмеченных выше способов в системе отсчета (18) имеют место следующие соотношения:

$$\hat{j}_0 = j_0\,, \quad \hat{j}_\perp = j_\perp\,, \quad \left\langle \chi_f \middle| \hat{j}_z\left(\vec{h}\right) \middle| \chi_i \right\rangle = \frac{M_f - M_i}{\left(M_f + M_i\right)h} \left\langle \chi_f \middle| \hat{j}_0\left(\vec{h}\right) \middle| \chi_i \right\rangle; \tag{33}$$

$$\hat{\vec{j}} = \vec{j}\,, \qquad \left\langle \chi_f \middle| \hat{j}_0\left(\vec{h}\right) \middle| \chi_i \right\rangle = h\frac{M_f + M_i}{M_f - M_i} \left\langle \chi_f \middle| \hat{j}_z\left(\vec{h}\right) \middle| \chi_i \right\rangle; \tag{34}$$

$$\hat{j}_\mu = j_\mu\,. \tag{35}$$

4. Результаты

Разработанный формализм был использован нами для описания реакции эксклюзивного электрорасщепления дейтрона при трех значениях переданного 4-импульса: $Q^2 = 0.191,\ 0.101,\ 0.038\ (\text{МэВ/с})^2$, (кинематические условия экспериментов приведены в таблице). В расчетах нами использовались параметризации формфакторов в виде, предложенном в работе [22], для рассмотренных энергий эти параметризации несущественно отличаются от дипольной.

Кинематические условия для трех рассчитанных экспериментов

Кинематика	E', МэВ/с	E, МэВ/с	θ, градус	k^0, МэВ/с	$\left\|\vec{k}_{лаб}\right\|$, МэВ/с
1	500	395	59	105	450
2	500	352	44,4	148	350
3	560	360	25	200	278.9

E – энергия падающего электрона, E' – энергия рассеянного электрона, θ – угол рассеяния электрона, k^0 и $\left|\vec{k}_{лаб}\right|$ – переданные дейтрону энергия и импульс.

Результаты расчетов приведены на рис. 1–3, где они сравниваются с имеющимися экспериментальными данными и результатами работы [3], в которой те же экспериментальные данные описывались в рамках формализма Бете-Солпитера с использованием феноменологического сепарабельного потенциала Graz II. Представленные на рисунках результаты свидетельствуют, что, вообще говоря, немодифицированный нуклон-нуклонный ток не удовлетворяет уравнению неразрывности, причем расхождение между расчетами для разных вариантов восстановления уравнения неразрывности меньше для больших переданных Q^2. Интересно также, что расчет по варианту (33) значительно отличается от двух других способов восстановления уравнения неразрывности (34) и (35), которые для больших Q^2 дают практически неразличимые результаты (рис. 1). Для первой кинематики эксперимент несколько лучше описывается вариантами (34) и (35), в то время как кинематики 2 и 3 свидетельствуют в пользу (33) (рис. 2–3). В работе [3] использовались вариант (34), формализм Бете-Солпитера с феноменологическим сепарабельным ядром взаимодействия Graz II, при этом результаты отличаются для соответствующих наших результатов для МП. Хотя в работе [3] ВКС не учитывалось, наши расчеты показывают, что ВКС дает вклад порядка 10 % и, таким образом, не существенно для рассмотренных кинематических условий. В нашей работе, также как и в [3], не учитывался вклад обменных токов и компонент волновой функции с отрицательной энергией.

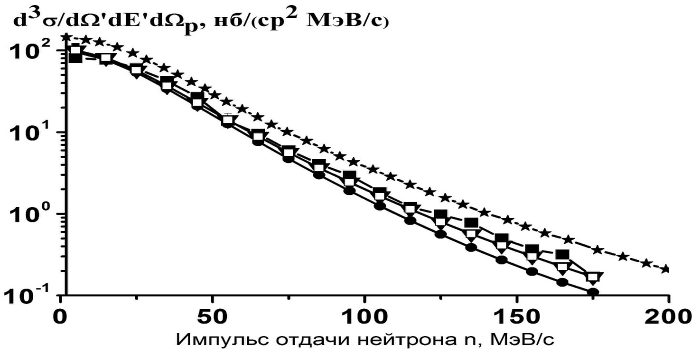

Рис. 1. Рассчитанное эксклюзивное дифференциальное сечение в зависимости от импульса нейтрона. Кинематика 1. Экспериментальные данные [23] обозначены черными квадратами, результаты расчета работы [3] обозначены звездочками. Наши расчеты с Московским потенциалом приведены для трех вариантов востановления уравнения неразрывности: черные треугольники – уравнение (35), белые квадраты – уравнение (34), черные кружки – уравнение (33)

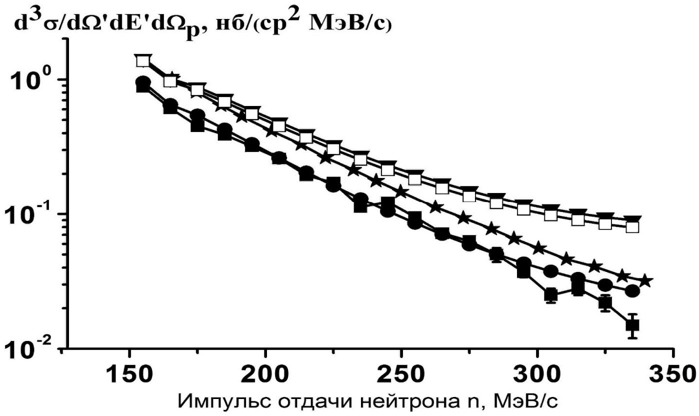

Рис. 2. То же, что на рис. 1. Кинематика 2

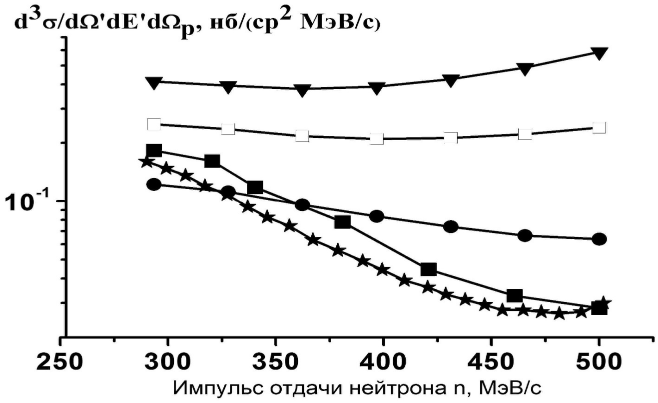

Рис. 3. То же, что на рис. 1. Кинематика 3. Экспериментальные данные из [24]

Наши результаты свидетельствуют, что экспериментальные данные реакции электрорасщепления $^{2}H(e,e'p)n$ при различных значениях переданного 4-импульса хорошо объясняются в рамках ТФ РКМ в пределах неопределенности оператора нуклон-нуклонного электромагнитного тока. В дальнейшем мы планируем провести расчеты при больших значениях импульса отдачи нейтрона. Наши результаты расчетов показывают, что эксперимент свидетельствует, скорее, в пользу восстановления уравнения неразрывности по варианту (33).

Библиографические ссылки

1. *Arenhovel H., Leidemann W., Tomusiak E.L.* // Phys. Rev. C 46. 1992. P. 455.
2. *Beck G., Arenhovel H.* // Few-Body Syst. 13. 1992. P. 165.
3. *Bondarenko S. G., Burov V. V., Goy A. A., Rogochaya E. P.* // Письма в ЭЧАЯ. Т. 2. № 5 (128). 2005. С. 97.
4. *Dirac P .A. M.* // Rev. Mod. Phys. 21. 1949. P. 392.
5. *Keister B. D. and Polyzou W.* // Ann. Phys. 21. 1991. P. 225.
6. *Lev F.* // Ann. Phys. (N. Y) 237. 1995. P. 355.
7. *Khokhlov N. A., Knyr V. A.* // Phys. Rev. C 73. 2006. 024004.
8. *Кныр В. А., Хохлов Н. А.* // ЯФ 67. 2004. С. 961.
9. *Khokhlov N. A., Knyr V. A., Neudatchin V. G.* // Phys. Rev. C 68. 2003. 054002.
10. *Кныр В. А., Неудачин В. Г. , Хохлов Н. А.* // ЯФ 70. 2007.
11. *Кныр В. А., Неудачин В. Г., Хохлов Н. А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 69. 2005. С. 1572.
12. *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Квантовая электродинамика. М., 1989.
13. *Lev F. M.* // hep-ph/9403232.
14. *Allen T. A., Klink W. H. and Polyzou W. N.* // Phys. Rev. C 63. 2001. 034002.
15. *Werle J.* Relativistic Theory of Reactions. Warshawa, 1966.
16. *Arenhovel H. and Sanzone M.* // Few-Body Systems, Suppl. 3. 1991. P. 1.
17. *Эриксон Т., Вайзе В.* Пионы и ядра. М., 1991.
18. *Kelly James J.* // Phys. Rev. C 56. 1997. P. 2672.
19. *Pollock S., Naus H. W. L., and Koch J. H.* // Phys. Rev. C 53. 1996. P. 2304.
20. *de Forest T.* // Nucl. Phys. Lett. B 392. 1983. P. 232.
21. *Mougey J.*, et al // Nucl. Phys. A 262. 1976. P. 461.
22. *Kelly J.J.* // Phys. Rev. C 70. 2004. 068202.
23. *Bernheim M.*, et al // Nucl. Phys. A 365. 1981. P. 349.
24. *Turck-Chiez S.,* et al // Phys. Rev. Lett. 84. 2000. P. 3045.