

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ ${}^3\text{He}(p, 2p)d$ В Т-МАТРИЧНОМ И ДИФРАКЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИЯХ ПРИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

© 2011 В. В. Давидовский, А. Д. Фурса

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В рамках Т-матричного приближения с искаженными волнами, а также с помощью обобщенной дифракционной теории многократного рассеяния проведено исследование реакции двухчастичного расщепления ядра ${}^3\text{He}(p, 2p)d$ на протон и дейтрон. Используются феноменологические волновые функции, которые описывают основное состояние ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^2\text{H}$, рассчитан интеграл их перекрытия. Расчеты энергетически разделенных корреляционных спектров протонов в реакции и сравнение с экспериментом выполнены для энергий налетающих протонов 50 и 65 МэВ в компланарной геометрии. Хорошее согласие с экспериментом подтвердило принципиальную важность учета продольного передаваемого импульса для количественного описания данных в DTMS. Без его учета принципиально невозможно получить даже качественное описание данных по угловой корреляции продуктов распада. Показана важная роль эффектов многократного рассеяния и взаимодействия в конечном состоянии между продуктами реакции в описании наблюдаемых характеристик процесса.

Ключевые слова: дифракционное приближение, двухчастичное расщепление, реакции на легких ядрах.

Введение

Изучение трехнуклонных ядерных систем ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и различных процессов с их участием представляет интерес как в связи с возможностью получения добавочных сведений о нуклон-нуклонном (NN) взаимодействии, так и непосредственно для понимания самого механизма процесса и извлечения новой информации о деталях ядерной структуры. Теоретическое исследование систем с небольшим числом нуклонов представляется также важным и с точки зрения обоснования феноменологических потенциалов взаимодействия между нуклонами, которые используются в микроскопических расчетах характеристик таких систем. Важным источником получения сведений о ядерном взаимодействии и структуре трехнуклонных ядер является анализ упругого и неупругого рассеяния электронов и протонов высоких энергий ядрами ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$.

Эксперименты при высоких энергиях по упругому, неупругому и квазисвободному рассеянию протонов трехнуклонными ядрами представляют особый интерес, так как для их теоретической интерпретации не требуется решения сложной проблемы четырех нуклонов.

В ряде работ [1 - 4] с помощью упругого рассеяния протонов высоких энергий изучалось основное состояние ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$. Проведение экспериментов на совпадении при двух- и трехчастичном расщеплении ${}^3\text{He}$ протонами [5, 6] открывает новые возможности получения информации не только о свойствах трехнуклонных ядер, но и о механизме реакции, поскольку сечение расщепления зависит как от волновой функции основного состояния ядра, так и от волновой функции конечного состояния, отвечающего непрерывному спектру энергий системы. Как пока-

зали расчеты [7 - 10], сечение электрорасщепления ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ весьма чувствительны к пространственным частям волновых функций начального и конечного состояний. Поэтому представляет интерес использовать полученные волновые функции или им подобные для объяснения экспериментальных данных при расщеплении этих ядер протонами, что и является одной из главных целей данной работы. В работе [11] экспериментальные данные [5] по квазисвободному рассеянию протонов трехнуклонными ядрами анализировались в полюсном приближении с использованием диаграммной техники [12]. Такой подход, однако, не учитывает эффектов, связанных с взаимодействием в конечном состоянии и с возможностью многократного перерассеяния налетающего нуклона на нуклонах ядра.

Удобным средством описания рассеяния адронов высоких энергий атомными ядрами с учетом эффектов многократного перерассеяния является дифракционная теория [13, 14]. Она оказывается полезной с точки зрения извлечения данных как о NN-амплитудах, так и о резонанс-нуклонных, которые необходимы для анализа процессов с рождением нуклонных резонансов.

Формализм

Расчет сечения реакции ${}^3\text{He}(p, 2p)d$ в данной работе проводился в рамках двух теоретических подходов: в Т-матричном приближении с искаженными волнами (DWTA) [15] и с помощью дифракционной теории многократного рассеяния (DTMS) [16], обобщенной на случай одного глубоко неупругого столкновения [17]. Приближение DWTA для реакций $(p, 2p)$ и (p, pn) справедливо как в области низких энергий, начиная от порога, так и в области энергий, превышающих 100 МэВ,

когда справедливо импульсное приближение с искаженными волнами (DWIA). Используемый подход учитывает два механизма: прямой и непрямой и позволяет точно учесть эффекты схода с энергетической поверхности в отличие от формализма DWIA, в котором эти эффекты учитываются в асимптотическом пределе.

Для корректного учета искажающих эффектов в DWIA применялись методы [18] получения параметров аналитических представлений точных искаженных волн, которые хорошо себя зарекомендовали при описании различных процессов.

Внутренняя структура ядер описывалась с помощью двух моделей: мультипликативной (М) и трансляционно-инвариантной (Т). В М-модели пространственная часть полной волновой функции основного состояния ядра строилась в виде

$$\Phi_A(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A) = N_A \prod_{j=1}^A \phi(\mathbf{r}_j), \quad \phi(\mathbf{r}) = \sum_k a_k \exp(-\alpha_k r^2). \quad (1)$$

Поскольку такая функция не является трансляционно-инвариантной, при вычислении физических величин использовалась специальная процедура исключения движения центра масс ядра, которая фиксирует его положение. Это достигается просто введением под знак интегралов дельта-функции от координаты центра масс ядра

$\delta(\mathbf{R}_A)$ и интегрированием по координатам всех A нуклонов ядра, как в выражении (3) ниже. В Т-модели многочастичная пространственная функция выбиралась сразу в трансляционно-инвариантном виде:

$$\Phi_A(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A) = N_A \sum_k a_k \exp\left\{-\frac{\alpha_k}{2} \sum_{j=1}^A (\mathbf{r}_j - \mathbf{R}_A)^2\right\}. \quad (2)$$

Параметры волновых функций ядер находились из условия описания экспериментальных значений зарядовых радиусов и зарядовых форм-факторов ядер вплоть до максимально возможных значений квадрата передаваемого ядру импульса q^2 .

В табл. 1 приведены найденные значения параметров волновых функций для обеих моделей вместе со значением зарядового радиуса R_{ch} в единицах Фм, даваемого конкретной моделью и с указанием номера набора N^0 . Для ядра ${}^3\text{He}$ под номером 1 в таблице приведены параметры, которые наилучшим образом описывают форм-факторы и радиусы, а под номером 2 – только форм-факторы. Соответствующие наилучшим наборам параметров "1" зарядовые форм-факторы изображены на рис. 1 сплошными (М-модель) и штриховыми (Т-модель) кривыми.

Таблица 1. Параметры модельных волновых функций (1) и (2) (α_k в Фм $^{-2}$)

Модель	Ядро	N^0	a_1	α_1	a_2	α_2	a_3	α_3	R_{ch}
М	${}^3\text{He}$	1	1	0,073	2,646	0,699	-2,158	2,385	1,976
М	${}^3\text{He}$	2	1	0,258	-3,206	12,34			1,628
М	${}^2\text{H}$	1	1	4,170	1,236	0,298	0,745	0,032	2,116
М	${}^2\text{H}$	2	1	1,178	1,010	0,065			2,116
Т	${}^3\text{He}$	1	1	0,156	-84,23	1,456	71,64	1,123	1,976
Т	${}^3\text{He}$	2	1	0,615	-1,609	2,147			1,573
Т	${}^2\text{H}$	1	1	4,289	0,668	0,419	0,131	0,068	2,116
Т	${}^2\text{H}$	2	1	1,524	0,363	0,133			2,116

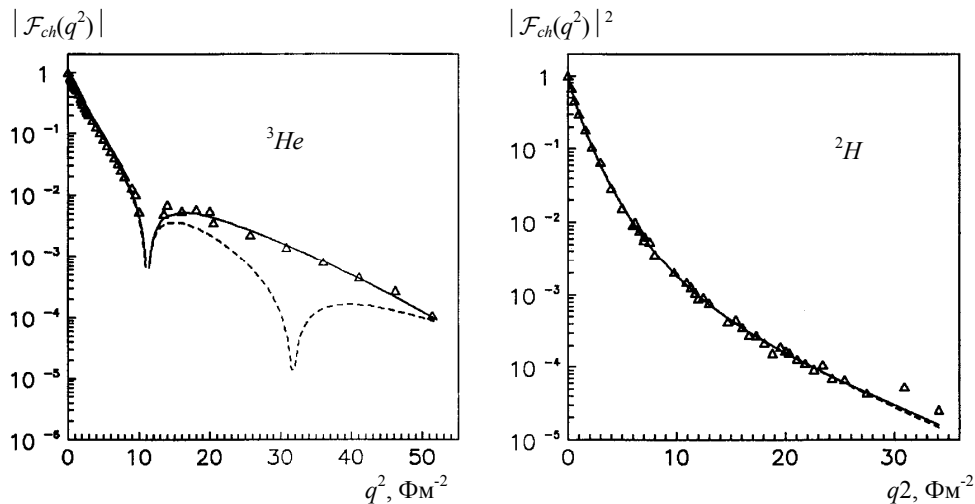


Рис. 1. Зарядовые форм-факторы ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^2\text{H}$. Точки – экспериментальные данные. Сплошные (штриховые) кривые – М (Т)-модель, с параметрами табл. 1 (наборы "1").

Вычисление интеграла перекрытия для пространственных частей волновых функций ядер с $A-1$ и A нуклонами осуществлялось на основе

его общего определения безотносительно к трансляционным свойствам входящих в него функций:

$$\varphi_N(\mathbf{r}) = \int \Phi_{A-1}^*(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_{A-1}) \Phi_A(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_A + \mathbf{R}_{A-1}) \delta(\mathbf{R}_A) \prod_{j=1}^A d\mathbf{r}_j. \quad (3)$$

Поскольку получающееся в М-модели выражение для интеграла перекрытия $\varphi_N(\mathbf{r})$ довольно громоздко ($3^5 = 243$ слагаемых), для удобства его использования оно аппроксимировалось с хорошей точностью несколькими гауссовскими функциями:

$$\varphi_N(\mathbf{r}) = \sum_k A_k \exp(-B_k r^2), \quad N = p, n. \quad (4)$$

В Т-модели интеграл перекрытия сразу приобретает простой вид.

В табл. 2 приведены значения параметров A_k и B_k представления однонуклонной волновой функции (3) для наборов параметров "1" табл. 1.

Таблица 2. Параметры представления (4) однонуклонной функции перекрытия (3) (A_k в $\text{Фм}^{-3/2}$, B_k в Фм^{-2})

Модель	A_1	B_1	A_2	B_2	A_3	B_3	I^2
<i>M</i>	0.164	0.313	-0.122	1.155	0.052	0.060	0.923
<i>T</i>	0.558	0.374	-0.499	0.485	0.042	0.052	0.876

В последней колонке приведены значения объемных интегралов от функции перекрытия

$$I^2 = \int |\varphi_N(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}, \quad (5)$$

Здесь \mathbf{p}_1 и E_1 – импульс и полная энергия нуклона, налетающего на ядро, находящееся в покое $\mathbf{p}_A = 0$ с энергией E_A . Импульсы и полные энергии остаточного ядра и разлетающихся частиц равны соответственно $\mathbf{p}'_{A-1}, E'_{A-1}$; \mathbf{p}'_1, E'_1 и \mathbf{p}'_2, E'_2 ; скорость бомбардирующей частицы $v_1 = p_1 / E_1$.

В многочастичной дифракционной модели элемент Т-матрицы имеет вид [17]

$$T_{fi} = -\frac{2}{(2\pi)^2} \left(\frac{\tilde{p}_1}{\tilde{p}'_1} \right)^{1/2} \left(\frac{\tilde{E}_1 \tilde{E}'_1}{E_1 E_2 E'_1 E'_2} \right)^{1/2} \frac{i \tilde{p}_1}{2\pi} \int d^2 b e^{i\mathbf{q}_\perp \cdot \mathbf{b}} \Omega_{fi}(\mathbf{b}), \quad (7)$$

которые непосредственно связаны с соответствующими спектроскопическими факторами, что следует из того, что эти функции не нормированы на единицу в отличие от одночастичных функций, например в оболочечной модели с потенциалом гармонического осциллятора. При использовании оболочечных функций в расчетах необходимо было бы явно вводить соответствующие спектроскопические факторы, которые находятся либо из сравнения с экспериментом в ядерных реакциях или же рассчитываются в рамках многочастичной оболочечной модели. Здесь же они получаются автоматически.

Расчет Т-матричного элемента перехода в DWТА осуществлялся по формулам работы [15]. Из-за их громоздкости они здесь не приводятся. В качестве одночастичной функции связанного протонного состояния использовался найденный интеграл перекрытия в М-модели. Двухнуклонная Т-матрица вне энергетической поверхности рассчитывалась на основе нелокального сепарабельного потенциала второго ранга с гауссовскими форм-факторами [19]. Результаты этих расчетов представлены на рис. 2 коротко-штриховой кривой.

Дифференциальное сечение процесса расщепления ядра $A(N, 2N)A-1$ в лабораторной системе может быть записано в виде

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{v_1} \frac{1}{2I_A + 1} \sum_{m_A} \sum_{m'_2 m'_{A-1}} \frac{1}{2} \sum_{m_1 m'_1} |T_{fi}|^2 \times \\ \times \delta(E'_1 + E'_2 + E'_{A-1} - E_1 - E_A) \delta(\mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 + \mathbf{p}'_{A-1} - \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_A) d\mathbf{p}'_1 d\mathbf{p}'_2 d\mathbf{p}'_{A-1}. \quad (6)$$

где $\tilde{E}_1, \tilde{E}'_1$ и $\tilde{\mathbf{p}}_1, \tilde{\mathbf{p}}'_1$ – полные энергии и импульсы каждого из двух сталкивающихся и разлетающихся нуклонов в их собственной системе центра масс. Величина E_2 – полная энергия ядерного нуклона до его выбивания с импульсом $-\mathbf{p}'_{A-1}$. В импульсном приближении считается, что $\mathbf{p}_2 = -\mathbf{p}'_{A-1}$. Это очевидно, если учесть, что первоначальное ядро мишени покоилось в лабораторной системе и после мгновенного удаления из него одного нуклона ядро-остаток начинает двигаться с наблюдаемым импульсом \mathbf{p}'_{A-1} .

Профильная функция $\Omega_{fi}(\mathbf{b})$ для перехода ядра из начального состояния Ψ_i в конечное

континуумное состояние Ψ_f имеет вид

$$\Omega_{fi}(\mathbf{b}) = \langle \Psi_f | \Omega_A(\mathbf{b}; \mathbf{b}_1 \dots \mathbf{b}_A) | \Psi_i \rangle, \quad (8)$$

где \mathbf{b} – прицельный параметр столкновения, а \mathbf{b}_j – компоненты координат нуклонов ядра \mathbf{r}_j в плоскости, перпендикулярной импульсу налетающей частицы. Вид оператора профиля ядра $\Omega_A(\mathbf{b}; \mathbf{b}_1 \dots \mathbf{b}_A)$ существенно зависит от рассматриваемого процесса. Так, в случае упругого нуклон-ядерного рассеяния профильная функция ядра выражается через элементарные профильные функции нуклонов следующим образом:

$$\begin{aligned} \Omega_A(\mathbf{b}; \mathbf{b}_1 \dots \mathbf{b}_A) &= 1 - \prod_{j=1}^A [1 - \omega_j(\mathbf{b} - \mathbf{b}_j)] = \\ &= \sum_{i=1}^A \omega_i \prod_{j=i+1}^A (1 - \omega_j). \end{aligned} \quad (9)$$

Эта формула является следствием основного предположения теории многократного дифракционного рассеяния об аддитивности фазовых сдвигов. Важно отметить, что при этом однонуклонные фазовые сдвиги полностью определяются поперечной составляющей передаваемого импульса в каждом акте упругого перерассеяния, что видно из выражения (15) ниже.

В случае глубоко неупругого процесса, каким является процесс выбивания нуклона, выражение (9) нуждается в обобщении, поскольку дифракционное предположение Глаубера – Ситенко о перпендикулярности передаваемого импульса импульсу налетающей частицы теперь не выполняется. В отличие от упругого рассеяния в этом случае выбиваемому нуклону передается значительный продольный импульс даже при рассеянии на очень малые углы. Указанный факт, в свою очередь, приводит к тому, что процесс выбивания нуклона из ядра не является когерентным и не может описываться функцией профиля, отвечающей упругому рассеянию на этом нуклоне. Однако можно показать, что учет продольной составляющей передаваемого импульса можно провести оставаясь в рамках основного предположения дифракционной теории об аддитивности фазовых сдвигов. Для этого достаточно ввести дополнительный фазовый сдвиг, обусловленный продольной составляющей передаваемого импульса. Таким образом, полный оператор профиля, обобщенный на случай одного глубоко неупругого соударения, записываем в виде

$$\Omega_A(\mathbf{b}; \mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A) = \sum_{i=1}^A \omega_i(\mathbf{b} - \mathbf{b}_i) e^{iq_i z_i} \prod_{j=i+1}^A [1 - \omega_j(\mathbf{b} - \mathbf{b}_j)]. \quad (10)$$

Измеряемое в эксперименте дифференциальное сечение реакции ${}^3\text{He}(p, 2p)d$ получается интегрированием выражения (6) сначала по импульсу ядра отдачи, а затем по энергии конечного состояния

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^3\sigma}{d\Omega'_1 d\Omega'_2 dE'_1} \right)_{Lab} &= 4 \frac{p'_1 E'_d \tilde{p}_1 \tilde{E}_1 \tilde{E}'_1}{p_1 E_2 \tilde{p}'_1} \frac{p_2'^3}{|E'_d p_2'^2 - E_2' \mathbf{p}'_2 \cdot \mathbf{p}'_d|} \times \\ &\times \frac{1}{2} \sum_{m_b=-1/2}^{1/2} \sum_{m'_d=-1}^1 \sum_{m_2=-1/2}^{1/2} \frac{1}{2} \sum_{m_1, m'_1=-1/2}^{1/2} |M_{fi}|^2, \end{aligned} \quad (11)$$

где матричный элемент перехода

$$\begin{aligned} M_{fi} &= \frac{i\tilde{p}_1}{2\pi} \int d^{(2)}\mathbf{b} \Omega_{fi}(\mathbf{b}), \\ \Omega_{fi}(\mathbf{b}) &= \\ &= \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 \delta\left(\frac{1}{3} \sum_{j=1}^3 \mathbf{r}_j\right) \Psi_f^*(1, 23) \Omega(\mathbf{b}; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) \Psi_i(123). \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь $\Psi_{i(f)}$ – полные волновые функции начального (конечного) состояния ядерной системы, в которых нуклонные координаты отсчитываются от центра масс ядра. В начальном состоянии это волновая функция связанного состояния ${}^3\text{He}$. Волновая функция конечного состояния конструируется в виде произведения двух функций, одна из которых принадлежит непрерывному спектру и описывает относительное движение протона 1 и связанного состояния пары нуклонов 23, а другая представляет собой волновую функцию связанного состояния этой пары (дейтрона).

Из-за многочастичности оператора профиля здесь требуются многочастичные формы волновых функций состояний ядер, для которых использовались простейшие модельные функции типа (2) с одним слагаемым в сумме по k . Параметры этих функций согласовывались с данными по зарядовым радиусам. Если предположить, что структурные параметры волновых функций начального и конечного ядра одинаковы, то интеграл перекрытия

$$\begin{aligned} \varphi_N(r) &= (\Phi_{A-1}, \Phi_A) = \left(\frac{\alpha_0}{\pi} \right)^{3/4} \exp\left(-\frac{\alpha_0}{2} r^2\right), \\ \alpha_0 &= \frac{A-1}{A} \alpha. \end{aligned} \quad (13)$$

Волновая функция выбитого нуклона в непрерывном спектре энергий определялась из условия ортогональности ее к интегралу перекрытия

тия (13), который имеет смысл одночастичной волновой функции отделяемого протона в основном состоянии. В результате

$$\psi_p^{(-)}(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \left\{ \exp(i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}) - \sqrt{8} \exp\left[-\frac{p^2}{2\alpha_0} - \frac{\alpha_0}{2} r^2\right] \right\}. \quad (14)$$

В обоих выражениях (13) и (14) координата \mathbf{r} согласно выражению (3) имеет смысл расстояния между выбитым нуклоном и центром масс остаточного ядра. Функция (14) позволяет модельным способом качественно учесть эффекты взаимодействия выбитого нуклона с остаточным ядром в конечном состоянии. При этом правильное асимптотическое поведение функции (14) на бесконечности в виде сходящейся волны не является принципиальным, поскольку основной вклад в интегралы дает область небольших значений переменной в силу наличия обрезывающей функции (13).

Динамической основой для расчета сечения реакции $(p, 2p)$ служили две дифракционные модели. В одной из них (микроскопической) обобщенный оператор профиля ядра строился из профильных функций нуклонов в приближении одного неупругого рассеяния, связанного с передачей продольного импульса q_z (10). При практическом использовании это выражение следует симметризовать по координатам всех нуклонов в силу их тождественности. Профильная функция отдельного нуклона связана двумерным преобразованием Фурье с амплитудой упругого NN-рассеяния

$$\omega_j(\mathbf{b} - \mathbf{b}_j) = \frac{1}{2\pi i \tilde{p}_1} \int d^{(2)}\mathbf{q} \exp\{-i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{b} - \mathbf{b}_j)\} f_j(\mathbf{q}), \quad (15)$$

где для амплитуды используется стандартная параметризация

$$f(q) = \frac{\tilde{p}_1 \sigma}{4\pi} (i + \rho) \exp(-aq_\perp^2), \quad q_\perp = \tilde{p}_1 \sin \theta. \quad (16)$$

Параметры NN-амплитуд σ, ρ, a и их энергетическая зависимость для pp- и pn-рассеяния были рассчитаны в работе [20] с помощью потенциала [19] в интервале энергий вплоть до 1000 МэВ. При расчетах сечения реакции использовались усредненные значения параметров NN-амплитуд в соответствии с числом протонов Z и нейтронов N в ядре:

$$\sigma = \frac{1}{A} (Z\sigma_{pp} + N\sigma_{np}),$$

$$\rho = \frac{1}{A\sigma} (Z\sigma_{pp}\rho_{pp} + N\sigma_{np}\rho_{np}),$$

$$a = \frac{1}{A\sigma} (Z\sigma_{pp}a_{pp} + N\sigma_{np}a_{np}). \quad (17)$$

В общем случае амплитуда NN-рассеяния имеет довольно сложную спиновую структуру. При расчете сечений основной вклад вносит скалярная (не зависящая от спинов) часть амплитуды. Используемую параметризацию NN-амплитуды (16) в не зависящей от спинов форме следует рассматривать как эффективную в том смысле, что простое скалярное выражение (16) и сложное (полученное в результате решения уравнения Липпмана – Швингера) приводят к одному и тому же сечению. Для описанной выше многочастичной модели все кратности взаимодействий налетающего нуклона на внутриядерных связанных нуклонах вплоть до A -й присутствуют в явном виде.

В другой модели (макроскопической) оператор профиля ядра строился из профилей остаточного ядра $\Omega_C \equiv \Omega_{A-1}$ и выбиваемого нуклона (с индексом A)

$$\Omega_A(\mathbf{b}; \mathbf{r}_A, \mathbf{R}_{A-1}) = \omega(\mathbf{b} - \mathbf{b}_A) e^{iq_z z_A} +$$

$$+ \Omega_C(\mathbf{b} - \mathbf{B}_{A-1}) e^{iq_z z_{A-1}} - \frac{1}{2} \omega \Omega_C \{ e^{iq_z z_A} + e^{iq_z z_{A-1}} \}. \quad (18)$$

Макроскопический профиль остаточного ядра легко рассчитывается с учетом эффектов отдачи в рассматриваемой модели ядра и имеет следующий вид:

$$\Omega_C(b) = \sum_{\lambda=1}^{A-1} (-1)^{\lambda+1} \binom{A-1}{\lambda} \left[\frac{\sigma(1-i\rho)\beta}{2\pi} \right]^\lambda \frac{\beta_\lambda}{\lambda\beta} e^{-\beta_\lambda b^2},$$

$$\beta_\lambda = \frac{\lambda\beta}{1 - \frac{\lambda\beta}{(A-1)\alpha}}, \quad \beta = \frac{\alpha}{1 + 4a\alpha}. \quad (19)$$

Выражение (18) соответствует фактически двухчастичной модели ядра, состоящей из кора C и нуклона. Оно явно учитывает возможность передачи продольного импульса связанному нуклону ядра (z_A) и кору (Z_{A-1}) и ответственно за различные механизмы протекания реакции. Первое слагаемое в выражении (18) соответствует прямому механизму и эквивалентно импульсному приближению с плоскими волнами (PWIA). Его также часто называют полюсным приближением, если пользоваться терминологией нерелятивистских Фейнмановских диаграмм [12]. Второе слагаемое ответственно за непрямой механизм тяжелого выбивания, при котором нуклон освобождается из ядра в результате взаимодей-

ствия падающего протона с остовом с последующим его выбиванием. Третье слагаемое отвечает вкладам прямого и непрямого механизма с последующим перерассеянием протона на остове и нуклоне в соответствии с двумя слагаемыми в круглых скобках. Наличие дополнительных перерассеяний наряду с прямым и непрямым механизмами учитываются в альтернативных подходах DWTA и DWIA как искажения соответствующих волн. Существенной отличительной чертой обеих моделей является то, что операторы перехода (обобщенные профильные функции) записаны в приближении одного глубоко неупругого столкновения, когда выбиваемому нуклону или ядру-остатку передается большой продольный импульс q_z , чего нет в стандартной дифракционной теории Глаубера – Ситенко [13, 14].

Для легчайших и легких ядер ($A < 10$) эффекты отдачи оказываются очень важными. В пренебрежении ими ($A \rightarrow \infty$) вклад непрямого механизма исчезает тождественно в силу выбранной ортогональности волновых функций (13) и (14). В проводимых расчетах вклад непрямого механизма оказался незначительным.

Расчеты и сравнение с экспериментом

На рис. 2 и 3 приведены результаты численных расчетов энергетически разделенных корреляционных спектров протонов и сравнение с экспериментом при 50 МэВ [21] и 65 МэВ [22, 23] в компланарной геометрии. Как видно из рисунка, найденные структурные параметры волновых функций ядер, искаженных волн и двухнуклонных амплитуд рассеяния позволяют удовлетворительно описать энергетически разделенные корреляционные спектры вторичных протонов в реакции ${}^3\text{He}(p, 2p)d$. При этом при 65 МэВ все три подхода дают практически одни и те же значения сечений. Этот факт означает, что построенный нами формализм хорошо работает при этой энергии. В то же время при 50 МэВ дифракционные модели в максимуме сечений могут давать значения, отличающиеся в 1,5 - 2 раза, что, по всей видимости, связано с недостаточно хорошим выполнением условий применимости дифракционных моделей в рассматриваемой области энергий, а также с важной ролью дисперсионных и внеэнергетических эффектов при таких энергиях.

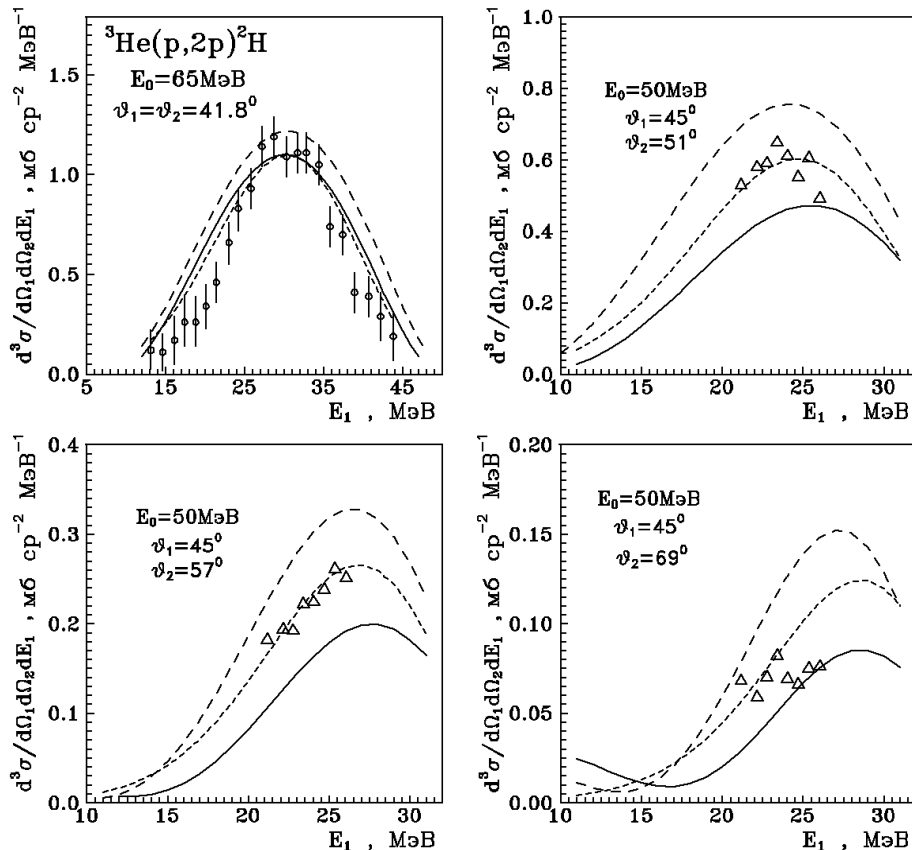


Рис. 2. Энергетические спектры рассеянных протонов. Кривые: сплошная – модель с макроскопическим профилем (18) остаточного ядра, длинно-штриховая – микроскопическая модель (10) с NN-профильными функциями, коротко-штриховая – T-матричное приближение.

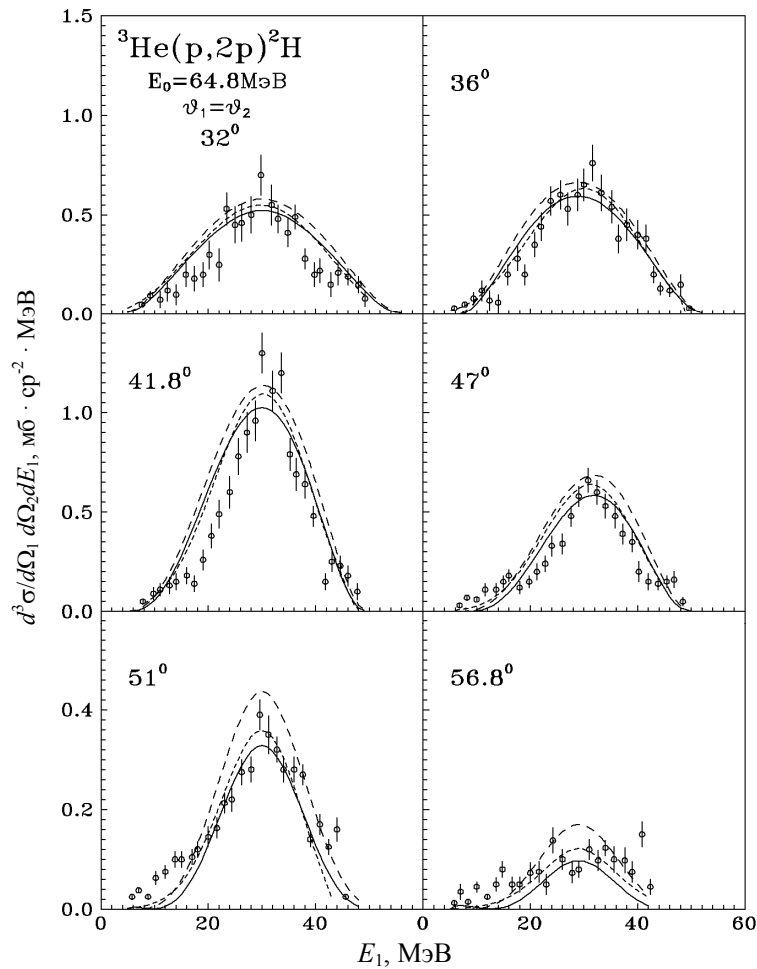


Рис. 3. Энергетические спектры протонов из реакции ${}^3\text{He}(p, 2p)d$ при энергии 64,8 МэВ для симметричных углов вылета протонов $\vartheta_1 = \vartheta_2$. Точки – экспериментальные данные [23]. Расчетные кривые: сплошная линия – дифракционная модель с макроскопическим профилем остаточного ядра (18); длинно-штриховая – микроскопическая дифракционная модель (10) с NN-профильными функциями; коротко-штриховая – Т-матричное приближение [15].

Для обеих моделей ядер были вычислены также распределения одночастичной нуклонной плотности. Одночастичные плотности и функции перекрытия, полученные в М- и Т-моделях, обнаруживают существенно разное поведение на малых расстояниях, что связано с качественным учетом в М-модели короткодействующих корреляций типа отталкивания. При этом М-модель в большинстве случаев оказывается предпочтительной. В работе также исследовано поведение сечений в зависимости от значений параметров NN-амплитуд. Особенно сильная чувствительность сечения была к параметру формы a . Уста-

новлена важная роль взаимодействия в конечном состоянии между продуктами реакции (в DWTA это искаженные волны в выходном канале), эффектов многократного рассеяния и принципиальная роль продольной составляющей передаваемого импульса, без учета которой принципиально невозможно количественное описание экспериментальных данных. Так, если положить $q_z = 0$, то сечение расщепления оказывается сильно заниженным, а положение максимума сдвигается на $\sim 30^\circ$ в сторону больших углов, что противоречит эксперименту.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Langevin-Joliot H., Narboni Ph., Didelez J. P. et al. Étude expérimentale des réactions ${}^3\text{H}(p, p){}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}(p, p){}^3\text{He}$ et ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$ à 156 MeV // Nucl. Phys. - 1970. - Vol. A158, No. 1. - P. 309 - 320.
2. Frascaria R., Narboni Ph., Comparat V. et al. // Nuovo Cim. Lett. - 1971. - Vol. 2. - P. 240.
3. Boshitz E. T., Roberts W. K., Vincent J. S. et al. Elastic Scattering of 600-MeV Protons from H, D, ${}^3\text{He}$, and

- ${}^4\text{He}$ // Phys. Rev. - 1972. - Vol. C6. - P. 457.
4. *Narbone Ph.* Elastic scattering and charge exchange of 156 MeV protons from trineutrons // Nucl. Phys. - 1973. - Vol. A205. - P. 481 - 487.
 5. *Frascaria R., Comparat V., Marty N. et al.* Quasifree proton-proton scattering on ${}^3\text{He}$ // Nucl. Phys. - 1971. - Vol. A178. - P. 307.
 6. *Kitching P., Moss G. A., Olsen W. C. et al.* Reactions (p, pd) and (p, 2p) on Helium-3 at 590 MeV // Phys. Rev. - 1972. - Vol. C6. - P. 769.
 7. *Lehman D. R.* Quasielastic Electron Scattering from ${}^3\text{He}$ and ${}^3\text{H}$ // Phys. Rev. - 1971. - Vol. C3. - P. 1827.
 8. *Козловский И. В., Тартаковский В. К., Фурса А. Д.* О двухчастичном электрорасщеплении ядра ${}^3\text{He}$ // ЯФ. - 1972. - Т. 16. - С. 497 - 505.
 9. *Тартаковский В. К., Левшин Е.Б.* // УФЖ. - 1974. - Т. 19. - С. 61.
 10. *Тартаковский В. К.* Расчет сечений двухчастичного электрорасщепления ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ с учетом взаимодействия в конечном состоянии // ЯФ. - 1974. - Т. 20. - С. 46.
 11. *Lehman D. R.* Quasifree Proton-Proton and Proton-Deuteron Scattering on ${}^3\text{He}$ // Phys. Rev. - 1972. - Vol. C6. - P. 2023.
 12. *Шаниро И. С.* Теория прямых ядерных реакций. М.: Госатомиздат, 1963.
 13. *Glauber R. J.* High Energy Collision Theory // Lectures in Theoretical Physics / Ed. W. E. Brittin and L. G. Dunham. - N.Y., 1959. - Vol. 1. - P. 315.
 14. *Ситенко А. Г.* К теории ядерных реакций с участием сложных частиц // УФЖ. - 1959. - Т. 4, № 2. - С. 152 - 163.
 15. *Davydovskyy V. V., Foursat A. D.* *t*-matrix Approximation in the Theory of (p, 2p) and (p, np) Reactions // Ukr. J. Phys. - 2007. - Vol. 52, No. 4. - P. 321 - 334.
 16. *Ситенко А. Г.* / Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра. - 1973. - Т. 4. - С. 546.
 17. *Левшин Е. Б., Фурса А. Д.* Дифракционное расщепление трехнуклонных ядер // ЯФ. - 1976. - Т. 24, № 6. - С. 1115 - 1126.
 18. *Волошин Н. И., Фурса А. Д.* Моделирование спотворенных хвиль для центрального оптического потенциалу // УФЖ. - 1994. - Т. 39, № 11 - 12. - С. 1036 - 1040; Наближений метод розв'язку рівняння Шредингера для розсіяння з урахуванням всіх парціальних хвиль // УФЖ. - 1995. - Т. 40, № 11 - 12. - С. 1171 - 1174.
 19. *Левшин Е. Б., Фурса А. Д.* Феноменологический сепарабельный потенциал с гауссовым формфактором // ЯФ. - 1987. - Т. 46, № 6(12). - С. 1614 - 1618.
 20. *Давидовський В. В., Фурса А. Д.* Energy Dependence of the NN-amplitude Parameters and the Calculation of the Excitation Function of the ${}^4\text{He}(p, d){}^3\text{He}$ Reaction in the Many-center Eikonal Approximation // УФЖ. - 2006. - Т. 51, № 3. - С. 225 - 233.
 21. *Пасечник М. В., Шостак В. Б., Бадовский В. П. и др.* Експериментальне вивчення реакцій ${}^3\text{He}(p, pn)$ і ${}^3\text{He}(p, 2p)$ при 50 MeV // УФЖ. - 1991. - Т. 36, № 5. - С. 659 - 661.
 22. *Pugh H. G., Cowley A. A., Roos P. G. et al.* Few particle problem in the nuclear interaction. North-Holland, Amsterdam, 1972. - P. 675.
 23. *Kakigi S., Fukunaga K., Ohsawa T. et al.* Multiple scattering effect for quasifree scattering in the ${}^3\text{He}(p, pp){}^2\text{H}$ reaction at 64.8 MeV // Nucl. Phys. - 1987. - Vol. A473, No. 1. - P. 31 - 39.

ДОСЛІДЖЕННЯ РЕАКЦІЇ ${}^3\text{He}(p, 2p)d$ У Т-МАТРИЧНОМУ ТА ДИФРАКЦІЙНОМУ НАБЛИЖЕННЯХ ПРИ СРЕДНІХ ЕНЕРГІЯХ

В. В. Давидовський, А. Д. Фурса

У рамках Т-матричного наближення з викривленими хвилями, а також за допомогою узагальненої дифракційної теорії багаторазового розсіяння проведено дослідження реакції двочастинкового розщеплення ядра ${}^3\text{He}(p, 2p)d$ на протон і дейтрон. Використано феноменологічні хвильові функції, що описують основний стан ядер ${}^3\text{He}$ та ${}^2\text{H}$, розраховано інтеграл їхнього перекриття. Розрахунки енергетично розділених кореляційних спектрів протонів у реакції та порівняння з експериментом виконано для енергій налітаючих протонів 50 і 65 MeV у компланарній геометрії. Хороше узгодження з експериментом підтвердило принципову важливість урахування поздовжнього переданого імпульсу для кількісного опису даних у DTMS. Без його врахування принципово неможливо одержати навіть якісний опис даних із кутової кореляції продуктів розпаду. Показано важливу роль ефектів багаторазового розсіяння та взаємодії в кінцевому стані між продуктами реакції в описі спостережних характеристик процесу.

Ключові слова: дифракційне наближення, двочастинкове розщеплення, реакції на легких ядрах.

INVESTIGATION OF ${}^3\text{He}(p, 2p)d$ REACTION IN T-MATRIX AND DIFFRACTION APPROXIMATIONS AT INTERMEDIATE ENERGIES

V. V. Davydovskyy, A. D. Foursat

In the framework of T-matrix approximation with distorted waves, as well as with the help of generalized theory of multiple scattering, the investigation of ${}^3\text{He}(p, 2p)d$ reaction of two-particle break-up of ${}^3\text{He}$ into proton and deuteron is carried out. Phenomenological wave functions, which describe ground state of ${}^3\text{He}$ and ${}^2\text{H}$ nuclei, are used. The integral of their overlap is calculated. Calculations of the energy resolved correlation spectra of protons in the reaction as well as comparison with the experiment are carried out for the incident proton energies of 50 and 65 MeV in a coplanar geome-

try. A good agreement with experiment has confirmed a principal importance of taking into account the longitudinal transferred momentum for quantitative description of the data in the framework of DTMS. Even a qualitative description of data on angular correlation of the break-up products cannot be achieved in principle without taking into account the longitudinal transferred momentum. It is shown that the effects of multiple scattering and final state interaction between products of reaction play an important role in the description of observable characteristics of the process.

Keywords: diffraction approximation, two-particle break-up, reactions on light nuclei.

Поступила в редакцию 02.02.11,
после доработки - 15.03.11.