

© 2011 В. П. Михайлюк¹, Д. В. Федорченко², О. Д. Григоренко¹¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ² Національний научний центр ХФТИ, ХарківУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ДЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ ¹⁶O
В α-КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ С ДИСПЕРСИЕЙ

На основе α-кластерной модели с дисперсией, теории многократного дифракционного рассеяния и дифракционной модели выполнены расчеты дифференциального сечения и анализирующих способностей упругого рассеяния дейтронов с энергией 700 МэВ ядрами ¹⁶O. Предложенный подход позволяет рассматривать взаимодействие налетающих ядер, состоящих из двух кластеров, с легкими α-кластерными ядрами в области энергий налетающих частиц $E \geq 100$ МэВ/нуклон. Показано, что рассчитанные наблюдаемые в целом согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Ключевые слова: дифракционная теория рассеяния, дифракционная модель, α-кластеры, упругое рассеяние, d , ¹⁶O.

Введение

Изучение взаимодействия легких ядер с ядрами позволяет во многих случаях получить важную информацию о структуре и свойствах сталкивающихся ядер. Кроме того, при достаточно высоких энергиях ($E \geq 100$ МэВ/нуклон), когда время взаимодействия налетающей частицы с ядром мало по сравнению со временем внутриядерного движения, изучение характеристик упругого рассеяния таких ядер позволяет судить о величине и характере взаимодействия структурных компонентов сталкивающихся ядер внутри ядерной материи.

В настоящее время имеется большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ, посвященных взаимодействию легких ионов с различными ядрами (см., например, [1] и ссылки там же).

Для описания таких процессов в области не слишком больших энергий успешно применяется оптическая модель, метод искаженных волн и метод связанных каналов [1]. В области промежуточных энергий наблюдаемые характеристики упругого и неупругого рассеяния легких ионов с ядрами обычно изучаются с использованием теории многократного дифракционного рассеяния (ТМДР).

Особый интерес представляет исследование взаимодействия различных частиц с легкими ядрами, где важен правильный выбор модели ядра и заметную роль играют корреляции между нуклонами. Во многих легких ядрах заметно проявляется кластерная структура, поэтому их свойства могут быть описаны с помощью кластерных волновых функций. В качестве кластера часто выступает α-частица, которая обладает высокой стабильностью и симметрией. Поэтому многие

свойства легких и средних ядер можно объяснить на основе α-кластерной модели.

В наших предыдущих работах (см., например, [2] и ссылки там же) мы показали, что такой подход позволяет описать упругое и неупругое рассеяние “элементарных” частиц (протоны, антипротоны, заряженные π-мезоны) ядрами углерода и кислорода. Кроме того, оказывается, что наблюдаемые характеристики для упругого рассеяния протонов промежуточных энергий α-кластерными ядрами, рассчитанные в таком подходе, лучше согласуются с экспериментальными данными, чем результаты подобных расчетов, в которых используется ТМДР и модель независимых нуклонов [2]. Успех α-кластерной модели с дисперсией при описании вышеуказанных процессов объясняется учетом в многочастичных плотностях ядер углерода и кислорода четырехнуклонных корреляций α-частичного типа, а также корреляций между самими α-частицами. Кроме того, нуклон-α амплитуда в качестве элементарного “кирпичика” модели автоматически учитывает различные многочастичные процессы взаимодействия налетающих частиц с нуклонами ядра, входящими в α-кластер.

В настоящей работе предложенный в [3] подход применялся для описания поведения дифференциального сечения и анализирующих способностей упругого рассеяния дейтронов с энергией 700 МэВ ядрами ¹⁶O. При выполнении данных расчетов использовались дифракционная модель и α-кластерная модель с дисперсией [4].

Амплитуда упругого рассеяния
дейтронов ядрами ¹⁶O

Согласно дифракционной модели амплитуду упругого рассеяния частицы, состоящей из двух кластеров, ядром представим в виде [5]

$$F(\mathbf{q}) = \frac{k}{k_1} f_1(\mathbf{q}) \mathcal{F}(\gamma_1 \mathbf{q}) + \frac{k}{k_2} f_2(\mathbf{q}) \mathcal{F}(\gamma_2 \mathbf{q}) +$$

$$+ \frac{ik}{2\pi k_1 k_2} \int d^2 q' f_1(\gamma_2 \mathbf{q} + \mathbf{q}') f_2(\gamma_1 \mathbf{q} - \mathbf{q}') \mathcal{F}(\mathbf{q}'). \quad (1)$$

Здесь k - волновой вектор налетающего ядра; k_i - волновые вектора кластеров, входящих в состав налетающего ядра ($i = 1, 2$), $\gamma_i = \frac{m_j}{m_i + m_j}$; m_i - массы кластеров ($i, j = 1, 2$); $f_i(\mathbf{q})$ - амплитуды взаимодействия налетающих кластеров с ядром-мишенью, а структурный формфактор $\mathcal{F}(\mathbf{q})$ определяется соотношением

$$\mathcal{F}(\mathbf{q}) = \int d^3 r |\Psi_0(\mathbf{r})|^2 e^{-i\mathbf{q}\mathbf{s}}, \quad (2)$$

где $\Psi_0(\mathbf{r})$ - волновая функция налетающей частицы; \mathbf{s} - проекция вектора \mathbf{r} на плоскость перпендикулярную направлению падающего пучка.

Рассмотрим упругое рассеяние дейтронов ядрами ^{16}O . В этом случае $m_i = m_j$ и, следовательно, $\gamma_i = 1/2$.

Волновую функцию $\Psi_0(\mathbf{r})$ основного состояния налетающего дейтрона выберем в форме

$$\Psi_0(\mathbf{r}) = \frac{N}{r} (\exp(-\alpha r) - \exp(-\beta r)), \quad (3)$$

где $\alpha = 0,2314 \text{ Фм}^{-1}$, $\beta = 5,18 \alpha$, $N = \frac{\sqrt{\alpha\beta(\alpha+\beta)}}{\sqrt{2\pi(\alpha-\beta)}}$.

Тогда структурный формфактор $\mathcal{F}(\mathbf{q})$ имеет вид

$$\mathcal{F}(\mathbf{q}) = \frac{2N^2}{q} \left\{ \arctg\left(\frac{q}{2\alpha}\right) + \arctg\left(\frac{q}{2\beta}\right) - 2\arctg\left(\frac{q}{\alpha+\beta}\right) \right\}. \quad (4)$$

$$R^{(m)}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{\pi k_1 k_2} \sum_i \int d^2 q' \mathcal{F}(\mathbf{q}') h(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) \prod_{j,k} f_1^{(j)}(\mathbf{q}_1) f_2^{(k)}(\mathbf{q}_2), \mathbf{q}_{1,2} = \frac{1}{2} \mathbf{q} \mp \mathbf{q}'. \quad (9)$$

Здесь амплитуды $f_i^{(j)}(\mathbf{q})$, ($i = 1, 2$; $j = c, s$) представляют собой центральную $f^{(c)}(\mathbf{q})$ и спин-орбитальную $f^{(s)}(\mathbf{q})$ части амплитуды рассеяния нуклона ядром, которые были ранее определены в работах [2, 4].

В формуле (9) функции $h(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)$ являются определенными комбинациями векторов $\mathbf{q}_{1,2}$ и

Следует заметить, что ранее при использовании подобного подхода амплитуды $f_i(\mathbf{q})$ обычно параметризовались тем или иным способом (см., например, [6]). В настоящей работе амплитуды $f_i(\mathbf{q})$ независимо рассчитывались на основе ТМДР и α -кластерной модели с дисперсией [3, 4].

В таком подходе ядра ^{16}O рассматриваются состоящими из четырех α -кластеров, расположенных в вершинах равностороннего тетраэдра, а амплитуды $f_i(\mathbf{q})$ представляют собой комбинацию амплитуд одно-, двух-, трех- и четырехкратного рассеяния нуклонов α -кластерами ядра-мишени [4].

Выполняя соответствующие преобразования в подынтегральном выражении (1), амплитуду упругого рассеяния дейтрона ядром представим в виде

$$F(\mathbf{q}) = A(\mathbf{q}) + B(\mathbf{q})(\mathbf{S}\mathbf{n}) + C(\mathbf{q})(\mathbf{S}\mathbf{n})^2 + D(\mathbf{q})(\mathbf{S}\mathbf{k})(\mathbf{S}\mathbf{k}'), \quad (5)$$

где $\mathbf{S} = \frac{1}{2}(\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2)$, а амплитуды $A(\mathbf{q}), B(\mathbf{q}),$

$C(\mathbf{q})$ и $D(\mathbf{q})$ определяются соотношениями

$$A(\mathbf{q}) = \frac{k}{k_1} f_1^{(c)}(\mathbf{q}) \mathcal{F}(\gamma_1 \mathbf{q}) + \frac{k}{k_2} f_2^{(c)}(\mathbf{q}) \mathcal{F}(\gamma_2 \mathbf{q}) +$$

$$+ \frac{ik}{2\pi k_1 k_2} \int d^2 q' \mathcal{F}(\mathbf{q}') f_1^{(c)}(\mathbf{q}_1) f_2^{(c)}(\mathbf{q}_2) + R^{(A)}(\mathbf{q}), \quad (6)$$

$$B(\mathbf{q}) = \frac{k}{k_1} f_1^{(s)}(\mathbf{q}) \mathcal{F}(\gamma_1 \mathbf{q}) +$$

$$+ \frac{k}{k_2} f_2^{(s)}(\mathbf{q}) \mathcal{F}(\gamma_2 \mathbf{q}) + R^{(B)}(\mathbf{q}), \quad (7)$$

$$C(\mathbf{q}) = R^{(C)}(\mathbf{q}), D(\mathbf{q}) = R^{(D)}(\mathbf{q}), \quad (8)$$

углов между ними. Явный вид этих функций мы здесь не приводим по следующей причине: получение точных аналитических выражений для амплитуд $R^{(m)}(\mathbf{q})$ не представляется возможным и для расчета этих величин необходимо выполнение достаточно громоздких численных расчетов. Поэтому для качественной оценки применимости предложенной модели при выполнении

дальнейших расчетов в подынтегральных выражениях (6) - (9) в данной работе будем пренебрегать спиновой зависимостью амплитуд $f_i^{(j)}(\mathbf{q})$ т.е. будем полагать, что в подынтегральных выражениях (6) - (9) амплитуды $f_i^{(s)}(\mathbf{q}) \equiv 0$. В этом случае очевидно, что амплитуды $R^{(m)}(\mathbf{q})$ также равны нулю, как и соответствующие слагаемые в формуле (5). Учет вклада этих слагаемых в полную амплитуду $d-A$ рассеяния (5) будет выполнен в наших последующих работах.

Обсуждение полученных результатов

В настоящей работе на основе представленного подхода были рассчитаны дифференциальное сечение $\sigma(\theta) \equiv d\sigma/d\Omega$, а также анализирующие способности $A_y(\theta)$ и $A_{yy}(\theta)$ для упругого рассеяния дейтронов с энергией 700 МэВ ядрами ^{16}O .

Рассчитанные наблюдаемые характеристики рассеяния связаны с амплитудами $A(\theta)$, $B(\theta)$, $C(\theta)$ и $D(\theta)$ следующими соотношениями:

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{3} \{ |a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + 2|d|^2 \}, \quad (10)$$

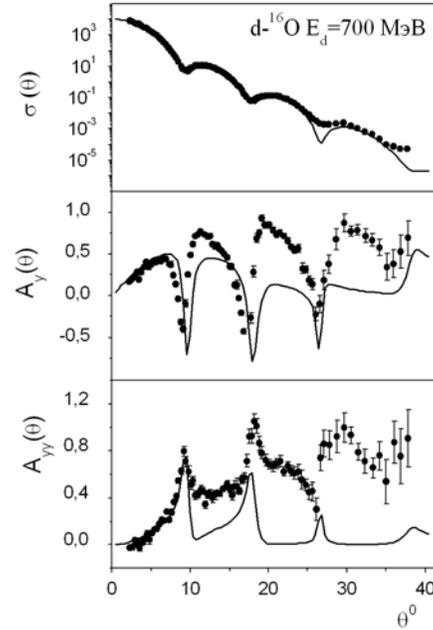
$$\sigma(\theta)A_y = \frac{2}{3} \text{Im} \{ [a+c]d^* \} \quad (11)$$

$$\sigma(\theta)A_{yy} = \frac{1}{3} \{ |a|^2 - 2|b|^2 + |c|^2 + 2|d|^2 \}, \quad (12)$$

где $a = \cos\theta \cdot A(\theta) - \sin\theta \cdot B(\theta)$, $b = A(\theta) + C(\theta)$,
 $c = \cos\theta \cdot A(\theta) - \sin\theta \cdot B(\theta) + D(\theta)$,
 $d = \sin\theta \cdot A(\theta) + \cos\theta \cdot B(\theta)$.

Результаты проведенных расчетов вместе с экспериментальными данными из работы [7] представлены на рисунке.

Как видно из рисунка, рассчитанное в описанном выше методе дифференциальное сечение согласуется с имеющимися экспериментальными данными. Качественное поведение анализирующих способностей $A_y(\theta)$ и $A_{yy}(\theta)$ соответствует приведенным экспериментальным данным, однако количественное совпадение между рассчитанными и измеренными характеристиками рассеяния наблюдается только в области небольших углов рассеяния ($\theta \leq 10^\circ$). Такое поведение рассчитанных анализирующих способностей, по-видимому, связано с принятыми в данной работе приближениями и требует дальнейшего изучения.



Дифференциальное сечение $\sigma(\theta) \equiv d\sigma/d\Omega$ и анализирующие способности $A_y(\theta)$, $A_{yy}(\theta)$ для упругого $d-^{16}\text{O}$ рассеяния при энергии 700 МэВ. Экспериментальные данные взяты из работы [7].

Следует отметить, что рассматриваемые в настоящей работе наблюдаемые характеристики упругого $d-^{16}\text{O}$ рассеяния изучались в [7] на основе оптической модели. В данной работе хорошее согласие между рассчитанными и измеренными наблюдаемыми характеристиками рассеяния достигалось путем подгонки параметров оптического потенциала. Подчеркнем, что в настоящей работе при расчетах наблюдаемых характеристик упругого $d-^{16}\text{O}$ рассеяния подгоночные параметры не использовались.

Заключение

В работе на основе α -кластерной модели с дисперсией, теории многократного дифракционного рассеяния и дифракционной модели выполнены расчеты дифференциального сечения и анализирующих способностей упругого рассеяния дейтронов с энергией 700 МэВ ядрами ^{16}O . Проведенные расчеты показывают, что представленный подход позволяет описать без использования подгоночных параметров имеющиеся экспериментальные данные для дифференциального сечения упругого $d-^{16}\text{O}$ рассеяния при энергии 700 МэВ, а также качественно описать поведение анализирующих способностей $A_y(\theta)$ и $A_{yy}(\theta)$ при данной энергии. Для дальнейшей оценки применимости использованного подхода требуются последующие расчеты, позволяющие оценить вклад в полную амплитуду рассеяния слагаемых, которые не учитывались в данных расчетах.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Brandan M.E., Satchler G.R.* The interaction between light heavy-ions and what it tells us // *Phys. Rep.* - 1997. - Vol. 285. - P. 143 - 243.
2. *Бережної Ю.А., Михайлюк В.П.* Альфа-кластеризація в процесах розсіяння частиц і легких ядер ядрами // *ЭЧАЯ* - 2008. - Т. 39, вып. 2. - С. 437 - 506.
3. *Михайлюк В.П., Федорченко Д.В., Григоренко О.Д.* Дифракційне взаємодія дейтронів з енергією 700 МэВ з ядрами ^{12}C // *Ядерна фізика та енергетика*. - 2011. - Т. 11, № 2. - С. 145 - 148.
4. *Berezhnoy Yu.A., Mikhailyuk V.P., Pilipenko V.V.* Elastic and inelastic intermediate-energy proton multiple scattering on ^{12}C and ^{16}O nuclei // *J. Phys. G.* - 1992. - Vol. 18. - P. 85 - 97.
5. *Ситенко А.Г.* Теорія ядерних реакцій. - М.: Энергоатомиздат, 1983. - 352 с.
6. *Бережної Ю.А., Созник А.П.* О взаємодії дейтронів високих енергій з ядрами в моделі многократного розсіяння // *УФЖ*. - 1973. - Т. 18, № 1. - С. 29 - 36.
7. *Nguyen Van Sen, Ye Yanlin, J.Arvioux et al.* Elastic scattering of polarized deuterons from ^{16}O at 200, 400 and 700 MeV // *Nucl. Phys. A.* - 1987. - Vol. 464, No. 4. - P. 717 - 739.

В. П. Михайлюк, Д. В. Федорченко, О. Д. Григоренко

**ПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ ДЕЙТРОНІВ ЯДРАМИ ^{16}O
В α -КЛАСТЕРНІЙ МОДЕЛІ З ДИСПЕРСІЄЮ**

На основі α -кластерної моделі з дисперсією, теорії багатократного дифракційного розсіяння та дифракційної моделі виконано розрахунки диференціального перерізу та аналізуючих здатностей пружного розсіяння дейтронів з енергією 700 МэВ ядрами ^{16}O . Запропонований підхід дає змогу розглядати взаємодію налітаючих ядер, що складаються з двох кластерів, з легкими α -кластерними ядрами в області енергій налітаючих частинок $E \geq 100$ МэВ/нуклон. Показано, що розраховані характеристики розсіяння в цілому узгоджуються з наявними експериментальними даними.

Ключові слова: дифракційна теорія розсіяння, дифракційна модель, α -кластери, пружне розсіяння, d , ^{16}O .

V. P. Mikhailyuk, D. V. Fedorchenko, O. D. Grygorenko

**ELASTIC SCATTERING OF DEUTERONS FROM ^{16}O
IN THE α -CLUSTER MODEL WITH DISPERSION**

On the basis of the α -cluster model with dispersion, multiple diffraction scattering theory and diffraction model the calculations of d - ^{16}O scattering observables at 700 MeV have been performed. The used approach could allow us to describe interaction of two-cluster incident particles with light α -cluster nuclei in the energy region $E \geq 100$ MeV/nucleon. It was shown that the calculated observables are in qualitative agreement with the existing experimental data.

Keywords: diffraction scattering theory, diffraction model, α -clusters, elastic scattering, d , ^{16}O .

Поступила в редакцію 19.04.11,
после доработки - 21.07.11.