

© 2011 В. П. Михайлюк¹, Д. В. Федорченко², О. Д. Григоренко¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Національний научний центр ХФТИ, Харків

ДИФРАКЦИОННЕ ВЗАМОДЕЙСТВИЄ ДЕЙТРОНОВ С ЕНЕРГІЄЙ 700 МэВ С ЯДРАМИ ¹²C

В рамках дифракційної моделі отримані аналітичні вираження для амплітуди упругого розсіяння дейтронів ядрами ¹²C. На основі приведених виражень розраховані диференціальне сечення і аналізуючі здатності d -¹²C розсіяння при енергії 700 МэВ. При розрахунках враховувалась кластерна структура ядра-мишені, а також спинова структура налетаючого ядра. Показано, що представлений підхід дозволяє описати існуючі експериментальні дані без підгонки параметрів, а також передбачити поведінку поляризаційних спостережуваних, які ще не вимірювались.

Ключові слова: упруге розсіяння, d , ¹²C, дифракційна модель.

Введення

В останні роки великий інтерес викликає дослідження взаємодії легких слабосвязанных частиц і легких іонів з енергією порядку 100 МэВ/нуклон з атомними ядрами. Наявність такого інтереса пов'язано з тим, що при взаємодії складних ядер з ядрами коррелювані в налетаючій частинці нуклони, потрапляючи в ядерну середу, випробовують взаємодію, обумовлену всіма нуклонами, що утворюють ядро-мишень. Наявність принципу Паулі, оболочечних і інших корреляційних ефектів іскажає взаємодію структурних компонентів налетаючої частинці з структурними компонентами ядра-мишені порівняно з їх взаємодією як вільних частиц, що в свою чергу дозволяє вивчати особливості взаємодії структурних компонентів сталкующихся ядер всередині ядерної середу.

Слід також зауважити, що вимірювані поляризаційні спостережувані характеристики розсіяння (в відмінності від різних вимірюваних сечень) більш чутливі до виду і величин параметрів, що використовуються при розрахунках амплітуд і ядерних структурних формфакторів. Ці особливості ядерної взаємодії найбільш повно проявляються при розсіянні частиц легкими ядрами, де важливу роль грають ефекти нуклон-нуклонних корреляцій.

В нинішній роботі в рамках дифракційної моделі виконані розрахунки диференціального сечення і поляризаційних характеристик упругого d -¹²C розсіяння при енергії 700 МэВ. При розрахунках враховувалась кластерна структура ядра-мишені, а також спинова структура налетаючого ядра.

Дифракційна модель упругого d -¹²C розсіяння

При вивченні взаємодії складних високоенергетичних частиц з атомними ядрами можна використати дифракційну модель, в якій передбачається, що амплітуди взаємодії структурних компонентів налетаючого ядра з ядром-мишенню відомі. Такий підхід звичайно застосовується для вивчення характеристик розсіяння частиц, що складаються з двох кластерів, різними атомними ядрами.

Розглянемо упруге розсіяння двохкластерної системи ядром. Згідно з дифракційною моделлю амплітуду розсіяння такої частинці ядром представимо в вигляді [1]

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

де k - вектор налетаючого ядра; k_i - вектори кластерів, що входять до складу налетаючого ядра ($i = 1, 2$); $\gamma_i = \frac{m_i}{m_i + m_j}$; m_i -

маси кластерів ($i, j = 1, 2$); $f_i(\mathbf{q})$ - амплітуди взаємодії налетаючих кластерів з ядром-мишенню. Зауважимо, що тут ми розглядаємо упруге d -¹²C розсіяння, тому $m_i = m_j = m$ і $\gamma_i = 1/2$.

Входящий в формулу (1) структурний формфактор $\mathcal{F}(\mathbf{q})$ визначається співвідношенням

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

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

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

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

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

В этом случае структурный формфактор $\mathcal{F}(\mathbf{q})$ равен

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

Хорошо известно, что входящие в выражение (1) амплитуды рассеяния $f_i(\mathbf{q})$ в области высоких энергий являются в основном мнимыми. Поэтому третье слагаемое в формуле (1), описывающее одновременное рассеяние нейтрона и протона ядром ^{12}C , будет отрицательным и придет к уменьшению амплитуды и дифференциального сечения упругого $d\text{-}^{12}\text{C}$ рассеяния (эффект затмения) [1]. Следует также заметить, что при использовании подобного подхода данные амплитуды обычно параметризуются тем или иным способом (см., например, [2]).

В отличие от используемых ранее подходов в данной работе амплитуды $f_i(\mathbf{q})$ рассчитывались на основе теории многократного дифракционного рассеяния (ТМДР) и α -кластерной модели с дисперсией [3, 4], согласно которой ядра ^{12}C рассматривались состоящими из трех α -кластеров, расположенных в вершинах равностороннего треугольника, а амплитуды упругого $N\text{-}^4\text{He}$ рассеяния $f_{N\alpha}(\mathbf{q})$, определяющие вид и поведение этих амплитуд, выбирались в форме [4]

$$f_{pa}(q) = k \sum_{i=1}^2 G_{ci} \exp(-\beta_{ci} q^2) + kq \sum_{i=1}^2 G_{si} \exp(-\beta_{si} q^2) (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n}), \quad (5)$$

где $\mathbf{n} = \frac{[\mathbf{k}, \mathbf{k}']}{|[\mathbf{k}, \mathbf{k}']|}$; \mathbf{k}, \mathbf{k}' - волновые векторы налетающего и рассеянного протона, $\boldsymbol{\sigma}$ - оператор спина налетающего протона.

Здесь комплексные параметры $G_{c1}, G_{s1}, \beta_{c1}, \beta_{s1}$ определялись путем подгонки дифференциального сечения и поляризационных наблюдаемых для протонов, упруго рассеянных ядрами ^4He при энергии 350 МэВ. Связь между параметрами $G_{c1}, G_{s1}, \beta_{c1}, \beta_{s1}$ и $G_{c2}, G_{s2}, \beta_{c2}, \beta_{s2}$ следующая [4]:

$$G_{c2} = \frac{3iG_{c1}^2}{32\beta_{c1}}, G_{s2} = \frac{3i\beta_{c1}G_{c1}G_{s1}}{8(\beta_{c1} + \beta_{s1})^2}, \quad (6)$$

$$\beta_{c2} = \frac{1}{2}\beta_{c1}, \beta_{s2} = \frac{\beta_{c1}\beta_{s1}}{\beta_{c1} + \beta_{s1}}.$$

Выполняя соответствующие преобразования в подынтегральном выражении (1), амплитуду упругого рассеяния дейтрона ядром ^{12}C представим в виде

$$F(\theta) = A(\theta) + B(\theta)(\mathbf{S}\mathbf{n}) + C(\theta)(\mathbf{S}\mathbf{n})^2, \quad (7)$$

где $\mathbf{S} = \frac{1}{2}(\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2)$.

Заметим, что в настоящей работе при выполнении расчетов в подынтегральном выражении (1) мы пренебрегли спиновой зависимостью амплитуд нуклон- α рассеяния и предполагали, что амплитуды pa и na рассеяния тождественны.

Наблюдаемые характеристики упругого $d\text{-}^{12}\text{C}$ рассеяния при энергии 700 МэВ

На основе представленного подхода были рассчитаны дифференциальное сечение $\sigma(\theta) \equiv d\sigma/d\Omega$ и анализирующие способности A_y, A_{yy} . Связь между рассчитанными наблюдаемыми характеристиками рассеяния и амплитудами $A(\theta), B(\theta), C(\theta)$ определяется соотношениями

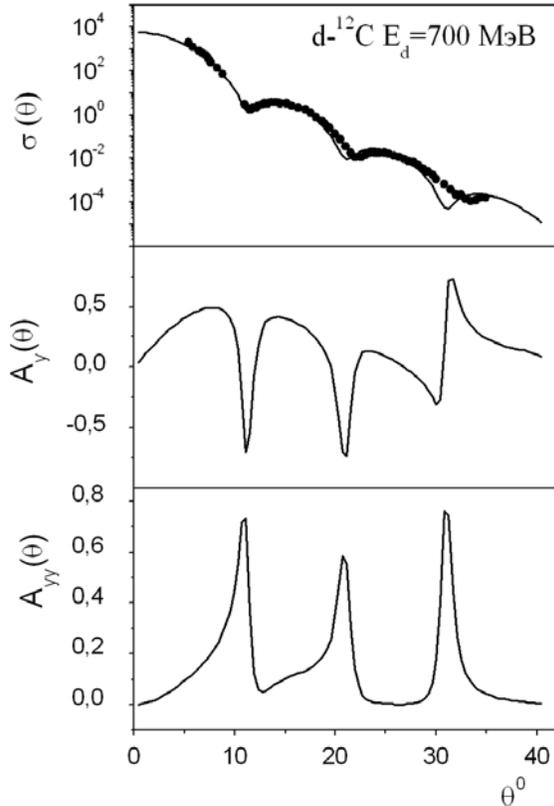
$$\sigma(\theta) = \frac{1}{3} \left\{ 3|A(\theta)|^2 + 2|B(\theta)|^2 + 2|C(\theta)|^2 + 4\text{Re}(A(\theta)^*C(\theta)) \right\}, \quad (8)$$

$$\sigma(\theta)A_y = \frac{4}{3} \text{Re} \left\{ [A(\theta) + C(\theta)] B^*(\theta) \right\}, \quad (9)$$

$$\sigma(\theta)A_{yy} = \frac{2}{3} \left\{ |B(\theta)|^2 + |C(\theta)|^2 + 2\text{Re}(A(\theta)C^*(\theta)) \right\}. \quad (10)$$

Результаты проведенных расчетов вместе с экспериментальными данными из работы [5] представлены на рисунке. Как видно из рисунка, рассчитанные в описанном выше методе дифференциальные сечения согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Однако отсут-

ствие экспериментальных данных для поляризационных наблюдаемых упругого d - ^{12}C рассеяния не позволяет надежно оценить применимость используемого подхода.



Дифференциальное сечение $\sigma(\theta) \equiv d\sigma/d\Omega$ и анализирующие способности A_y , A_{yv} для упругого d - ^{12}C рассеяния при энергии 700 МэВ. Экспериментальные данные взяты из работы [5].

Следует отметить, что взаимодействие дейтронов промежуточных энергий с ядрами ^{12}C изучалось во многих работах. Так, например, в [6] упругое рассеяние дейтронов с энергией 650 МэВ ядрами ^{12}C рассматривалось на основе ТМДР. В данной работе основное состояние ядра углерода рассматривалось на основе модели независимых нуклонов, а также простой α -частичной модели. В качестве входных компонентов модели в [6] использовалась нуклон-нуклонная и дейтрон-протонная амплитуды, параметры которых определялись как из экспериментов по рассеянию свободных нуклонов при энергии 1,69 ГэВ/с, так и из сравнения расчи-

танного и измеренного дифференциального сечения d - ^{12}C рассеяния. Полученные в [6] результаты плохо согласовались с имеющимися экспериментальными данными.

Описанная выше дифракционная модель также применялась в [7] для описания упругого рассеяния дейтронов ядрами ^{12}C при энергии 650 МэВ. При расчетах дифференциального сечения d - ^{12}C рассеяния использовалась одночастичная плотность ядра ^{12}C , а волновая функция налетающего дейтрона выбиралась в осциллирующем виде. В данной работе было показано, что такой подход позволяет описать имеющиеся экспериментальные данные лучше, чем в оптической модели. Однако имеющиеся на то время экспериментальные данные охватывали интервал углов рассеяния $\theta \leq 12^\circ$. При этом рассчитанное в [7] дифференциальное сечение d - ^{12}C рассеяния заметно хуже согласовалось с имеющимися экспериментальными данными, чем та же величина, представленная в данной работе. По-видимому, это может быть связано с видом используемой в [7] волновой функции ядра ^{12}C .

Также отметим, что в изложенном подходе при учете кулоновского взаимодействия амплитуда рассеяния двухкластерного ядра логарифмически расходится в той части, которая учитывает двукратное рассеяние (третье слагаемое в формуле (1)) [8]. Однако в области рассматриваемых энергий кулоновское взаимодействие оказывает незначительное влияние на величину дифференциального сечения. Поэтому в данном подходе оно не учитывается и, соответственно, указанные расходимости не возникают.

Заключение

В работе на основе дифракционной модели и α -кластерной модели с дисперсией рассчитаны дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ и анализирующие способности A_y , A_{yv} для упругого d - ^{12}C рассеяния при энергии 700 МэВ. Проведено сравнение выполненных расчетов с имеющимися экспериментальными данными. Показано, что представленный подход позволяет описать имеющиеся экспериментальные данные без использования дополнительных подгоночных параметров, а также предсказать поведение поляризационных наблюдаемых, которые еще не измерались.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ситенко А.Г. Теория ядерных реакций. - М.: Энергоатомиздат, 1983. - 352 с.
2. Бережной Ю.А., Созник А.П. О взаимодействии дейтронов высоких энергий с ядрами в модели многократного рассеяния // УФЖ. - 1973. - Т. 18, № 1. - С. 29 - 36.
3. Berezhnoy Yu.A., Pilipenko V.V., Khomenko G.A. Polarization in proton-carbon elastic scattering and the

- α -particle model with dispersion // J. Phys. G. - 1984. - Vol. 10. - P. 63 - 74.
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. *Bertey K., Bimbot L., Bondart A. et al.* Diffusion de deutons a 700 MeV et reactions (d, p) // Compte rendu d'activite du Departement de Physique Nucleaire. - 1976 - 1977. - Note CEA-N-2026. - P. 110 - 116.
 6. *Ghosh J., Varma V.S.* Elastic scattering of deuterons off carbon nuclei // Phys. Rev. C. - 1978. - Vol. 18, No. 4. - P. 1781 - 1785.
 7. *Chadha R.S., Varma V.S.* Deuteron-carbon elastic scattering at 650 MeV // Phys. Rev. C. - 1976. - Vol. 13, No. 2. - P. 715 - 719.
 8. *Евланов М.В., Соколов А.М., Тартаковский В.К.* Теоретическое описание дифракционного рассеяния и расщепления слабосвязанных кластерных ядер на ядрах с учетом кулоновского и спин-орбитального взаимодействий // Ядерная физика. - 1996. - Т. 59, вып. 4. - С. 679 - 690.

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

ДИФРАКЦІЙНА ВЗАЄМОДІЯ ДЕЙТРОНІВ З ЕНЕРГІЄЮ 700 МеВ З ЯДРАМИ ^{12}C

У рамках дифракційної моделі отримано аналітичні вирази для амплітуди пружного розсіяння дейтронів ядрами ^{12}C . На основі наведених виразів розраховано диференціальний переріз та аналізуючі здатності d - ^{12}C розсіяння при енергії 700 МеВ. При розрахунках урахувалась кластерна структура ядра-мишені, а також спінова структура налітаючого ядра. Показано, що представлений підхід дає змогу описати наявні експериментальні дані без використання параметрів, що підганяються, а також спрогнозувати поведінку поляризаційних характеристик розсіяння, які ще не вимірювались.

Ключові слова: пружне розсіяння, d , ^{12}C , дифракційна модель.

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

DIFFRACTIVE SCATTERING OF DEUTERONS FROM ^{12}C NUCLEI AT 700 MeV ENERGY

In the framework of diffraction model the analytical expression for the elastic scattering amplitude of deuterons from ^{12}C nuclei has been obtained. On the basis of the approach the differential cross-section and analyzing possibilities for d - ^{12}C scattering at 700 MeV are calculated. Cluster structure of the target-nucleus and spin-structure of the incident particle are included in the calculations. It was shown that the given approach allows to describe the existing experimental data without any additional parameters which are fitted and predict the behavior of the polarization observables, which still are not measured.

Keywords: elastic scattering, d , ^{12}C , diffraction model.

Поступила в редакцію 15.02.11,
после доработки - 26.05.11.