

УДК 539.17.01

ВКЛАД ДИФРАКЦИОННОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ДЕЙТРОНОВ В ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ

В. Е. Пафомов, В. А. Сергеев

Выполнены расчеты полных сечений реакций дейтронов с легкими ядрами при энергии от 40 до 200 МэВ; указано на важность учета вклада дифракционного расщепления дейтрона. Подтвержден вывод о том, что использование оптического предела теории Глаубера–Ситенко (приближения свертки) приводит к завышенным значениям полного сечения реакций.

В теоретическом анализе реакций, происходящих под действием дейтронов и гало ядер со структурой остов+валентный нуклон, во многих работах используется модель трех тел [1, 2], в которой взаимодействие двух слабосвязанных частиц с ядром-мишенью описывается оптическими потенциалами (феноменологическими или микроскопическими). При этом относительное движение сталкивающихся ядер рассматривается в эйкональном приближении, а относительное движение частиц ядра-снаряда – в адиабатическом приближении.

В настоящей работе в рамках этого подхода будут вычислены полные сечения реакций дейтронов с легкими ядрами и интегральные сечения дифракционного расщепления дейтронов при энергии от 40 до 200 МэВ. Мы сравним наши результаты с данными прямых измерений полных сечений реакций [3] и с результатами теоретических работ [4, 5]. Основная цель работы – обратить внимание на важность учета вклада дифракционного расщепления дейтронов в расчетах полных сечений реакций.

В работах [4, 5] были выполнены расчеты полных сечений реакций дейтронов с ядрами при энергии от 20 до 100 МэВ на основе дифракционной теории многократного рассеяния Глаубера–Ситенко [6], модифицированной определенным образом, чтобы учесть неэйкональные эффекты. В [4] использовался оптический предел теории Глаубера–Ситенко, т.е. приближение свертки плотностей дейтрона и ядра-мишени, а в

[5] – по существу использовалась упомянутая выше модель трех тел с микроскопическими нуклон-ядерными потенциалами, т.е. учитывались корреляции между нуклонами в дейтроне. В соответствии с результатами расчетов для других слабосвязанных ядер-снарядов (например, для 8B , ${}^{11}Be$ [7]) оказалось, что полные сечения реакций дейтронов, вычисленные в приближении свертки, заметно превышают (на 15–25% для легких ядер-мишеней) соответствующие сечения, вычисленные с учетом корреляций в дейтроне. При этом последние лучше согласуются с экспериментальными данными, в особенности для легких ядер-мишеней.

Однако авторы [5] при вычислении полного сечения реакций не учитывают вклада процесса дифракционного расщепления дейтрона (при котором ядро-мишень остается в основном состоянии), хотя выделение степени свободы, связанной с относительным движением нуклонов в дейтроне, в рамках рассматриваемой модели неизбежно приводит к необходимости явного учета этого неупругого канала [1, 6]. Наши расчеты дают возможность ответить на вопрос, в какой степени учет дифракционного расщепления дейтронов влияет на выводы работы [5].

В рассматриваемой модели полное сечение реакций, включающее вклад дифракционного расщепления дейтрона, записывается в виде [1, 6]:

$$\sigma_R = \int d^2 R_{\perp} \{1 - |\int d^3 r |\psi_0(\vec{r})|^2 \exp[i\chi(\vec{R}_{\perp}, \vec{r}_{\perp})]|^2\}, \quad (1)$$

а интегральное сечение дифракционного расщепления дейтрона

$$\sigma_d = \int d^2 R_{\perp} \{ \int d^3 r |\psi_0(\vec{r})|^2 |\exp[i\chi(\vec{R}_{\perp}, \vec{r}_{\perp})]|^2 - |\int d^3 r |\psi_0(\vec{r})|^2 \exp[i\chi(\vec{R}_{\perp}, \vec{r}_{\perp})]|^2 \}, \quad (2)$$

где $\psi_0(\vec{r})$ – волновая функция дейтрона, $\chi(\vec{R}_{\perp}, \vec{r}_{\perp})$ – эйконалная фазовая функция. Чтобы иметь возможность сопоставить результаты наших расчетов с [5], используем выражение для $\chi(\vec{R}_{\perp}, \vec{r}_{\perp})$, полученное с нуклон-ядерными оптическими потенциалами теории Глаубера–Ситенко:

$$\chi(\vec{R}_{\perp}, \vec{r}_{\perp}) = (1/2)(i + \alpha_{NN})\sigma_{NN} \int_{-\infty}^{\infty} dZ [\rho_T(|\vec{R} - \vec{r}/2|) + \rho_T(|\vec{R} + \vec{r}/2|)], \quad (3)$$

где $\rho_T(s)$ – распределение плотности нуклонов в ядре-мишени, σ_{NN} и α_{NN} – средние значения полного сечения нуклон-нуклонного взаимодействия и отношения вещественной к мнимой части амплитуды NN -рассеяния вперед.

Приводим также выражение для полного сечения реакций, не включающее вклад дифракционного расщепления дейтрона,

$$\sigma_r = \int d^2 R_{\perp} \{1 - \int d^3 r |\psi_0(\vec{r})|^2 |\exp[i\chi(\vec{R}_{\perp}, \vec{r}_{\perp})]|\}^2, \quad (4)$$

которое фактически использовалось в [5] для вычисления ядерной части полного сечения реакций. При этом, чтобы учесть неэikonальные эффекты, авторы [5] заменяют в (3) интегрирование по прямолинейной траектории, отвечающей прицельному расстоянию R_{\perp} , на интегрирование по классической траектории частицы в кулоновском и вещественном ядерном потенциалах.

Подчеркнем, что в эйкональном приближении сечение σ_r , определяемое соотношениями (4), (3), в отличие от σ_R (1), (3) не зависит от вещественной части нуклон-ядерного потенциала.

Наши расчеты выполнены при энергии дейтронов от 40 до 200 МэВ для легких ядер-мишеней: ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{40}Ca , для которых относительный вклад дифракционного расщепления максимален, сечение кулоновского расщепления минимально и неэйкональные эффекты, как следует из [4, 5], в целом невелики. Подобно тому как это делалось в [4, 5], в наших расчетах используются: ядерные плотности в виде трехпараметрических (для ^{12}C , ^{16}O) и двухпараметрических (для ^{28}Si , ^{40}Ca) распределений Ферми, определенных из данных о рассеянии электронов [8]; волновая функция дейтрона типа Хьюлтена; параметризация зависимости от энергии полных pp - и np -сечений, определяющих $\sigma_{NN} = (\sigma_{pp} + \sigma_{np})/2$, из [9]. Среднее отношение $\alpha_{NN} = (\alpha_{pp}\sigma_{pp} + \alpha_{np}\sigma_{np})/(\sigma_{pp} + \sigma_{np})$ мы находим по результатам фазовых анализов нуклон-нуклонного рассеяния [10, 11]; при энергиях дейтронов $E_d = 38; 65; 97; 200$ МэВ величина α_{NN} принимает значения соответственно 0.37; 0.70; 1.04; 1.27.

Результаты вычислений и экспериментальные данные представлены в таблице. Теоретическое полное сечение реакций дейтронов с ядрами получается при добавлении к ядерному сечению (1), (3) относительно малого сечения кулоновского расщепления дейтрона, вычисленного по приближенным формулам из [6]. Результаты расчетов указывают на важность учета процесса дифракционного расщепления дейтрона, который дает заметный вклад в полное сечение реакций: от 6 до 12% для ядер ^{12}C , ^{16}O и от 5 до 9% для ^{28}Si , ^{40}Ca . Этот вклад растет при повышении энергии благодаря увеличению отношения α_{NN} , определяющего вещественную часть эффективного нуклон-ядерного потенциала. Для сравнения укажем, что сечение дифракционного расщепления нейтроноизбыточного ядра ^{11}Be при энергии 40 МэВ/нуклон, вычисленное в рамках той же модели, составляет около 10% от соответствующего полного сечения реакций [1].

Т а б л и ц а

Полные сечения реакций и сечения дифракционного расщепления дейтрона для взаимодействия дейтронов с ядрами ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{40}Ca

| Ядро-мишень | Энергия дейтронов, МэВ | σ_R , мб эксп. | σ_R , мб теор. | σ_d , мб теор. |
|------------------|------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|
| ^{12}C | 38 | 836 ± 24 | 749 | 59 |
| | 65 | 678 ± 15 | 667 | 60 |
| | 97 | 600 ± 17 | 608 | 66 |
| | 200 | | 507 | 59 |
| ^{16}O | 38 | 962 ± 27 | 918 | 58 |
| | 65 | 811 ± 19 | 813 | 61 |
| | 97 | 726 ± 21 | 738 | 67 |
| | 200 | | 590 | 61 |
| ^{28}Si | 38 | 1199 ± 35 | 1226 | 61 |
| | 65 | 1083 ± 21 | 1095 | 65 |
| | 97 | 1023 ± 25 | 1001 | 73 |
| | 200 | | 821 | 69 |
| ^{40}Ca | 38 | 1439 ± 43 | 1465 | 65 |
| | 65 | 1338 ± 28 | 1321 | 69 |
| | 97 | 1260 ± 30 | 1214 | 77 |
| | 200 | | 1001 | 75 |

Теоретические значения σ_R в целом неплохо согласуются с экспериментальными; исключение составляют данные для ядра-мишени ^{12}C при $E_d = 38 \text{ МэВ}$. Поскольку при такой низкой энергии применение микроскопического нуклон-ядерного потенциала теории Глаубера–Ситенко строго говоря не оправдано, в дальнейшем предполагается провести расчеты с использованием феноменологических потенциалов. Другое необходимое уточнение используемой модели состоит в одновременном учете как неадиабатической, так и неэйкональной поправок [12].

Если к полным сечениям реакций, вычисленным в [5], прибавить полученные нами сечения дифракционного расщепления дейтронов, то суммарные сечения остаются все же заметно меньше величин, вычисленных в приближении свертки, и лучше согласуются с экспериментальными данными. Таким образом, сохраняется в силе вывод работы [5] о том, что использование оптического предела теории Глаубера–Ситенко

(приближения свертки) приводит к завышенным значениям полных сечений реакций для дейтронов, как и для других слабосвязанных ядер-снарядов.

В процессе численных расчетов, требующих пятикратного интегрирования, находились полные сечения реакций, включающие σ_R и не включающие вклад дифракционного расщепления дейтронов σ_T . Оказалось, что полученное в предыдущей работе [12] аналитическое выражение для σ_T позволяет относительно просто находить это сечение с погрешностью порядка или менее 0.5%.

Таким образом, в исследуемой области энергии на нуклон дифракционное расщепление дейтрона дает заметный вклад в полное сечение реакций с легкими ядрами аналогично тому, что имеет место в реакциях под действием других слабосвязанных ядер. Результаты настоящей работы демонстрируют важность корректного учета корреляций нуклонов в дейтроне в расчетах полного сечения реакций, при котором не теряется вклад дифракционного расщепления дейтрона.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] H e n c k e n K. et al. Phys. Rev., **C54**, 3043 (1996).
- [2] J o h n s o n R. Progr. Theor. Phys. Suppl., N 140, 33 (2000).
- [3] A u s e A. et al. Phys. Rev., **C53**, 2919 (1996).
- [4] W a r n e r R. E. Phys. Rev., **C56**, 2694 (1997).
- [5] W a r n e r R. E. et al. Phys. Rev., **C59**, 1215 (1999).
- [6] С и т е н к о А. Г. Теория ядерных реакций. М., Энергоатомиздат, 1983.
- [7] A l - K h a l i l i J. S., T o s t e v i n J. A. Phys. Rev. Lett., **76**, 3903 (1996).
- [8] D e J a g e r C. W. et al. At. Data Nucl. Data Tables, **14**, 479 (1974).
- [9] C h a r a g i S. K., G u p t a S. K. Phys. Rev., **C56**, 1610 (1990).
- [10] R a y L. Phys. Rev., **C20**, 1857 (1979).
- [11] Б о р О., М о т т е л ь с о н Б. Структура атомного ядра. М., Мир, 1971.
- [12] С е р г е е в В. А. Изв. РАН. Сер. физ., **65**, 729 (2001).