

О КУЛОНОВСКОЙ И ЯДЕРНОЙ ДИССОЦИАЦИИ ДЕЙТРОНОВ В ПОЛЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

М. В. Евланов, А. М. Соколов, В. К. Тартаковский, К. О. Теренецкий

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Произведен расчет дифференциального сечения кулоновского расщепления дейтронов, когда нуклоны вылетают под нулевыми углами, и производится сравнение результатов с рассчитанным сечением дифракционного расщепления дейтронов ядрами с учетом кулоновского взаимодействия и соответствующими экспериментами. Одновременный учет кулоновского и ядерного взаимодействий позволяет удовлетворительно описать эксперименты по расщеплению дейтронов в поле ядер для нулевых углов вылета нуклонов.

Введение

Вопрос о расщеплении падающих дейтронов в кулоновском поле атомных ядер был впервые поднят, по-видимому, в работах [1 - 3] еще в конце сороковых годов прошлого века (см. еще [4, 5]). Почти одновременно с этим началось теоретическое изучение и ядерного взаимодействия дейтронов с ядрами, в частности расщепление быстрых дейтронов при столкновении с ядрами [4, 6]. Задача исследования диссоциации быстрых дейтронов и других двухкластерных ядер одновременно в ядерном и кулоновском полях атомных ядер весьма сложна, и ее эффективное решение стало возможно при использовании дифракционного приближения [6 - 8]. Как теоретически, так и экспериментально расщепление дейтронов и других слабосвязанных ядер на разных ядрах мишени продолжали интенсивно изучать и в последние годы [9 - 21].

Особенно подробно исследовался компланарный процесс расщепления дейтронов на ядрах углерода $^{12}C(d, pn)^{12}C$, когда ядра мишени оставались в основном состоянии, а импульсы образующихся протона и нейтрона лежали по разные стороны от направления импульса \vec{k}_d падающего дейтрона. Если углы вылета протона θ_p и нейтрона θ_n были не очень малы, то экспериментальная зависимость дифференциального сечения процесса $d^3\sigma / d\Omega_p d\Omega_n dE_p$ от энергии протона E_p имела при $E_p \approx \frac{1}{2}(E - \varepsilon)$, где E - энергия падающего (нерелятивистского) дейтрона и ε - его энергия связи (при этом относительная энергия двух возникающих нуклонов ε_{pn} весьма мала), широкий максимум, удовлетворительно описываемый моделью Мигдала - Ватсона [22 - 24]. Но если нуклоны вылетали под нулевыми углами ($\theta_p = \theta_n = 0^\circ$), то вместо максимума при $E_p \approx \frac{1}{2}(E - \varepsilon)$ наблюдался глубокий минимум, а по обе стороны от него - два максимума, причем левый максимум (при $E_p < \frac{1}{2}(E - \varepsilon)$) во всех случаях был значительно ниже правого [9 - 11], и при этом модель Мигдала - Ватсона уже не могла описать такую структуру энергетических спектров протонов.

В работе [12] в качестве дейтронных волновых функций брались гауссовские функции. С использованием дифракционного приближения с учетом как ядерного, так и кулоновского взаимодействия дейтронов с ядрами ^{12}C в [12] удалось достаточно хорошо описать эксперименты [9 - 11] для $E = 56$ МэВ и $\theta_p = \theta_n = 0^\circ$ как по положению упомянутых минимумов при $E_p \approx 27$ МэВ и двух соседних максимумов при $E_p \approx 22$ МэВ и $E_p \approx 32$ МэВ, так приблизительно и по высоте максимумов. При этом было показано, что наличие и

© М. В. Евланов, А. М. Соколов, В. К. Тартаковский, К. О. Теренецкий, 2005

положение экстремумов было связано, прежде всего, с кулоновским взаимодействием дейтрона с ядром мишени. Вклад ядерного взаимодействия был сравнительно невелик, но его учет улучшал согласие с экспериментом [9 - 11] особенно по высоте обоих максимумов. Заметим, что согласие с экспериментом при использовании дифракционного приближения заметно лучше, чем при приближенных расчетах по prior- и post-формам метода искаженных волн (МИВ) [12]. (Напомним, что prior- и post-формы являются двумя вариантами этого метода [10 - 12]). Аналогичная картина наблюдается и для других ядер мишени [13 - 16].

Для того чтобы уяснить отдельное влияние кулоновского и ядерного взаимодействий, представляет интерес произвести сначала расчет сечения $d^3\sigma/d\Omega_p d\Omega_n dE_p$ расщепления падающего дейтрона лишь в кулоновском поле ядра по соответствующей формуле, полученной в [2, 3] для произвольной нерелятивистской энергии дейтрона E . Поскольку эта формула достаточно сложна, то ранее в [2, 3] ограничились исследованием процесса (d, pn) только при малых энергиях E (в квазиклассическом приближении), когда кулоновские параметры $n_d = \frac{Ze^2}{v_d}$ и $n_p = \frac{Ze^2}{v_p}$ значительно превосходят единицу. Здесь Z - заряд ядра мишени в единицах заряда протона e , а v_d и v_p - скорости дейтрона и протона; используем систему единиц, где $\hbar = c = 1$. Независимо в [1] с использованием теории возмущений изучался тот же процесс, но при достаточно высоких энергиях E , когда $n_d \ll 1$. В настоящей работе производились также расчеты для таких энергий E , для которых $n_d \sim 1$.

Основные формулы

Вычисление сечения кулоновского расщепления дейтрона в поле ядра производилось по следующей (нерелятивистской) формуле [2 - 5], записанной нами в удобной для расчета форме:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_n dE_p} = \frac{\delta\sqrt{M\varepsilon k_n k_p n_d n_p}}{4\pi^2 v_d \text{sh}(\pi n_d) \text{sh}(\pi n_p)} |I|^2 e^{-\pi(n_d+n_p)}, \quad (1)$$

$$I = \int d\vec{r} e^{i\vec{q}\vec{r}} F(-in_d, 1, i(k_d r - \vec{k}_d \vec{r})) F(-in_p, 1, i(k_p r + \vec{k}_p \vec{r})) = \\ = -i \lim_{\lambda \rightarrow 0} \left[\frac{d}{d\lambda} B_\lambda F(-in_d, -in_p, 1, \xi_\lambda) \right], \quad (2)$$

$$\vec{q} = \vec{k}_d - \vec{k}_p - \vec{k}_n, \quad k_n^2 \approx 2M(E - \varepsilon - E_p), \quad (3)$$

$$B_\lambda = 4\pi \left(q^2 - 2\vec{q}\vec{k}_d - 2\lambda k_d \right)^{in_d} \left(q^2 + 2\vec{q}\vec{k}_p - 2\lambda k_p \right)^{in_p} q^{-2(in_d+in_p+1)}, \quad (4)$$

$$\xi_\lambda = 2 \frac{q^2(k_d k_p + \vec{k}_d \vec{k}_p) - 2(\vec{q}\vec{k}_d + \lambda k_d)(\vec{q}\vec{k}_p - \lambda k_p)}{(q^2 - 2\vec{q}\vec{k}_d - 2\lambda k_d)(q^2 + 2\vec{q}\vec{k}_p - 2\lambda k_p)}, \quad (5)$$

где $\delta \approx \frac{3}{2}$; M - масса нуклона; \vec{k}_p и \vec{k}_n - импульсы улетающих протона и нейтрона; $F(\alpha, \beta, \gamma, z)$ - гипергеометрическая функция; $F(\alpha, \gamma, z)$ - вырожденная (конфлюэнтная) гипергеометрическая функция.

Расчет сечения расщепления дейтрона одновременно и в ядерном, и в кулоновском полях в дифракционном приближении в случае черного (поглощающего) ядра-мишени, когда радиус его R значительно превосходит радиус дейтрона, производился по формуле [12]

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_n dE_p} = & \frac{Mk_p k_n k_d}{2(2\pi)^3} \left| \frac{RJ_1(qR)}{q} \left[\Phi\left(\frac{\bar{q}}{2}, \frac{\bar{k}_p - \bar{k}_n}{2}\right) + \Phi\left(-\frac{\bar{q}}{2}, \frac{\bar{k}_p - \bar{k}_n}{2}\right) \right] - \right. \\ & - \frac{R^2}{2\pi} \int d^{(2)}\bar{g} \Phi\left(\bar{g}, \frac{\bar{k}_p - \bar{k}_n}{2}\right) \cdot \frac{J_1(\bar{g} - \bar{q}/2|R)}{|\bar{g} - \bar{q}/2|} \cdot \frac{J_1(\bar{g} + \bar{q}/2|R)}{|\bar{g} + \bar{q}/2|} + \\ & \left. + \Phi\left(\frac{\bar{q}}{2}, \frac{\bar{k}_p - \bar{k}_n}{2}\right) \cdot \frac{2iRn_d}{q} \int_1^\infty d\zeta J_1(qR\zeta) e^{2in_d \ln \zeta} \right|^2, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\Phi(\bar{g}, \bar{f}) = \int d\bar{r} e^{i\bar{g}\bar{r}} \varphi_{\bar{f}}^*(\bar{r}) \varphi(\bar{r}), \quad (7)$$

где $\varphi_o(\bar{r})$ и $\varphi_{\bar{f}}(\bar{r})$ - волновые функции дейтрона и несвязанной системы “протон - нейтрон” с относительным импульсом $\bar{f} = \frac{\bar{k}_p - \bar{k}_n}{2}$. Они образуют полную систему ортогональных функций.

Как показывают численные расчеты, ядерная дифракция не вносит определяющего вклада в сечение (6), поэтому еще для сравнения рассчитывалось также приближенное сечение, получаемое из (6) при сохранении в (6) лишь последнего слагаемого под знаком модуля, которое содержит кулоновский параметр n_d :

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_n dE_p} \cong & \frac{Mk_p k_n k_d R^2}{4\pi^3 q^2} n_d^2 \left| \int_1^\infty d\zeta J_1(qR\zeta) \zeta^{2in_d} \right|^2 \cdot \left| \Phi\left(\frac{\bar{q}}{2}, \bar{f}\right) \right|^2 = \\ = & \frac{Mk_p k_n k_d}{4\pi^3 q^4} n_d^2 \left(\frac{2}{qR} \right)^{2in_d} \frac{\Gamma(1+in_d)}{\Gamma(1-in_d)} - qR \int_0^1 d\xi \xi^{2in_d} J_1(qR\xi) \left| \Phi\left(\frac{\bar{q}}{2}, \bar{f}\right) \right|^2. \end{aligned} \quad (8)$$

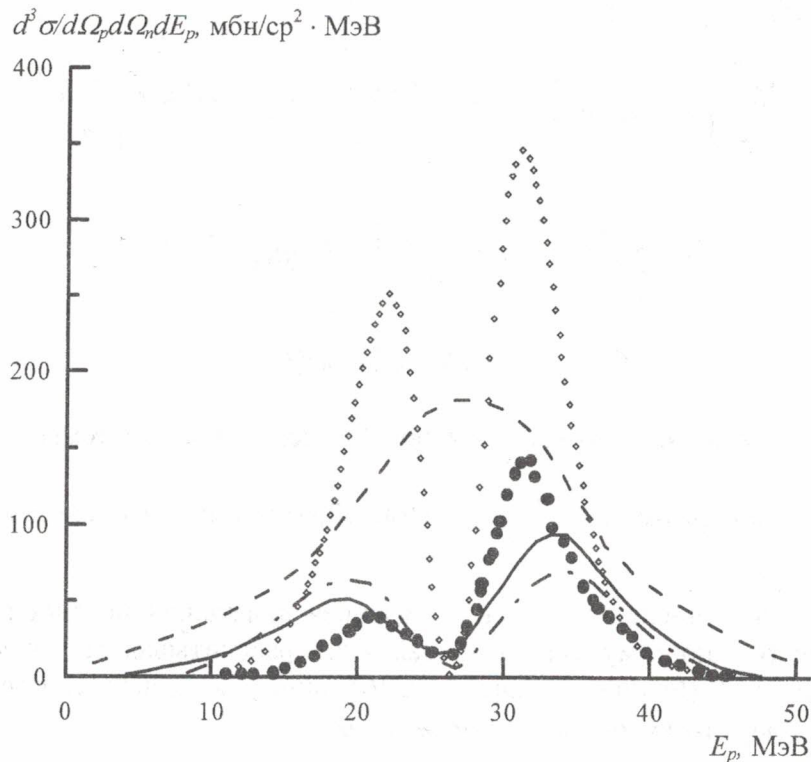
Последний интеграл в (8) в конечных пределах уже более удобен для численных расчетов. Кроме того, из последнего выражения яснее видно [12], почему для $\theta_p = \theta_n = 0^0$ появляется минимум при $E_p \approx \frac{1}{2}(E - \varepsilon)$. Приближенное сечение (8) связано не только с кулоновским взаимодействием, но и с интерференцией последнего с ядерным взаимодействием, которую в рамках дифракционного приближения в общем случае отделить явно не удастся.

При получении в [2] формулы (1) существенно использовался явный вид сингулярной при $r=0$ волновой функции дейтрона с нулевым радиусом действия ядерных сил между нейтроном и протоном, в то время как формулы для сечения в дифракционном приближении (6) и (8), выраженные через формфактор неупругого столкновения (7), можно рассчитывать для произвольной дейтронной волновой функции.

Результаты расчетов и обсуждение

На рисунке для процесса $^{12}C(d, pn)^{12}C$ представлены результаты наших расчетов при $E = 56$ МэВ и $\theta_p = \theta_n = 0^0$ зависимостей от E_p сечения кулоновского расщепления (1)

(пунктирная кривая), сечения (6) с учетом кулоновского и ядерного взаимодействий (сплошная кривая) и сечения (8) в виде штрихпунктирной кривой (в пренебрежении чисто ядерной дифракцией) для гауссовских дейтронных волновых функций и для сравнения – результаты расчетов сечения по модели Мигдала - Ватсона [9 - 11, 22 - 24] в виде штриховой кривой. Экспериментальные точки взяты из работ [9 - 11].



Сравнение расчетов энергетических спектров протонов из реакции (d, pn) на ядре ^{12}C при энергии дейтронов 56 МэВ и $\theta_p = \theta_n = 0^\circ$ с экспериментальными данными (\bullet), взятыми из работ [10, 11].

Заметим, что произведенный нами расчет сечения (8) с той же дейтронной волновой функцией, которая использовалась в формулах (1) - (5) и при построении пунктирной кривой, приводит к кривой, очень близкой к пунктирной, но с несколько уменьшенными (на 7 - 10 %) значениями сечения в обоих максимумах.

Видно, что эксперименты [9 - 11] удовлетворительно описываются с использованием дифракционного приближения с учетом и ядерного, и кулоновского взаимодействий [12] как по форме распределения по E_p , так и по величине сечения (сплошная кривая). Настоящий расчет сечения (1) подтвердил появление в [12] глубокого минимума при $E_p \approx \frac{1}{2}(E - \varepsilon)$ и двух соседних максимумов в распределении, но высота максимумов сечения (1) оказалась более чем в три раза завышенной по сравнению с соответствующими максимумами сечения (6) и с экспериментальными максимумами [9 - 11]. Здесь сказалось сильное влияние выбора волновой функции дейтрона на величину сечения в максимумах. Заметим в связи с этим, что оба максимума кривой, рассчитанной в дифракционном приближении при использовании волновой функции дейтрона с нулевым радиусом действия np -сил, близки по величине к соответствующим максимумам пунктирной кривой, как и можно было ожидать, так как при малых значениях q в области обоих максимумов зависимость от радиуса ядра R в (8) весьма слабая (практически выпадает), и сечение (8) зависит в основном лишь от кулоновского взаимодействия, приближаясь по величине при малых q к сечению (1).

Правый максимум пунктирной кривой всего лишь в полтора раза выше левого, в то время как отношение значений экспериментальных максимумов равно почти трем. Учет ядерного взаимодействия наряду с кулоновским улучшает согласие с опытом для отношения значений сечений в этих максимумах.

Подобный характер зависимости сечения (1) от E_p при $\theta_p = \theta_n = 0^\circ$, как показывают расчеты, наблюдается в широком интервале энергий E падающих дейтронов. В таблице приведены рассчитанные значения сечения (1) в обоих максимумах и минимумах (мб/МэВ · ср²) для каждой из энергий $E = 10, 30, 56, 70$ и 90 МэВ, а также положения экстремумов, определяемые значениями E_p для каждой указанной энергии дейтрона E . Видно, что с ростом E значения сечения (1) в максимумах монотонно (почти линейно с E) возрастают. Во всех минимумах, положение которых определяется значениями $E_p \approx \frac{1}{2}(E - \varepsilon)$, сечения близки к нулю.

Значения сечения (1) в экстремумах

Е, МэВ	Е _р , МэВ	Левый максимум	Минимум	Правый максимум
10	2,20	1,88		
	3,38		$3,30 \cdot 10^{-3}$	
	5,28			11,845
30	10,15	66,89		
	13,34		$2,94 \cdot 10^{-4}$	
	16,89			116,03
56	21,66	240,70		
	26,35		$1,81 \cdot 10^{-2}$	
	33,25			331,68
70	27,99	362,50		
	33,34		$4,75 \cdot 10^{-3}$	
	38,88			474,53
90	37,27	564,69		
	43,37		$7,02 \cdot 10^{-2}$	
	49,55			705,54

Заметим, что через несколько лет после опубликования статьи [12] появилась работа [16], где таким же образом, как и в [12], объясняется наличие (вследствие, прежде всего, кулоновского взаимодействия) в сечении минимума при $E_p \approx \frac{1}{2}(E - \varepsilon)$ из-за ортогональности волновых функций системы двух нуклонов в начальном и конечном состояниях, а также и двух соседних максимумов, что подтверждается экспериментально [9 - 11].

В заключение можно отметить, что выполненные нами расчеты сечения кулоновского расщепления дейтронов и расчеты сечения расщепления их одновременно в кулоновском и ядерном полях в дифракционном приближении при различных энергиях, во-первых, подтвердили основные выводы работы [12] и, во-вторых, показали, что для удовлетворительного описания соответствующих экспериментов необходимо учитывать влияние ядерного взаимодействия, что в ранних работах [1, 2] еще не проводилось, и сильную зависимость величины сечения от выбора волновой функции дейтрона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dancoff S.M.* Disintegration of the deuteron in flight // *Phys. Rev.* - 1947. - Vol. 72. - P. 1017.
2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* К теории передачи энергии при столкновениях // *ЖЭТФ.* - 1948. - Т. 18. - С. 750.
3. *Baur G., Trautmann D.* The break-up of the deuteron and stripping to unbound states // *Phys. Rep.* - 1976. - Vol. C 25. - P. 293.

4. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. Некоторые вопросы теории ядра. - М. - Л.: Гостехтеориздат, 1950. - 416 с.
5. Ахиезер А.И., Ситенко А.Г., Тартаковский В.К. Электродинамика ядер. - Киев: Наук. думка, 1989. - 432 с.
6. Ситенко А.Г. Теория ядерных реакций. - М.: Энергоатомиздат, 1983. - 352 с.
7. Ахиезер А.И., Ситенко А.Г. О дифракционном рассеянии быстрых дейтронов ядрами // ЖЭТФ. - 1957. - Т. 32. - С. 794.
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 // ЯФ. - 1996. - Т. 59. - С. 679.
9. Okamura H., Sakaguchi A., Hatori S. et al. $^{12}\text{C}(\bar{d}, \bar{d})^{12}\text{C}$ reaction at $E_d = 56$ MeV // RCNP Annual Report 1986. - Osaka University, Japan. - P. 31.
10. Okamura H., Hatori S., Sakai H. et al. (\bar{d}, \bar{d}) reaction on ^{12}C and ^{58}Ni // RCNP Annual Report 1987. - Osaka University, Japan. - P. 46.
11. Okamura H., Sakai H., Matsuoka N. et al. (d, pn) reaction at 0° // RCNP Annual Report 1988. - Osaka University, Japan. - P. 48.
12. Евланов М.В., Соколов А.М., Тартаковский В.К. Описание процесса (d, pn) с вылетом нуклонов под 0° // ЯФ. - 1991. - Т. 53. - С. 953.
13. Okamura H., Hatori S., Matsuoka N. et al. Strong evidence of the Coulomb breakup of the deuteron at 56 MeV // Phys. Lett. - 1994. - Vol. B 325. - P. 308.
14. Samanta C., Kanungo R., Mukherjee S. et al. Coulomb nuclear interference in 56 MeV deuteron breakup at extreme forward angles // Phys. Lett. - 1995. - Vol. B 352. - P. 197.
15. Samanta C., Mukherjee S., Kanungo R. et al. Deuteron breakup at extreme forward angles: Failure of a pure Coulomb dissociation description // Phys. Rev. - 1996. - Vol. C 53. - P. 2287.
16. Okamura H., Ishida S., Sakamoto N. et al. Mechanism of the forward-angle (d, pn) reaction at intermediate energies // Phys. Rev. - 1998. - Vol. C58. - P. 2180.
17. Tostevin J.A., Rugmai S., Johnson R.C. et al. Coulomb breakup of light composite nuclei // Phys. Lett. - 1998. - Vol. B 424. - P. 219.
18. Tostevin J.A., Rugmai S., Johnson R.C. et al. Coulomb dissociation of light nuclei // Phys. Rev. - 1998. - Vol. C 57. - P. 3225.
19. Thompson I.J., Tostevin J.A., Nunes F.M. Multistep Coulomb and nuclear breakup of one nucleon halo nuclei // Nucl. Phys. - 2001. - Vol. A 690. - P. 294.
20. Zadro M. Exact and approximate postform distorted-wave Born approximation amplitudes for the Coulomb breakup of neutron halo nuclei // Phys. Rev. - 2002. - Vol. C 66. - P. 3463.
21. Евланов М.В., Соколов А.М., Тартаковский В.К. О дифракционном расщеплении дейтронов и экзотических ядер ^6He и ^{19}C // ЯФ. - 2003. - Т. 66. - С. 278.
22. Мигдал А.Б. Теория ядерных реакций с образованием медленных частиц // ЖЭТФ. - 1955. - Т. 28. - С. 3.
23. Watson K.M. The effect of final state interactions on reaction cross sections // Phys. Rev. - 1952. - Vol. 88. - P. 1163.
24. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. - М.: Наука, 1989.

ПРО КУЛОНІВСЬКУ ТА ЯДЕРНУ ДИСОЦІАЦІЮ ДЕЙТРОНІВ У ПОЛІ АТОМНИХ ЯДЕР

М. В. Євланов, О. М. Соколов, В. К. Тартаковський, К. О. Теренецький

Зроблено розрахунок диференціального перерізу кулонівського розщеплення дейтронів, коли нуклони вилітають під нульовими кутами, і проводиться порівняння результатів із розрахунком перерізом дифракційного розщеплення дейтронів ядрами з урахуванням кулонівської взаємодії та відповідними експериментами. Одночасне урахування кулонівської та ядерної взаємодій дає змогу задовільно описати експерименти з розщеплення дейтронів у полі ядер для нульових кутів вильоту нуклонів.

**ABOUT THE COULOMB AND NUCLEAR DISSOCIATION OF DEUTERONS
IN THE FIELD OF ATOMIC NUCLEI****M. V. Evlanov, A. M. Sokolov, V. K. Tartakovsky, K. O. Terenetsky**

The calculation of differential cross sections of the Coulomb dissociation of deuterons is performed, when the nucleons emit under zero angles. Comparison between the calculated cross section of deuteron diffraction dissociation with allowance of the Coulomb interaction and corresponding experiments is made. The deuteron dissociation experiments in the field of nuclei under zero angles of nucleon emission are satisfactorily described taking into account the Coulomb and nuclear interactions.

Поступила в редакцию 25.10.04,
после доработки – 19.01.05.