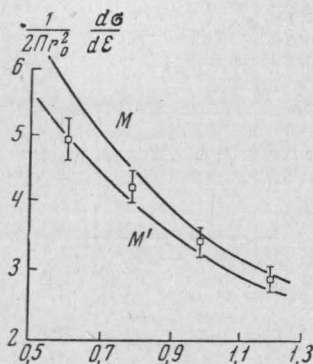


Полученная формула, как видно, при больших энергиях переходит в формулу Мёллера (которая дает хорошее согласие с опытом, например в (3)). На рисунке M показывает результаты, полученные по формуле Мёллера, M' по формуле (12) при $M^2=0$ (если $0 < M^2 \ll 0$, то результаты слишком мало изменяются), квадратиками изображены экспериментальные данные в (4).



В нерелятивистском пределе формула (12) запишется

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2 m^4}{8(p^{02} - m^2)^2} \frac{1}{\left[\frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos \theta} + \frac{M^2}{p^{02} - m^2} \right]^2} \quad (15)$$

Если учитывать, что при рассеянии частиц совершается малое отклонение внутренних импульсов, то получаются конечные выражения, в отличие от формулы Мёллера, при $p^0=m$ или при $\theta=0$.

Автор глубоко благодарен проф. Д. Д. Иваненко и Д. Ф. Курдгелайдзе за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Møller C. Ann. Phys., **14**, 531, 1932.
2. Зыонг Ван Фи. «Изв. вузов», физика, **6**, 71, 1964.
3. Dally E. Phys. Rev., **123**, 138, 1961.
4. Achkin A., Page L., Noodward W. Phys. Rev., **94**, 357, 1954.

Поступила в редакцию
25. 6 1966 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.172.13

Ю. В. МЕЛИКОВ

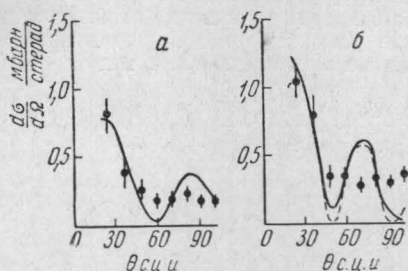
АНАЛИЗ РЕАКЦИЙ (d, α) НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ В РАМКАХ ДИФРАКЦИОННОЙ МОДЕЛИ

Проблема взаимосвязи механизма ядерной реакции и структуры ядра привлекает в последние годы возрастающее внимание исследователей. В частности, обнаружение явления ассоциирования нуклонов в легких ядрах сделало актуальным рассмотрение обменных эффектов в процессах прямого взаимодействия. Так появились указания на существенную роль обменного механизма замещения нуклонных ассоциаций в реакциях на некоторых легких ядрах [1, 2, 3]. В этой связи представляет интерес исследование реакций с участием нуклонных ассоциаций на ряде легких ядер и анализ изменения сечения реакции при переходе от ядра к ядру с точки зрения как обменных, так и одночастичных процессов [4].

В лаборатории ядерных реакций НИИЯФ МГУ проведено изучение реакции (d, α) на ядрах Ir-оболочки: Be^9 , V^{11} , C^{12} , N^{14} и O^{16} [5, 6, 7] под действием дейтронов, ускоренных на циклотроне до энергии около 12,5 Мэв. Полученные экспериментальные результаты указывают на то, что при этих энергиях основную роль играют процессы прямого взаимодействия. Был предпринят также теоретический анализ в рамках оболочечной

модели с промежуточной связью, в борновском приближении с плоскими волнами, причем рассматривались два механизма прямого взаимодействия — замещение α -ассоциации и подхват дейтрона [8]. Сравнение рассчитанных угловых распределений с экспериментальными показало, что степень согласия для обоих механизмов реакции практически одинаковая. Но наблюдаемое при переходе от ядра к ядру изменение абсолютных сечений реакции (d, α), проинтегрированных по углам передней полусферы, в частности, аномально большое сечение реакции на ядре C^{12} по сравнению с соседними ядрами, хорошо объясняет механизм замещения ассоциаций, тогда как механизм под-

Рис. 1. Угловые распределения α -частиц из реакции $B^{11}(\alpha, d)Be^9$. a — основное и b — возбужденное $2,43$ Мэв состояние при $E_d = 12,6$ Мэв. Сплошные кривые отвечают механизму замещения при $r_0 = 6,2 \phi$ (a) и $r_0 = 7,3 \phi$ (b) и механизму подхвата при $r_0 = 4,9 \phi$ (a). Пунктирная кривая отвечает подхвату при $r_0 = 6,0 \phi$ (b)



хвата предсказывает монотонное возрастание сечения при увеличении числа нуклонов в ядре-мишени.

Однако использованный в расчетах метод плоских волн является весьма грубым приближением, так как при средних энергиях влияние искажений волновых

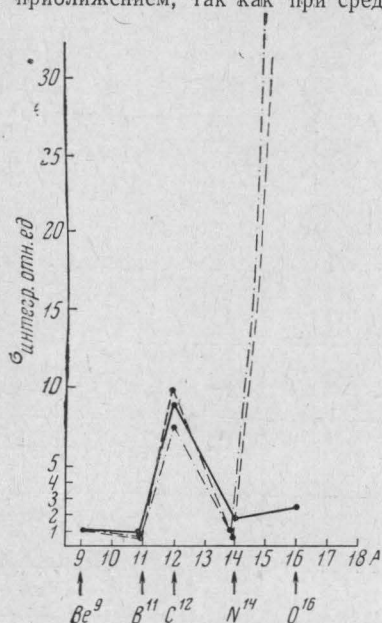


Рис. 2. Относительные сечения реакций (d, α) на некоторых ядрах I_p -оболочки, проинтегрированные по передней полусфере. Сплошная кривая — экспериментальные данные из [5, 6, 7]. Расчет по механизму замещения с плоскими волнами (пунктир) и в дифракционном приближении (штрихпунктир). Все кривые нормированы к единице при $A=9$

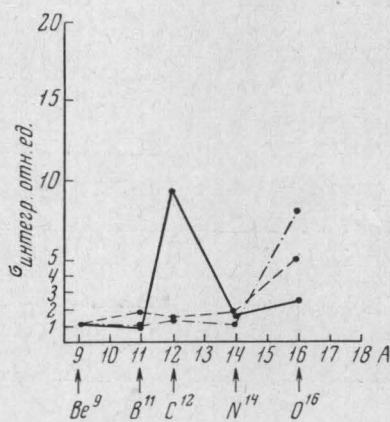


Рис. 3. Относительные сечения реакций (d, α) на некоторых ядрах I_p -оболочки, проинтегрированные по передней полусфере. Сплошная кривая — экспериментальные данные из [5, 6, 7]. Расчет по механизму подхвата с плоскими волнами (пунктир) и в дифракционном приближении (штрихпунктир). Все кривые нормированы к единице при $A=9$

функций участвующих в реакции частиц может оказаться решающим фактором. Для проверки того, что наблюдаемый эффект аномально большого сечения реакции $C^{12}(d, \alpha)B^{10}$ действительно связан с усилением механизма замещения ассоциаций, обусловленным структурными особенностями ядра C^{12} , было решено провести анализ изучаемых реакций в рамках дифракционной модели [9, 10, 11]. Дифракционное при-

ближение является, в известном смысле, другим крайним случаем по сравнению с приближением плоских волн. Использование представлений о ядре, как о черной сфере, приводит к тому, что источником продуктов реакции служит узкая кольцевая область в экваториальном сечении сферы, нормальном направлению падающего пучка частиц. Поэтому эффект искажения в дифракционной модели оказывается завышенным по сравнению с использованием оптического потенциала. Другие исходные предположения такие же, как в [8]: взаимодействие частиц описывается δ -потенциалом, волновые функции берутся согласно схеме промежуточной связи модели оболочек, в механизме замещения учитываются возбужденные состояния остова, приведенные ширины нуклонных ассоциаций рассчитываются методом, изложенным в [12]. Дифференциальное сечение реакции $A(d, \alpha)B$, усредненное по поляризациям участвующих частиц, для механизма замещения имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{k_\alpha}{k_d} \frac{2I_B+1}{2S_{d+1}} \sum_{II} (2l+1)(2I+1) \sum_{\substack{m=-l \\ l+m-\text{чет}}}^l \frac{(l-m)!(l+m)!}{[(l-m)!(l+m)!]^2} \times \\ \times I_{|m|}^2(qr_0) \left| \sum_{\substack{[\lambda_A] L_A S_A \\ [\lambda_A] L_B S_B \\ L_C l_d l_\alpha}} a([\lambda_A] L_A S_A) a([\lambda_B] L_B S_B) \times \right. \\ \left. \times \theta_A^\alpha([\lambda_A] L_A S_A | [\lambda_C] L_C S_C; l_\alpha) \times \right. \\ \left. \times \theta_B^d([\lambda_B] L_B S_B | [\lambda_C] L_C S_C; l_d) R_{l_d}(r_0) R_{l_\alpha}(r_0) \times \right. \\ \left. \times \sqrt{(2L_A+1)(2L_B+1)(2S_B+1)(2l_\alpha+1)} \times \right.$$

$A(d, \alpha)B$	$E_B, \text{ Мэв}$	Замещение	Подхват
$\text{Be}^9(d, \alpha)\text{Li}^7$	0	$J_0^2 + 0,46 J_2^2$	$J_0^2 + 1,3 J_2^2$
	0,48	$J_0^2 + 0,44 J_2^2$	$J_0^2 + 1,2 J_2^2$
	4,63	$J_0^2 + 2,8 J_2^2 + J_4^2$	$J_0^2 + 3,0 J_2^2$
$\text{B}^{11}(d, \alpha)\text{Be}^9$	0	$J_0^2 + J_2^2 + 0,04 J_4^2$	$J_0^2 + 0,53 J_2^2$
	2,43	$J_0^2 + 1,8 J_2^2 + 0,2 J_2^2$	$J_0^2 + 0,13 J_2^2$
$\text{C}^{12}(d, \alpha)\text{Be}^{10}$	0	$J_0^2 + 3,0 J_2^2 + 0,002 J_4^2$	$J_0^2 + 3,0 J_2^2$
	0,72	$J_0^2 + 0,53 J_2^2$	$J_0^2 + 0,49 J_2^2$
$\text{N}^{14}(d, \alpha)\text{C}^{12}$	0	$J_0^2 + 0,8 J_2^2$	$J_0^2 + 1,1 J_2^2$
	4,43	$J_0^2 + 1,3 J_2^2 + 0,0000 J_4^2$	$J_0^2 + 0,24 J_2^2$
$\text{O}^{16}(d, \alpha)\text{N}^{14}$	0	$J_0^2 + 1,8 J_2^2$	$J_0^2 + 1,8 J_2^2$
	3,95	$J_0^2 + 0,02 J_2^2$	$J_0^2 + 0,02 J_2^2$

$$\times \langle l_0 l_\alpha D | \langle l_d 0 \rangle W(l_\alpha L_B L_C; l_d L_A) \left\{ \begin{matrix} S_A S_B S_d \\ L_A L_B l \\ I_A I_B I \end{matrix} \right\}^2$$

Для механизма подхвата получаем следующее выражение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{k_\alpha}{k_d} \frac{2I_B+1}{2S_d+1} \sum_{lI} (2l+1) R_l^2(r_0) \times$$

$$\times \sum_{\substack{m=-l \\ l+m-\text{чет}}}^l \frac{(l-m)!(l+m)!}{[(l-m)!(l+m)!]^2} J_{|m|}^2(qr_0) \left| \sum_{\substack{[\lambda_A] L_A S_A \\ [\lambda_B] L_B S_B}} a([\lambda_A] L_A S_A) \times \right.$$

$$\times a([\lambda_B] L_B S_B) \theta_A^d([\lambda_A] L_A S_A; l=l_d) \times$$

$$\left. \times \sqrt{(2L_A+1)(2S_A+1)} \left\{ \begin{matrix} S_B S_A S_d \\ L_B L_A l \\ I_B I_A I \end{matrix} \right\}^2 \right|$$

Здесь J_m — цилиндрические функции Бесселя, остальные обозначения аналогичны [8]. В таблице приведены выражения, определяющие зависимость дифференциального сечения от угла, рассчитанные согласно этим формулам. В качестве примера, иллюстрирующего степень соответствия теоретических угловых распределений экспериментальным, на рис. 1 показаны угловые распределения для двух групп α -частиц из реакции $B^{11}(d, \alpha)Be^9$. Видно, что оба рассмотренных механизма практически одинаково описывают наблюдающуюся зависимость дифференциальных сечений от угла вылета α -частиц. Для сопоставления сечений реакций на разных ядрах экспериментальные и теоретические сечения интегрировались по углам передней полусферы, где как механизм замещения, так и механизм подхвата дают основной вклад, и суммировались по двум уровням конечного ядра в каждой реакции, имеющим одинаковые схемы Юнга (см. табл. 2 работы [8]). Результаты приведены на рис. 2 и 3. Там же для сравнения изображены результаты расчетов в приближении плоских волн, полученные в [8]. Видно, что учет искажений по дифракционной модели не меняет характера наблюдаемой закономерности: большая величина сечения реакции (d, α) на ядре C^{12} по сравнению с сечением реакции на соседних ядрах находит объяснение только в случае механизма замещения α -ассоциации.

В заключение приношу искреннюю благодарность А. Ф. Тулинову за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Holmgren H. D., Wolicki E. A. Proc. Ruth. Jubil. Int. Conf., Manchester, 1961.
2. Bered P., Neudatehin V. G., Smirnov Yn. E. Nucl Phys., 60, 305, 1964.
3. Балашов В. В., Бояркина А. Н., Тулинов А. Ф. «Изв. АН СССР», сер. физики, 29, 1160, 1965.
4. Балашов В. В. ЖЭТФ, 45, 541, 1963.
5. Долинов В. К., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф. ЖЭТФ, «Письма», 2, вып. 3, 120, 1965.
6. Долинов В. К., Меликов Ю. В. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 2, 116, 1966.
7. Драгунов Ю. Г., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф. «Ядерная физика», 4, 1966.
8. Драгунов Ю. Г., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф. «Ядерная физика» (в печати).
9. Дроздов С. И. ЖЭТФ, 28, 734, 1955.
10. Blair J. S. Phys. Rev., 115, 928, 1959.
11. Dag A. Nucl Phys., 55, 305, 1964.
12. Балашов В. В., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф., Юдин Н. П. ЖЭТФ, 37, 1385, 1959.

Поступила в редакцию
4. 7 1966 г.

НИИЯФ