Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 4—1965

УДК 539.184

Ф. А. ЖИВОПИСЦЕВ

ЭФФЕКТЫ ДВУХЧАСТИЧНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В РЕАКЦИИ СРЫВА

Рассмотрена одна из возможностей построения единой теории срыва для реакций (d, p) и (d, n) на легких ядрах в области низких энергий. Получены формулы для T-матрицы без использования предположений о слабости взаимодействия и механизме ядерной реакции. Показано, что T-матрицу можно представить в виде суммы двух частей, одна из которых имеет резонансный характер и отвечает двухчастичным возбуждениям составного ядра. Получена оценка для ширины двухчастичного возбуждения.

Введение

Теория взаимодействия дейтонов со сложным ядром относится к задаче многих тел. Современным методом решения задачи многих тел является метод квантовых функций Грина [1]. Важное достоинство метода функций Грина состоит в том, что он позволяет рассматривать систему взаимодействующих нуклонов без использования теории возмущения. Это важно для задачи о взаимодействии дейтонов с ядрами в области низких энергий, так как применимость борновского приближения (обычной теории срыва) в указанной области энергий мало оправдана. Наиболее последовательная теория срыва на основе теории возмущений с учетом искажения дейтонной и протонной (нейтронной) волн была развита в работах Тобокмана [2] и Ситенко [3]. Но в настоящее время не существует теории, которая могла бы с единой точки зрения описать реакции (d, p) и (d, n) в области низких энергий с учетом интерференции между прямым процессом и процессом образования составного ядра (особенно для легких ядер).

Из анализа экспериментальных данных [4, 5, 6] в области низких энергий и легких ядер можно сделать следующие выводы:

1. Наблюдается поразительное подобие кривых углового распределения, измеренных при различных значениях энергии, при всех энергиях. Под малыми углами наблюдается хорошо известный пик, связанный с прямым процессом, сопровождаемый структурой дифракционного типа, которая особенно отчетлива в случае $l=0$. Такой характер кривых является типичным для прямых процессов и находится в качественном согласии с теорией возмущенных волн, так же как находится с ней в согласии и систематический сдвиг максимумов и минимумов в сторону меньших углов с увеличением энергии дейтонов.

2. Несмотря на то, что угловые распределения имеют типичную форму для прямых процессов, помимо них существуют важные эффекты, связанные с образованием промежуточного ядра. В угловом распределении в некоторых случаях наблюдается второй максимум около 90° (симметрия относительно $\Theta = 90°$). Этот эффект симметрии характерен для процесса с образованием составного ядра, так же как и неустойчивая форма угловых распределений при росте энергии падающих частиц.

3. Кривые возбуждения обнаруживают отчетливую резонансную структуру. В дифференциальном сечении под любыми избранными углами наблюдаются максимумы и минимумы, которые не могут быть вызваны механизмом прямого взаимодействия, так как он должен давать монотонное изменение дифференциального сечения с энергией. Эти максимумы следует поэтому приписать резонансным эффектам в промежуточном ядре.

4. Наблюдается сильная интерференция между прямым процессом и процессом с образованием составного ядра, что приводит к расхождению в абсолютных величинах наблюдаемых сечений и сечений, вычисленных по теории возмущенных волн, а также к появлению характерных антисимметричных максимумов, антирезонансов и т. д. Особенность — сильные резонансные флуктуации в дифференциальном сечении и сравнительно слабая резонансная структура в полном сечении — типична для интерференционных эффектов с относительно небольшой амплитудой процесса с образованием составного ядра и доминирующей амплитудой прямого процесса.

5. В кривых возбуждения наблюдаются резонансы, ширина которых значительно больше той величины, которую можно было бы ожидать из модели составного ядра Бора: $\Gamma_{\text{экс}} \approx 100-300$ *Кэв.*

6. Для большинства реакций наблюдается отчетливая резонансная структура кривых возбуждения, при этом угловые распределения имеют типичную для прямых процессов форму и слабо зависят от энергии дейтонов. Наиболее ярко указанная ситуация проявляется в реакциях с малыми Q (Q — энергия реакции), когда прямой процесс играет существенную роль. Поистине удивительно, что угловые распределения и величина сечения являются, по-видимому, весьма слабо связанными между собой величинами, и поэтому существующие теории прямых реакций не могут удовлетворительно объяснить эту особенность экспериментальной ситуации.

S-матрица реакции срыва и двухчастичная функция Грина

Для определенности в дальнейшем будем говорить о реакции (d, p), хотя полученные результаты будут применимы и к реакциям (d, n). На основе квантовой формулировки формализма Липмана—Швингера и метода функций Грина для S-матрицы реакции (d, p) легко получим выражение, связывающее ее с двухчастичной функцией Грина [7]:

$$S_{d,p}(E_d) = \lim_{\varepsilon\eta \to 0} \varepsilon\eta \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_1' d\vec{r}_2' \int_{-\infty}^{0} dt' \int_{0}^{\infty} dt \varphi_p^{*(-)}(\vec{r}_1)\, \varphi_n^{*B}(\vec{r}_2) \times$$

$$\times \exp\{iE_{pn}t - \eta t\}\, \varphi_d^{(+)}(\vec{r}_d)\, \varphi_0(\vec{r}) \exp\{-iE_d t' + \varepsilon t'\}\, G(\vec{r}_1 \vec{r}_2 t;\ \vec{r}_1' \vec{r}_2' t'), \quad (1)$$

где $G(\vec{r}_1 \vec{r}_2 t;\ \vec{r}_1' \vec{r}_2' t') = (-i)^2 \langle A | T\{\tilde{\psi}(\vec{r}_1 t)\, \tilde{\psi}(\vec{r}_2 t)\, \tilde{\psi}^+(\vec{r}_1' t')\, \tilde{\psi}^+(\vec{r}_2' t')\} | A\rangle$ — двухчастичная функция Грина, $\tilde{\psi}$, $\tilde{\psi}^+$ — гейзенберговские операторы поглощения и рождения нуклонов; $\varphi_p^{(-)}(\vec{r}_1)$—волновая функция протона с учетом рассеяния на ядре-мишени A; $\varphi_n^B(\vec{r}_2)$ — волновая функция связанного нейтрона в конечном ядре $(A+1)$; $E_{pn}=E_p-S_n+E_A$, E_p — кинетическая энергия испускаемого протона; S_n — энергия связи поглощаемого нейтрона; $\varphi_d^{(+)}(\vec{r}_d)$ — волновая функция движения дейтона как целого в поле ядра-мишени:

$$\left\{\frac{\hbar^2\nabla^2}{2M_d}+V(r_d)-\varepsilon_d\right\}\varphi_d^{(+)}(\vec{r_d})=E_d\varphi_d^{(+)}(\vec{r_d}), \tag{2}$$

$\frac{\vec{r}_1'+\vec{r}_2'}{2}=\vec{r}_d$; $\vec{r}=\vec{r}_1'-\vec{r}_2'$; $E_d=E_{k_d}-\varepsilon_d$, ε_d — энергия связи дейтона; $\varphi_0(r)$ — волновая функция основного состояния дейтона, $|A\rangle$ — вектор состояния ядра-мишени A:

$$H|A\rangle=E_A|A\rangle, \tag{3}$$

H — полный гамильтониан системы.

Формула (1) справедлива при условии, что низко возбужденные состояния конечного ядра $(A+1)$ хорошо описываются как одночастичные уровни согласно модели оболочек. Это предположение является естественным для легких ядер, близких к магическим. Формула (1), устанавливающая связь между S-матрицей и двухчастичной функцией Грина G [2], в которой заключена полная информация о физических свойствах частиц, участвующих в реакции (d, p), получена без использования предположений о слабости взаимодействия и определенном механизме ядерной реакции. Поэтому выражение (1) для S-матрицы описывает с единой точки зрения ядерную реакцию (d, p), происходящую как через стадию образования промежуточного ядра, так и через процесс срыва (прямую реакцию).

Интерференция между прямым процессом и процессом образования составного ядра. Двухчастичные возбуждения

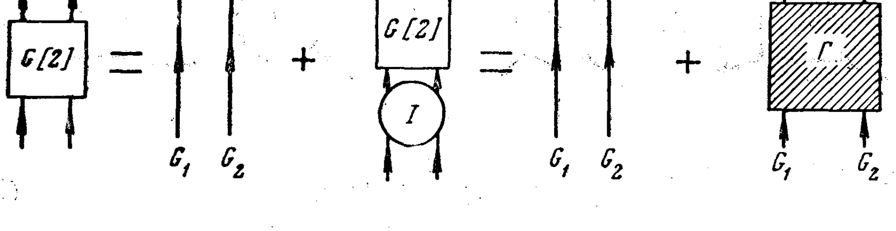
Двухчастичная функция Грина G [2] удовлетворяет известному уравнению Дайсона

$$G[2]=G_1G_2+iG_1G_2IG[2],$$

или

$$G[2]=G_1G_2+iG_1G_2\Gamma G_1G_2, \tag{4}$$

которое графически имеет вид



где I — неприводимый четырехполюсник; G_1, G_2 — одночастичные функции Грина; Γ — вершинная часть.

Используя (1), (4), для T-матрицы, связанной с S-матрицей известным соотношением

$$S = 1 - 2\pi i T, \tag{5}$$

окончательно получим

$$T_{d,p}(E_d) = \langle \varphi_p^{(-)} \varphi_n^B | \Gamma(E_d) K(E_d) G_{\text{II}0}^{-1}(E_d) | \varphi_d^{(+)} \rangle, \tag{6}$$

где $G_{\text{II}0}$ — двухчастичная функция Грина уравнения (2):

$$G_{\text{II}0}^{-1} \cdot G_{\text{II}0} = 1; \tag{7}$$

$$K(E_d) = -\frac{1}{2\pi i} \int G_1(e) G_2(E_d - e)\, de. \tag{8}$$

Мы предполагаем, что одночастичные функции Грина в принципе известны и мы уже получили некоторую информацию о состояниях системы с $A \pm 1$ частицами, поэтому основной интерес для нас представляют состояния, содержащие $A+2$ частицы. Зависимость вершинной части Γ от свойств состояний с $A \pm 1$ частицами можно исключить из рассмотрения, если ограничиться изучением такой вершинной части, у которой значения четырех временных переменных попарно равны. Поскольку эта функция Γ зависит только от одной временной переменной, в формуле (6) для T-матрицы стоит фурье-образ вершинной части $\Gamma(E)$.

В приближении

$$G[2] \approx G_1 G_2 + i G_1 G_2 I G_{\text{II}0} \tag{9}$$

из (1) для $T_{d,p}$-матрицы получим выражение

$$T_{d,p}(E_d) = \langle \varphi_p^{(-)} \varphi_n^B | I | \varphi_d^{(+)} \rangle, \tag{10}$$

которое совпадает с приближением искаженных волн в теории прямых процессов, если положить $I \approx V_{pn}$ (случай слабой связи). Полученное приближение (10) не учитывает возможности процесса (d, p) с образованием промежуточного ядра.

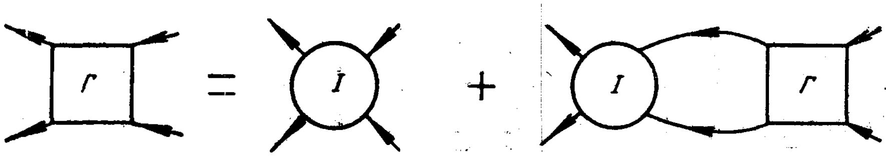
Если пренебречь возможностью расщепления дейтона в поле ядра-мишени, из (6) для $T_{d,p}$ получим

$$T_{d,p}(E_d) = \langle \varphi_p^{(-)} \varphi_n^B | \Gamma(E_d) | \varphi_d^{(+)} \rangle, \tag{11}$$

связывающее T-матрицу с вершинной частью $\Gamma(E)$, определяемой уравнением

$$\Gamma(E) = I + I K(E) \Gamma(E), \tag{12}$$

которое графически имеет вид



Определив оператор H_0 соотношением

$$E - H_0 + i\varepsilon = K^{-1}(E), \tag{13}$$

для $\Gamma(E)$ получим уравнение в операторной форме

$$\Gamma = I + I \frac{1}{E - H_0 + i\varepsilon} \Gamma. \tag{14}$$

Введя операторы P_d и P_c, производящие суммирование по дискретным и непрерывным состояниям гамильтониана H_0 соответственно, уравнение (14) для Г можно представить в виде

$$\Gamma = \Gamma^c + \frac{\Gamma^c P_d \Gamma^c}{E - H_0 - P_d \Gamma^c P_d + i\varepsilon}, \tag{15}$$

где Γ^c удовлетворяет уравнению

$$\Gamma^c = I + I \frac{P_c}{E - H_0 + i\varepsilon} \Gamma^c. \tag{16}$$

Уравнение (16) можно преобразовать к виду [8]

$$\Gamma^c(E) = \Gamma^0(E) + \Gamma^0(E)\left\{\frac{P_c}{E - H_0 + i\varepsilon} - \frac{1}{E - T + i\varepsilon}\right\}\Gamma^c(E), \tag{17}$$

где $\Gamma^0(E) = I + I(E - T + i\varepsilon)^{-1}\Gamma^0(E)$ и является T-матрицей рассеяния свободных нуклонов. В первом приближении при $\rho r_k^3 < 1$

$$\Gamma^c(E) \approx \Gamma^0(E), \tag{18}$$

где ρ — плотность частиц, r_k — радиус потенциала взаимодействия. Из экспериментальных данных по рассеянию свободных нуклонов при низких энергиях T-матрицу приближенно можно считать постоянной в импульсном пространстве, что приводит к приближению псевдопотенциала с нулевым радиусом действия в теории прямых ядерных реакций. Из (15) нетрудно найти для амплитуды реакции F выражение

$$F = F^B + F^c, \tag{19}$$

в котором первое слагаемое

$$F^B = -\frac{M_d}{2\pi\hbar^2}\{\langle\varphi_p^{(-)}\varphi_n^B | \Gamma^c(E_d) | \varphi_d^{(+)}\rangle \tag{20}$$

является амплитудой прямого перехода, а второе слагаемое

$$F^c = -\frac{M_d}{2\pi\hbar^2}\sum_n \frac{\langle\varphi_p^{(-)}\varphi_n^B | \Gamma^c | \chi_n\rangle\langle\chi_n | \Gamma^c | \varphi_d^{(+)}\rangle}{E - E_n + i/2\,\Gamma_n + i\varepsilon}, \tag{21}$$

где

$$E_n - i/2\,\Gamma_n = \langle\chi_n | H_0 + \Gamma^c | \chi_n\rangle,$$

является амплитудой резонансной реакции (вклад от процессов с образованием промежуточного ядра). Из (11) видно, что резонансы в сечении определяются полюсами $\Gamma(E)$, которые соответствуют двухчастичным (коллективным) возбуждениям системы взаимодействующих нуклонов.

Так как мы рассматриваем реакцию (d, p) в области низких энергий, то система сталкивающихся частиц мало чувствительна к форме потенциала взаимодействия, и поэтому неприводимую вершинную часть I заменим эффективным разделяющимся потенциалом, который в пространстве волновых функций гамильтониана H_0 имеет вид:

$$\langle p | I | q\rangle = \lambda V(p) V(q). \tag{22}$$

В этом случае уравнение для Г решается точно

$$\langle p | \Gamma(E) | q\rangle = \frac{\langle p | I | q\rangle}{1 + \Phi(E)}, \tag{23}$$

где

$$\Phi(E) = -\frac{1}{2\pi i}\sum_{(p_1 p_2)=p}\int de\, G(p_1 e)\, G(p_2,\ E-e)\,\langle p_1 p_2 | I | p_1 p_2\rangle.$$

Полюса $\Gamma(E)$ определяются условием

$$1+\Phi(E)=0. \tag{24}$$

Корни уравнения (24) $\overline{E}_n = E_n - i\,\Gamma_n/2$ дают спектр двухчастичных возбуждений системы. В общем случае ширина резонанса определяется выражением [9]:

$$\Gamma_n = 2Q(E)\left|\sum_{q}^{P_d} a_q^n V(q)\right|^2, \tag{25}$$

где коэффициенты a_q^n находятся из системы уравнений:

$$\sum_{q'}^{P_d}\left\{(E_n - E_q)\,\delta_{qq'} - \frac{\langle q | I | q'\rangle}{1-P+iQ}\right\} a_{q'}^n = 0, \tag{26}$$

где

$$P(E) = P\int_{(P_c)} ds\,\frac{\langle s | I | s\rangle}{E-E_s}, \tag{27}$$

$$Q(E) = \pi\int_{(P_c)} ds\,\langle s | I | s\rangle\,\delta(E-E_s).$$

Выражение для Γ_n (25) легко можно переписать в форме Фешбаха [10]:

$$\Gamma_n = \sum_{s}^{P_c} r\,|\langle \chi_n | I | \psi_s^{(+)}\rangle|^2, \tag{28}$$

где сумма берется по всем открытым каналам реакции

$$|\chi_n\rangle = \sum_{p}^{P_d} a_k^n | p\rangle.$$

В предположении, что только одно состояние дискретного спектра H_0 даст вклад в ширину, для Γ_n получим оценку

$$\Gamma_n \approx 2Q(E)\ \overline{\langle n | I | n\rangle} \approx 250\ \textit{Кэв}, \tag{29}$$

так как $\overline{\langle n | I | n\rangle} \approx 1 \div 2$ *Мэв*, $Q(E) \approx 0{,}1$. Оценка для $\langle n | I | n\rangle$ взята из работы [11], а Q легко оценить в приближении плоских волн с учетом принципа Паули. Эти приближенные расчеты удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами [4, 5, 6], правильно предсказывая порядок ширины резонанса в кривой возбуждения. Используя (28), для $T_{d,p}$-матрицы получим выражение

$$T_{d,p}(E_d) = \frac{\langle \varphi_p^{(-)}\varphi_n^B | I | \varphi_d^{(+)}\rangle}{1+\Phi(Ed)} = \frac{T^B}{1+\Phi(Ed)}, \tag{30}$$

из которого следует, что угловые распределения хорошо описываются теорией возмущенных волн, а резонансная структура кривой возбуждения определяется знаменателем $(1+\Phi(E))$. Эта особенность выражения (30) качественно передает специфичность экспериментальной ситуации, отмеченной во введении (пункт 6).

Выводы. В работе сделана попытка объяснения реакций (d, p), (d, n) на легких ядрах в области низких энергий с единой точки зрения. Рассмотрена одна из возможностей получения выражений для T-матрицы без использования предположений о слабости взаимодействия и механизме ядерной реакции.

В заключение выражаю благодарность Ю. М. Широкову за полезные указания и постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Klein A., Prange R. Phys. Rev., **112**, 994, 1008, 1958.
2. Tobocman. Phys. Rev., **94**, 1655, 1954.
3. Ситенко А. Г. «Успехи физических наук», **67**, 377, 1959.
4. Deshpande V. K. Nucl Phys., **47**, 257, 1963; J. P. E. Sellschop. Phys. Rev., **119**, 251, 1960.
5. Bonner J. W., Eisinger J. T., Krans A. A., Marion J. B. Phys. Rev., **101**, 209, 1956; Calvi G., Rubbino A., Zubke D. Nucl. Phys., **38**, 436, 1962.
6. Lisle J. C., Newton J. O., Phillips W. R., Read F. H. Nucl. Phys., **47**, 56, 1963; Stratton T. F., Blair J. M., Famularo K. F., Stuart R. V. Phys. Rev., **98**, 629, 1955.
7. Живописцев Ф. А. «Вести. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 1, 29, 1964.
8. Галицкий В. М. ЖЭТФ, **34**, 151, 1958.
9. Lemmer R. H. Phys. Lett., **4**, 205, 1963.
10. Feshbach H. Ann. of Phys., **19**, 287, 1962.
11. Datson J. F., Walecka J. D. Ann. of Phys., **22**, 133, 1963.

Поступила в редакцию
7. 4 1964 г.

НИИЯФ

*