

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 1 — 1975

УДК 621.38.20.6

Ф. А. ЖИВОПИСЦЕВ

ЭФФЕКТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОСТОВА ЯДРА-МИШЕНИ В ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССАХ РАССЕЯНИЯ

В работе на основе формализма квантовых функций Грина получены выражения для T -матриц с выделением членов, учитывающих эффект возбуждения остова ядра-мишени в процессе ядерного взаимодействия между нуклонами. Показано, что в газовом приближении можно построить итерационную схему последовательного учета частично-дырочных возбуждений остова ядра-мишени в ядерных процессах.

Как показано в работах [1, 2], исследование ядерных реакций (p, p') , $(p, 2p)$, (d, p) и т. п. связано с нахождением двухчастичной функции Грина G [2] (для системы ядро — остов плюс два нуклона):

$$G [2] = (-i)^2 \langle \bar{0} | T \{ \tilde{\psi}(x_1) \tilde{\psi}(x_2) \tilde{\psi}^+(x'_1) \tilde{\psi}^+(x'_2) \} | \bar{0} \rangle,$$

где $\tilde{\psi}(x)$ — гейзенберговские операторы ядерного поля, S -матрица для таких процессов связана с $G[2]$ соотношением [1]:

$$S_{\beta\alpha} = \lim_{\epsilon, \eta \rightarrow 0} \epsilon \eta \int_{-\infty}^0 dx'_0 \int_0^{\infty} dx_0 e^{iE_{\beta}x_0 - \eta x_0} e^{-iE_{\alpha}x'_0 + \epsilon x'_0}, \quad (1)$$

$$\int d^3x_1 d^3x_2 d^3x'_1 d^3x'_2 \varphi_{\beta}^*(x_1, x_2) G_{II}(x_1, x_2; x'_1, x'_2; x_0 - x'_0) \varphi_{\alpha}(x'_1, x'_2),$$

где φ_{α} и φ_{β} — волновые функции входного и выходного каналов, E_{β} и E_{α} — энергии каналов; $|\bar{0}\rangle$ — основное состояние остова ядра-мишени.

Реакция (p, p') : T — матрица для реакции (p, p') выражается через вершинную часть Γ_{II}^{II} [1, 2]:

$$T_{pp'}(\omega) = \langle p^{(+)} p^B | \Gamma_{II}^{II}(\epsilon, \epsilon'; \omega) | p'^{(-)} p'^B \rangle, \quad (2)$$

где Γ_{II}^{II} определяется уравнением [3]

$$\Gamma_{II}^{II}(\omega) = \mathcal{F} + \mathcal{F} G_1 G_1 \Gamma_{II}^{II}(\omega); \quad (3)$$

где G_1 — одночастичная функция Грина, диагональная в представлении собственных функций эффективного одночастичного гамильтониана:

$$G_1^{-1} | p^{(\pm), B} \rangle = 0;$$

\mathcal{F} — неприводимая вершина [3] по каналу $2p$, либо по каналу частица-дырка (p, h) :

$$\mathcal{F}(r) = \mathcal{F}_{ex} + (\mathcal{F}_{in} - \mathcal{F}_{ex}) \frac{n(r)}{n(0)}, \quad (4)$$

$n(r)$ — плотность ядерного вещества;

$$\frac{n(r)}{n(0)} = 1 + \frac{1}{1 + e^{-\alpha'(r-R')}},$$

константы \mathcal{F}_{ex} , α' , R' определяются из опыта наряду с константами, входящими в \mathcal{F}_{in} [3].

Реакция (p, 2p). Для $T_{p,2p}$ -матрицы имеем следующее выражение [1, 2]:

$$T_{p,2p} = \langle p^{(+)} p^B | \Gamma_{11}^{11}(\omega) | p^{(-)} p^{(-)} \rangle. \quad (5)$$

Реакция (d, p). Соответствующее выражение для $T_{d,p}$ -матрицы имеет вид:

$$T_{d,p} = \langle d^{(+)} | \Gamma_{11}^2(\omega) | p^{(-)} n^B \rangle + T_{d,p}^{(0)}(\omega), \quad (6)$$

где

$$T_{d,p}^{(0)}(\omega) = \langle d^{(+)} | \mathcal{F}^{ex} | p^{(-)} n^B \rangle.$$

Уравнение для Γ_{11}^2 можно получить, если записать уравнение для G [2] в следующем виде:

$$G[2] = G^{ex}[2] + G^{ex}[2] \mathcal{F}_{in}^{ex} G[2] = G^{ex}[2] + G^{ex}[2] \mathcal{F}_{in}^{ex} G_1 G_1 + \\ + G^{ex}[2] \mathcal{F}_{in}^{ex} G_1 G_1 \Gamma_{11}^{11} G_1 G_1 = G^{ex}[2] + G^{ex}[2] [\mathcal{F}_{in}^{ex} + \mathcal{F}_{in}^{ex} G_1 G_1 \Gamma_{11}^{11}] G_1 G_1, \quad (7)$$

где

$$G^{ex}[2] = G_1 G_1 + G_1 G_1 \mathcal{F}^{ex} G^{ex}[2],$$

$$\mathcal{F}_{in}^{ex} = (\mathcal{F}_{in} - \mathcal{F}_{ex}) \frac{n(r)}{n(0)}.$$

Из уравнения (7) следует, что вершинная часть Γ_{11}^2 определяется следующим выражением:

$$\Gamma_{11}^2 = \mathcal{F}_{in}^{ex} + \mathcal{F}_{in}^{ex} G_1 G_1 \Gamma_{11}^{11}. \quad (8)$$

Реакция (d, d). T -матрица для реакции (d, d) выражается через вершинную часть Γ_2^2 :

$$T_{d,d} = \langle d^{(+)} | \Gamma_2^2(\omega) | d^{(-)} \rangle, \quad (9)$$

где

$$G^{ex}[2]^{-1} | d^{(\pm)} \rangle = 0.$$

Вершинная часть Γ_2^2 , как видно из (7), удовлетворяет уравнению

$$\Gamma_2^2 = \mathcal{F}_{in}^{ex} + \mathcal{F}_{in}^{ex} G^{ex}[2] \Gamma_2^2. \quad (10)$$

Итак, для нахождения T -матрицы рассмотренных выше реакций необходимо знать Γ_{11}^{11} , Γ_{11}^2 и Γ_2^2 , которые удовлетворяют следующей системе связанных уравнений:

$$\begin{aligned} \Gamma_{11}^{11} &= \text{diagram} = F + F G_1 G_1 \Gamma_{11}^{11}; \\ \Gamma_2^2 &= \text{diagram} = F_{in}^{ex} + F_{in}^{ex} G_{[2]}^{ex} \Gamma_2^2; \\ \Gamma_{11}^2 &= \text{diagram} = F_{in}^{ex} + F_{in}^{ex} G_1 G_1 \Gamma_{11}^{11}; \end{aligned} \quad (11)$$

где $\mathcal{F} = \mathcal{F}^{ex} + \mathcal{F}_{in}^{ex}$.

В общем случае вершинную часть $\Gamma_{11}^{11}(\omega)$ можно представить в виде суммы слагаемых, выделяя члены, связанные с возбуждением более сложных состояний, которые мы предполагаем, сильно комбинируют с исходным состоянием:

$$\begin{aligned} \Gamma_{11}^{11}(\omega) &= \Gamma^{11R} + \text{diagram (2p)} + \text{diagram (3p)} + \\ &+ \text{diagram (2p1h)} + \text{diagram} \dots \end{aligned} \quad (12)$$

(по каналу $2p$).

Оставшаяся часть Γ^R — сумма по всем слабо комбинирующим промежуточным (более сложным) состояниям составной системы. Такое представление позволяет объяснить промежуточную структуру сечений, отвечающую возбуждениям в составной системе сложных состояний типа $(2p)$, $(3p1h)$, $(2p2h)$ и т. п. Так, двухчастичные резонансы $(2p)$, либо ph определяются из решения уравнения

$$(\omega_s - E_\lambda - E_{\lambda'}) \Phi_s(\lambda, \lambda') = \sum_{\lambda_2 \lambda_3} \langle \lambda \lambda' | \mathcal{F} | \lambda_2 \lambda_3 \rangle \Phi_s(\lambda_2, \lambda_3). \quad (13)$$

Вершинная часть Γ_{11}^{11} в этом случае вблизи полюса $\omega = \omega_s$ имеет вид

$$\Gamma_{11}^{11} = \sum_s \frac{g_s(\epsilon) g_s(\epsilon')}{\omega - \omega_s} = \text{diagram (2p)} \quad (14)$$

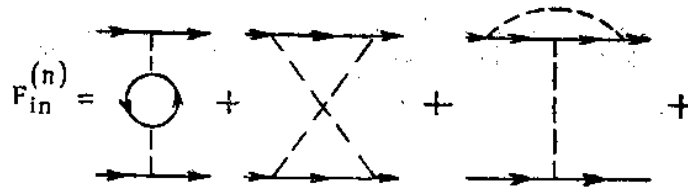
Резонансы в упругом рассеянии дейтрона на ядре определяются уравнением

$$\Gamma_2^2(\omega) = \mathcal{F}_{in}^{ex} G^{ex} [2] \Gamma_2^2(\omega), \quad (15)$$

из которого находятся собственные частоты ω_s (полюса в $\Gamma_2^2(\omega)$). Исследуем вклады от поляризации остова ядра-мишени в S -матрицу для рассмотренных выше ядерных реакций. В вакууме неприводимая двухчастичная вершинная часть определяется единственным графиком:

$$F_{in}^{(0)} = \left. \begin{array}{c} \text{diagram} \\ \text{diagram} \end{array} \right\} \text{сум}$$

В системе взаимодействующих нуклонов блок V (наряду с указанным выше графиком) определяется дополнительной совокупностью графиков взаимодействия [3]:



где $\mathcal{F}_{in}^{(n)}$ учитывает всевозможные частично-дырочные возбуждения остова ядра-мишени. Итак, окончательно имеем для \mathcal{F}_{in} :

$$\mathcal{F}_{in} = \mathcal{F}_{in}^{(0)} + \mathcal{F}_{in}^{(n)}.$$

Следовательно, для \mathcal{F} получим

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}'_{ex} + \mathcal{F}^{(n)}, \quad (16)$$

где

$$\mathcal{F}'_{ex} = \mathcal{F}_{ex} + (\mathcal{F}_{in}^{(0)} - \mathcal{F}_{ex}) \frac{n(r)}{n(0)},$$

$$\mathcal{F}^{(n)} = \mathcal{F}_{in}^{(n)} \frac{n(r)}{n(0)}.$$

Используя (11) и (16), получим для соответствующих вершинных частей Γ выражения для $\mathcal{F}^{(n)}$ и \mathcal{F}'_{ex} :

$$\Gamma_2^2 = \Gamma^{(n)} = \mathcal{F}'^{(n)} + \mathcal{F}'^{(n)} G^{ex} [2] \Gamma^{(n)}, \quad (17)$$

где

$$\mathcal{F}'^{(n)} = (\mathcal{F}_{in}^{(0)} - \mathcal{F}_{ex}) \frac{n(r)}{n(0)} + \mathcal{F}^{(n)};$$

$$\Gamma_{11}^2 = \mathcal{F}'^{(n)} + \mathcal{F}'^{(n)} G_1 G_1 \Gamma_{11}^{11}. \quad (18)$$

Введем амплитуду рассеяния в среднем поле остова ядра-мишени:

$$\Gamma^{(0)} = \text{[diagram: square with diagonal lines]} = F^{ex} + F^{ex} G_1 G_1 \Gamma^{(0)}, \quad (19)$$

а также амплитуду рассеяния с учетом поляризации остова ядра-мишени при взаимодействии.

$$\Gamma_0^{(n)} = \text{[diagram: circle with four external lines]} = F'^{(n)} + F'^{(n)} G_1 G_1 \Gamma_0^{(n)}, \quad (20)$$

Используя (19) и (20), для $\Gamma^{(n)}$ получим

$$\Gamma^{(n)} = \text{[diagram: square]} = \Gamma_0^{(n)} + \Gamma_0^{(n)} G_1 G_1 \Gamma^{(0)} G_1 G_1 \Gamma^{(n)} \quad (21)$$

Из (18) и (21) получим для вершинной части Γ_{11}^2 следующее уравнение:

$$\Gamma_{11}^2 = \Gamma^{(n)} + \Gamma^{(n)} G_1 G_1 \Gamma^{(0)}, \quad (22)$$

или графически:

Аналогичным способом получим для вершинной части Γ_{11}^{11} :

$$= \Gamma^{(0)} + \Gamma_{11}^2 + \Gamma^{(0)} G_1 G_1 \Gamma_{11}^2 \quad (23)$$

В приближении малой плотности [4] (газовое приближение) вершину $\Gamma_0^{(n)}$ можно считать малой и, следовательно, развить теорию возмущения по степеням $\Gamma_0^{(n)}$. В первом приближении для Γ_{11}^2 получим

$$\Gamma_{11}^2 \simeq \Gamma_0^{(n)} + \Gamma_0^{(n)} G_1 G_1 \Gamma^{(0)} + O^2(\Gamma_0^{(n)}). \quad (24)$$

Для T -матрицы реакции (d, p) в приближении малой плотности тогда имеем

$$T_{dp} = \langle p^{(-)nB} | \mathcal{F}^{ex} | d^{(+)} \rangle + \langle p^{(-)nB} | (\Gamma_0^{(n)} + \Gamma_0^{(n)} G_1 G_1 \Gamma^{(0)}) | d^{(+)} \rangle = T_{d,p}^{(0)} + T_{d,p}^{(n)}, \quad (25)$$

где первый член — обычное выражение, описывающее прямую реакцию (d, p) в методе искаженных волн; второй — описывает вклады от поляризации остова ядра-мишени в блок эффективного взаимодействия. Аналогично для реакции (p, p') в приближении малой плотности получим

$$T_{pp'} \simeq \langle p^{(-)pB} | \Gamma^{(0)} + \Gamma_0^{(n)} + \Gamma_0^{(n)} G_1 G_1 \Gamma^{(0)} + \Gamma^{(0)} G_1 G_1 \Gamma_0^{(n)} + \Gamma^{(0)} G_1 G_1 \Gamma_0^{(n)} G_1 G_1 \Gamma^{(0)} | p'^{(+)} p''B \rangle = T_{p,p'}^{(0)} + T_{p,p'}^{(n)}. \quad (26)$$

Для реакции (d, d) получим

$$T_{d,d} = T_{d,d}^{(0)} + \langle d^{(-)} | \Gamma_0^{(n)} + \Gamma_0^{(n)} G_1 G_1 \Gamma^{(0)} G_1 G_1 \Gamma_0^{(n)} | d^{(+)} \rangle = T_{d,d}^{(0)} + \langle d^{(-)} | \bar{\Gamma}_0^{(n)} | d^{(+)} \rangle + O^2(\Gamma_0^{(n)}), \quad (27)$$

где $T_{d,d}^{(0)} = \langle d^{(-)} | d^{(+)} \rangle$ описывает рассеяние дейтрона в среднем поле ядра-мишени.

Полученные формулы (25), (26) и (27) позволяют сделать оценки вкладов в T -матрицу от поляризации остова ядра-мишени в газовом приближении. В пределе малой плотности

$$\mathcal{F}'_{ex} \rightarrow \mathcal{F}_{ex}, \quad \mathcal{F}'^{(n)} \rightarrow \mathcal{F}^{(n)} \rightarrow 0$$

(вершина $\Gamma_0^{(n)} \rightarrow 0$), тогда получим выражения, обычно используемые в методе искаженных волн (борновское приближение):

$$T_{d,d} \rightarrow T_{d,d}^{(0)};$$

$$T_{d,p} \rightarrow T_{d,p}^{(0)} = \langle p^{(-)} n^B | \mathcal{F}^{ex} | d^{(+)} \rangle;$$

$$T_{p,p'} \rightarrow T_{p,p'}^{(0)} = \langle p^{(-)} n^B | \Gamma^{(0)} | p'^{(+)} n'^B \rangle.$$

Итак, поправки на поляризацию остова ядра-мишени в газовом приближении определяются соответствующими членами в Γ , которые выражаются через известные амплитуды взаимодействия \mathcal{F}_{in} и \mathcal{F}^{ex} , используемые в теории конечных ферми-систем:

$$\Gamma_{p,p'}^{(n)} = \Gamma_0^{(n)} + \Gamma_0^{(n)} G_1 G_1 \Gamma^{(0)} + \Gamma^{(0)} G_1 G_1 \Gamma_0^{(n)} + \Gamma^{(0)} G_1 G_1 \Gamma_0^{(n)} G_1 G_1 \Gamma^{(0)} + O^2(\Gamma_0^{(n)});$$

$$\Gamma_{d,d}^{(n)} = \Gamma_0^{(n)} + O^2(\Gamma_0^{(n)});$$

$$\Gamma_{d,p}^{(n)} = \Gamma_0^{(n)} + \Gamma_0^{(n)} G_1 G_1 \Gamma^{(0)} + O^2(\Gamma_0^{(n)}).$$

На основе формализма квантовых функций Грина получены выражения для T -матриц с выделением членов, учитывающих эффекты возбуждения остова ядра-мишени в процессе взаимодействия между нуклонами. Показано, что в газовом приближении можно построить итерационную схему последовательного учета частично-дырочных возбуждений остова ядра-мишени в ядерных процессах. Сравнение с экспериментом позволит определить величину эффекта поляризации остова в прямых реакциях и ответить, насколько ядерный процесс можно считать поверхностным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Живописцев Ф. А. «Ядерная физика», 1, 600, 1965.
2. Живописцев Ф. А. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 4, 13, 1965.
3. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., 1965.
4. Амусья М. Я. ЖЭТФ, 41, 429, 1961; 43, 287, 1962.

Поступила в редакцию
8.12 1972 г.

НИИЯФ