Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 5 — 1975

УДК 539.184

Ф. А. ЖИВОПИСЦЕВ

К МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

В работе получены в формализме функций Грина выражения для оптического потенциала с учетом вкладов от неупругих процессов рассеяния с возбуждением частично-дырочных состояний ядра-мишени. Зависимость оптического потенциала от энергии обусловлена взаимодействием частицы с более сложными состояниями промежуточной системы, которые возбуждаются в прямых процессах.

Из модели оболочек следует, что основная часть взаимодействия нечетной частицы в ядре описывается с помощью одночастичного потенциала. Оптическая модель ядра построена на основе предположения о возможности описания взаимодействия нуклона с ядром комплексным потенциалом взаимодействия, действительная часть которого описывает рассеяние нуклонов, а мнимая — их поглощение.

Переход от задачи об упругом рассеянии в системе многих тел к одночастичной задаче рассматривался в работах [1—3]. Если рассматривать упругие столкновения при энергиях выше порога неупругих переходов, то, как показано в [1], комплексная часть оптического потенциала обусловлена возможностью неупругих столкновений, а также резонансного образования возбужденного комплекса, обладающего сравнительно большим временем жизни. В зависимости от конкретных условий вклад виртуальных неупругих переходов, которые происходят в процессе столкновения, может меняться в широких пределах. В области выше порога неупругих переходов оптический потенциал также нелокален. Лишь приближенно его можно заменить локальным потенциалом, зависящим от энергии. Большие усилия были направлены на определение эмпирического оптического потенциала, с помощью которого можно было бы воспроизвести средние значения столкновений нуклонов с ядрами в области энергий 0—25 МэВ [4]. В последнее время благодаря использованию нелокального потенциала достигнуто большее единообразие при выборе формы и параметров потенциала [5]. Поэтому представляет интерес исследовать вклад от прямых взаимодействий в оптический потенциал. К неупругим столкновениям (в рамках прямых взаимодействий) нуклона с ядром относятся столкновения, в результате которых происходит одночастичное возбуждение ядра, т. е. возбуждаются состояния ядра-мишени типа частица — дырка. Причем одночастичный переход происходит в состоянии сплошного спектра. Возможны и более сложные неупругие столкновения, включая столкновения с перераспределением частиц. В работах [6, 7] проведено микроскопическое определение оптического потенциала с учетом эффектов антисимметризации; в данной работе развивается микроскопическая теория оптического потенциала, обусловленного вкладом от прямых взаимодействий с применением аппарата функций Грина и идей теории Ферми-жидкости.

Рассмотрим упругое рассеяние нуклона на ядре:

$$N + A \to N + A.$$

Воспользовавшись выражением, устанавливающим связь между S-матрицей и соответствующей обобщенной функцией Грина G, для реакции упругого рассеяния получим [8]:

$$S_{qp} = \lim \varepsilon\eta \int\limits_{-\infty}^{0} dt \int\limits_{0}^{\infty} dt' iG_1(\mathbf{q},\ \mathbf{p};\ t - t') \times$$
$$\times \exp(-ie_{\mathrm{p}}t + \varepsilon t) \exp(ie_q t' - \eta t'), \tag{1}$$

где G_1 — одночастичная функция Грина:

$$G_1(\mathbf{q},\ \mathbf{p};\ t - t') = -i\langle A | T\{\Psi_{\mathbf{q}}(t')\Psi_p^+(t)\} | A\rangle,$$

$e_{\mathbf{p}}$ — энергия нуклона в начальном состоянии с импульсом p, $e_{\mathbf{q}}$ — энергия нуклона в конечном состоянии с импульсом $\mathbf{q}$.

Одночастичная функция G_1 удовлетворяет известному уравнению Дайсона [9]:

$$G_1 = G_1^{(0)} + G_1^{(0)} M G_1, \tag{2}$$

где M — массовый оператор, $G_1^{(0)}$ — свободная одночастичная функция Грина. Используя (2), получим после несложных преобразований

$$S_{\mathrm{qp}} = \delta_{\mathrm{qp}} - 2\pi i\delta(e_{\mathrm{p}} - e_{\mathrm{q}})\Sigma(\mathbf{q},\ \mathbf{p};\ e_{\mathrm{p}}), \tag{3}$$

где Σ — некомпактный собственно энергетический оператор, связанный с M уравнением

$$\Sigma = M + MG_1^{(0)}\Sigma. \tag{4}$$

Для T-матрицы, связанной с S-матрицей соотношением

$$S_{\mathrm{qp}} = \delta_{\mathrm{qp}} - 2\pi i\delta(e_{\mathrm{q}} - e_{\mathrm{p}}) T_{\mathrm{qp}}, \tag{5}$$

из (3) получим

$$T_{\mathrm{qp}} = \Sigma(\mathbf{q},\ \mathbf{p};\ e_{\mathrm{p}}). \tag{6}$$

Соотношения (4) и (6) позволяют получить модель комплексного потенциала для упругого рассеяния. Массовый оператор M отождествляется с обычным нелокальным комплексным оптическим потенциалом:

$$V_{\text{опт}}(\mathbf{x},\ \mathbf{x}';\ \varepsilon) = M(\mathbf{x},\ \mathbf{x}';\ \varepsilon) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} e^{i\varepsilon(t-t')} M(\mathbf{x},\ \mathbf{x}';\ t - t')\, d(t - t'), \tag{7}$$

где ε — энергия системы из $(A+1)$ частиц.

С помощью рекуррентных соотношений между функциями Грина [9]:

$$[G_1^{(0)}(1,\ 1')]^{-1} G_1(1,\ 2) = \delta(1 - 2) + iV(1,\ 3) G_2(1,\ 3;\ 2,\ 3+), \tag{8}$$

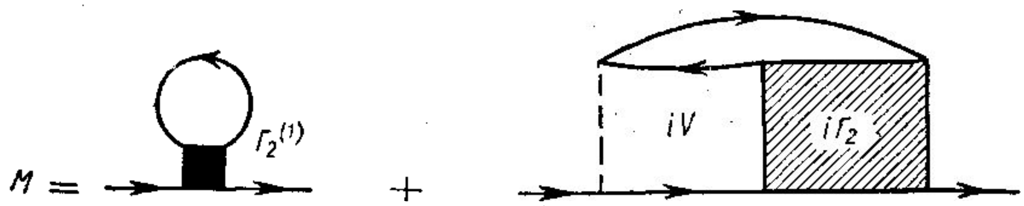
где

$$3^+ \equiv (\mathbf{x}_3,\ t_3 + 0); \quad V(1,\ 3) = V(\mathbf{x}_1,\ \mathbf{x}_3)\,\delta(t_1 - t_3)$$

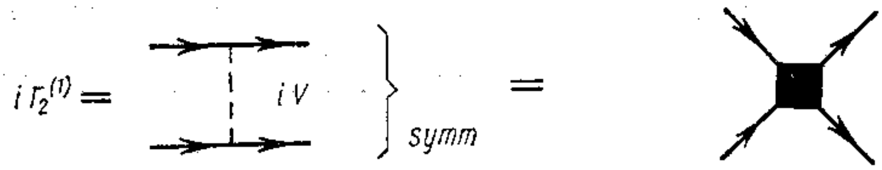
и где по дважды встречающимся индексам производится интегрирование $G_2(1,3;\ 2,3')$ — двухчастичная функция Грина; получается точное выражение для массового оператора M:

$$M(1,\ 1') = iV(1,\ 3)\,G_2(1,\ 3^-;\ 4,\ 3^+)\,[G_1(4,\ 1')]^{-1}. \tag{9}$$

Введением амплитуды рассеяния Γ_2, представляющей сумму всех графиков, начинающихся и кончающихся взаимодействием между нуклонами, для M получается выражение [9]:



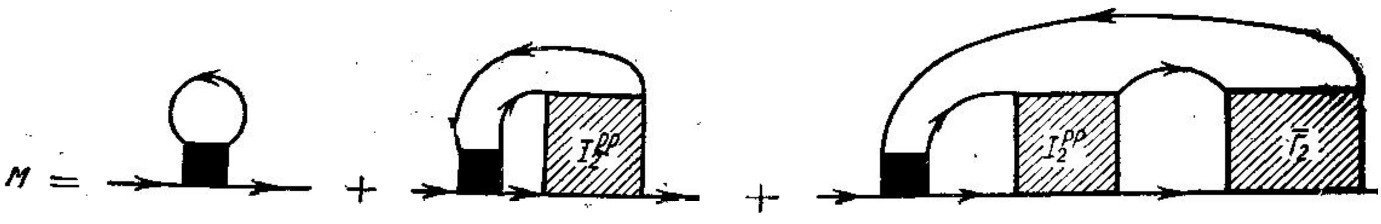
(10)



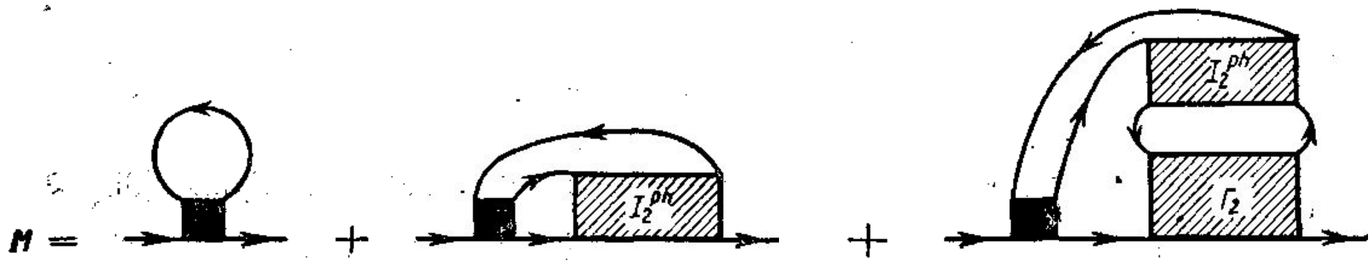
Если выделить блок I_2^{pp}, содержащий в любой момент более двух линий по каналу двух частиц, то для симметризованной амплитуды рассеяния Γ_2 имеем

$$\overline{\Gamma}_2 = I_2^{pp} - \tilde{I}_2^{pp} + I_2^{pp}\,G_1^p G_1^p\,\Gamma_2, \tag{11}$$

где $\tilde{I}_2^{pp}$ означает I_2^{pp} с переставленными выходными концами. Тогда для M уравнение (10) запишется в виде



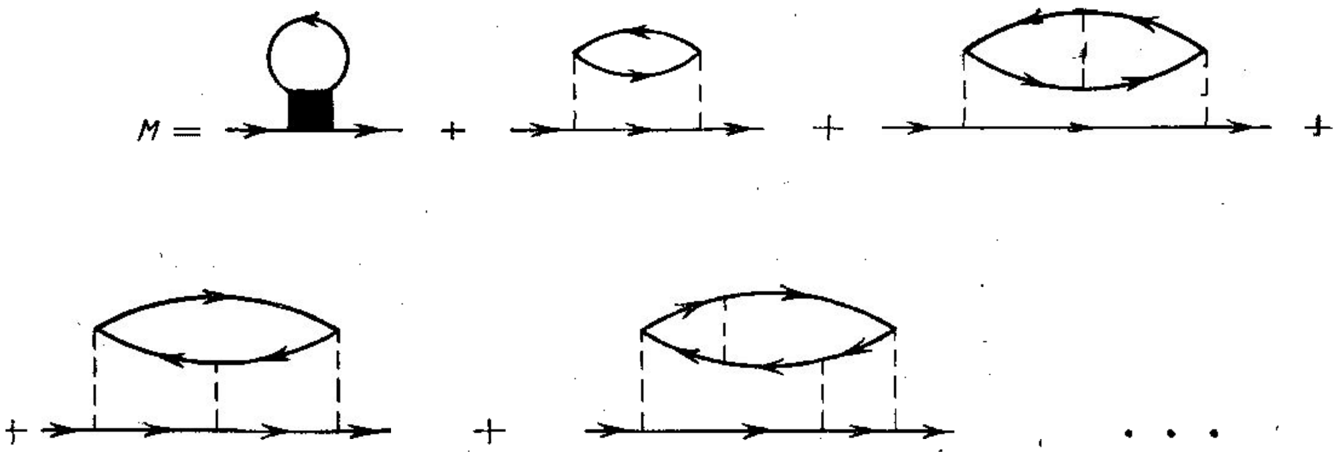
Если из совокупности графиков Γ_2 выделить блок I_2^{ph}, который нельзя разбить на части, соединенные двумя линиями по каналу частица-дырка, то для M получим



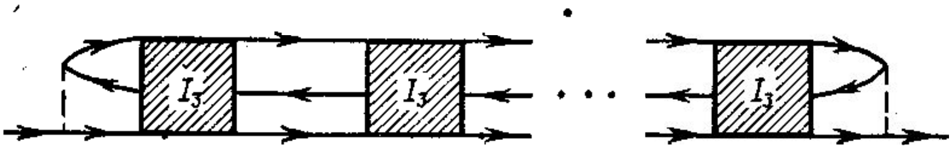
Предположим, что оптический потенциал можно разделить на две части. Одна часть связана с суммированием по «неколлективным» состояниям промежуточного ядра, слабо зависит от энергии и также слабо изменяется от ядра к ядру (M^s). Другая часть (M^Q) определяется спецификой природы коллективных возбуждений для данного ядра-мишени («полюсные» части в M):

$$M = M^s + M^Q.$$

Из (12) и (13) видим, что M определяется совокупностью графиков, не содержащих частей, соединенных одной линией:

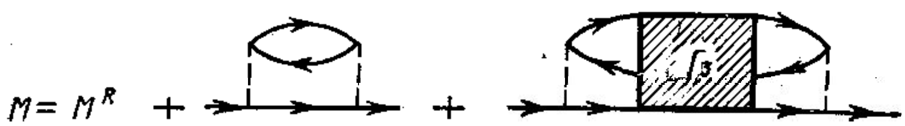


Эту совокупность графиков собственно энергетической части M (исключая первый и второй графики и им аналогичные) можно выразить через неприводимую трехчастичную вершину I_3 (совокупность графиков взаимодействия, которые не могут быть разделены на части, соединенные тремя линиями в канале $2p1h$).



(14)

Итак, для полной совокупности графиков M получим



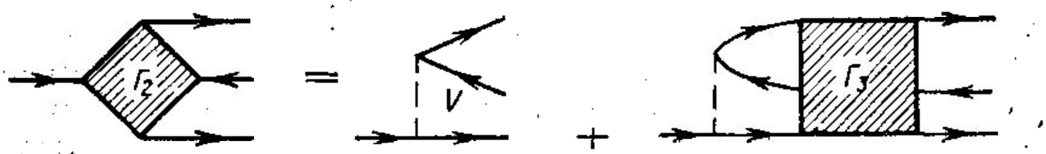
(15)

Γ_3 — трехчастичная приводимая вершина [10] (в канале 2p1h):

$$\Gamma_3 = I_3 + I_3 G_3^{(0)} \Gamma_3, \tag{16}$$

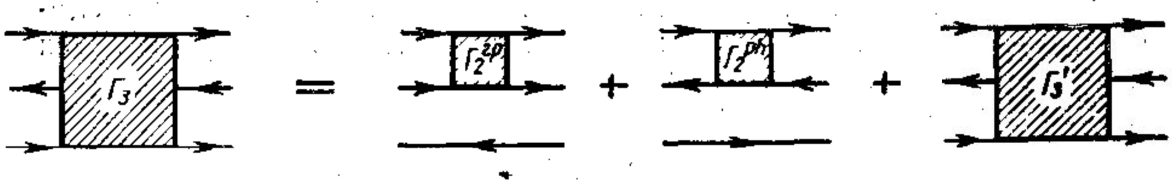
$$G_3^{(0)} = G_1^p G_1^p G_1^h\}_{symm},$$

I_3 — неприводимая вершинная часть (по каналу 2p1h). Из уравнения (10) и (15) получим



(17)

Если для Γ_3 воспользоваться уравнением [11]



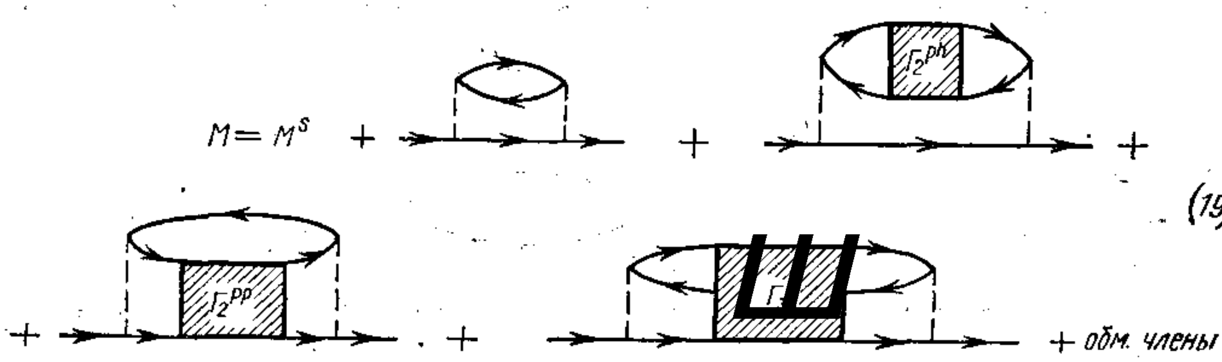
(18)

где

$$\Gamma_2^{pp} = I_2^{pp} + I_2^{pp} G_1^p G_1^p \Gamma_2^{pp};$$

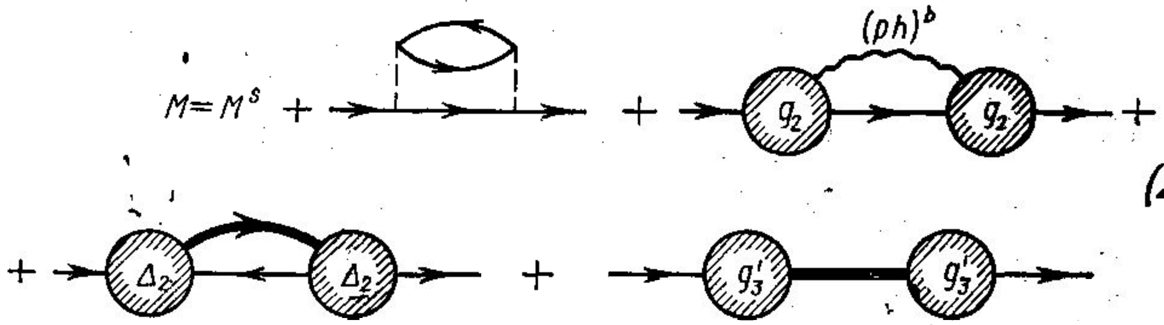
$$\Gamma_2^{ph} = I_2^{ph} + I_2^{ph} G_1^p G_1^h \Gamma_2^{ph};$$

то выражение (15) для M запишется в виде



(19)

Поскольку нас интересуют вычеты в полюсах Γ_2^{ph} и Γ_2^{pp}, соответствующие переходу в коллективные состояния (2^+, 3^-, 1^-) (волнистая линия) или в связанное состояние двух частиц («дейтрон») по каналу $2p$ (жирная сплошная линия со стрелкой), то, выделяя «полюсные» части в M, получим



(20)

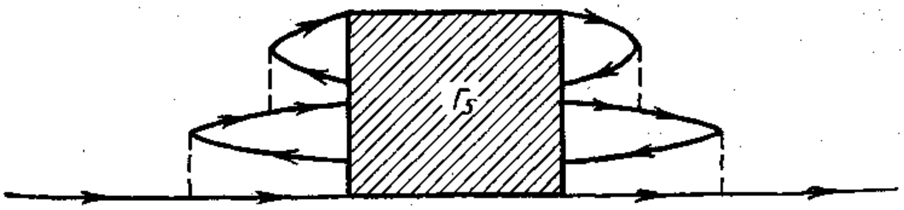
где блок g_2 связан с вычетом вершины Γ_2^{ph} по каналу ph [9]:

$$g_2 = I_2^{ph} G_1 G_1 g_2;$$

блок Δ_2 связан с вычетом вершины Γ_2^{pp} по каналу $2p$:

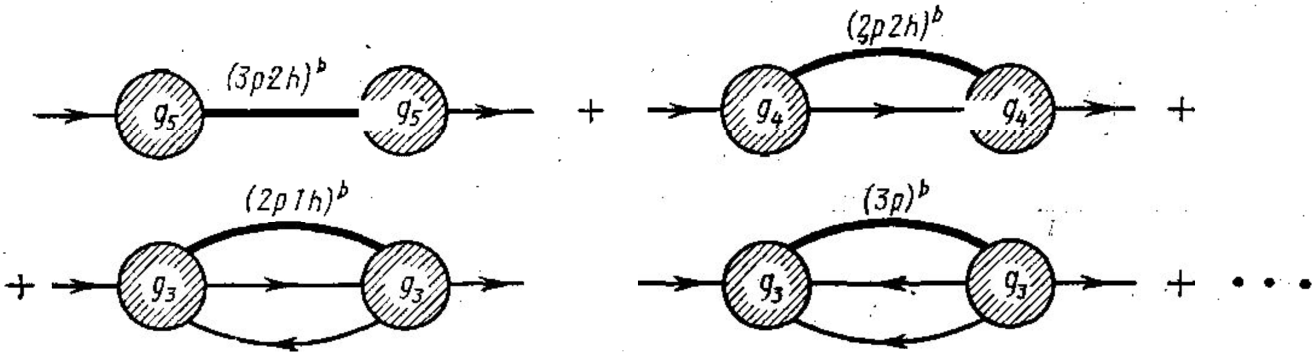
$$\Delta_2 = I_2^{pp} G_1 G_1 \Delta_2,$$

так же предполагаем, что I_2^{ph} и I_2^{pp} не зависят от энергии в соответствующих каналах; блок g_3' связан с вычетом вершины Γ_3' по каналу ($2p1h$) (жирная сплошная линия). Учет вкладов от более сложных возбуждений можно провести аналогичным путем, выделяя соответствующий блок M в виде

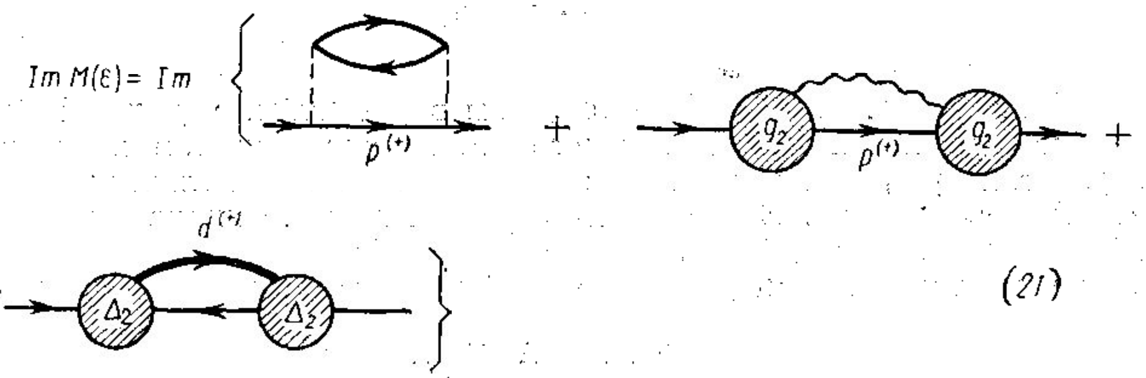


где Γ_5 — приводимая пятичастичная вершина (в канале $3p2h$).

В этом случае возникают дополнительные «полюсные» слагаемые:



Учет тех или иных более сложных возбуждений определяется отбором тех состояний, которые сильно комбинируют с исходным состоянием. Вклад оставшихся членов представляет собой «неполюсную» часть M^s, так как сложные графики дают в M добавку только за счет суммирования по всем промежуточным состояниям. Эта добавка представляет собой плавную функцию энергии (в области малых энергий можно ее считать постоянной) и поэтому может быть включена в перенормировочный множитель. Если исследовать мнимую часть массового оператора M для малых энергий, то ImM, обусловленная вкладом от прямых взаимодействий, будет определяться следующим выражением:



(21)

где частицы и дейтрон в промежуточных состояниях находятся в непрерывном спектре.

Для $ImM(\varepsilon)$, определяемой выражением (21), получим следующие формулы (в представлении собственных функций в эффективной потенциальной яме):

$$
\begin{aligned}
Im\, M_{\lambda\lambda'}(\varepsilon) = Im \Bigg\{ & \sum_{\lambda_3\lambda_4} \int d\lambda_1 \frac{\langle \lambda\lambda_1 | \Gamma_2^{(1)} | \lambda_3\lambda_4 \rangle \langle \lambda_3\lambda_4 | \Gamma_2^{(1)} | \lambda_1\lambda' \rangle}{\varepsilon - \varepsilon_{\lambda_3} + \varepsilon_{\lambda_4} - \varepsilon_{\lambda_1} + i\delta} + \\
& + \sum_{\lambda_1} \int dE_d \frac{\Delta_2(\lambda,\ \lambda_1;\ E_d)\, \Delta_2(\lambda_1,\ \lambda';\ E_d)}{\varepsilon - E_d + \varepsilon_{\lambda_1} + i\delta} + \\
& + \sum_{s} \int d\lambda_1 \frac{g_2(\lambda,\ \lambda_1;\ \omega_s)\, g_2(\lambda_1,\ \lambda';\ \omega_s)}{\varepsilon - \omega_s - \varepsilon_{\lambda_1} + i\delta} \Bigg\}. \qquad (22)
\end{aligned}
$$

Блок Δ_2 удовлетворяет известному уравнению в теории конечных Ферми-систем [9]:

$$\Delta_2 = I_2^{pp} G_1^p G_1^p \Delta_2.$$

Если определить амплитуду $\varphi_d^{(+)}$, удовлетворяющую уравнению

$$\varphi_d^{(+)} = G_1^p G_1^p I_2^{pp} \varphi_d^{(+)},$$

то блок Δ_2 можно выразить через $\varphi_d^{(+)}$:

$$\Delta_2 = I_2^{pp} \varphi_d^{(+)}. \tag{23}$$

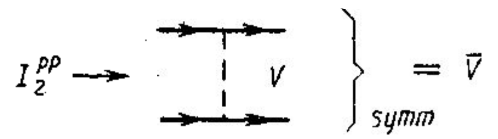
Аналогичное соотношение имеет место для блока g_2:

$$g_2 = I_2^{ph} \mathrm{X}_s, \tag{24}$$

где X_s определяется из уравнения

$$\mathrm{X}_s = G_1^p G_1^p I_2^{ph} \mathrm{X}_s.$$

В газовом приближении дейтрон в непрерывном спектре



получим (в области малых энергий)

$$M_{\lambda\lambda'}(\varepsilon) = M_{\lambda\lambda'}^{(s)}(0) + \sum_{\lambda_1\lambda_3\lambda_4} \frac{\langle \lambda\lambda_1 | \Gamma_2^{(1)} | \lambda_3\lambda_4 \rangle \langle \lambda_3\lambda_4 | \Gamma_2^{(1)} | \lambda_1\lambda' \rangle}{\varepsilon - \varepsilon_{\lambda_3} + \varepsilon_{\lambda_4} - \varepsilon_{\lambda_1} + i\delta} +$$

$$+ \sum_{\substack{d, \lambda_3\lambda_4 \\ \lambda_5\lambda_6\lambda_1}} \frac{\langle \lambda\lambda_1 | I_2^{pp} | \lambda_3\lambda_4 \rangle \varphi_d(\lambda_3\lambda_4, E_d) \langle \lambda_5\lambda_6 | I_2^{pp} | \lambda_1\lambda' \rangle \varphi_d^*(\lambda_5\lambda_6, E_d)}{\varepsilon - E_d + \varepsilon_{\lambda_1} + i\delta} +$$

$$+ \sum_{\substack{s_1\lambda_3\lambda_4 \\ \lambda_4\lambda_6\lambda_1}} \frac{\langle \lambda\lambda_1 | I_2^{ph} | \lambda_3\lambda_4 \rangle \chi_s(\lambda_3\lambda_4, \omega_s) \langle \lambda_5\lambda_6 | I_2^{ph} | \lambda_1\lambda' \rangle \chi_s(\lambda_5\lambda_6, \omega_s)}{\varepsilon - \omega_s - \varepsilon_{\lambda_1} + i\delta}. \tag{25}$$

Итак, в настоящей работе получены в формализме функций Грина точные выражения для оптического потенциала с учетом вкладов от неупругих процессов рассеяния с возбуждением коллективных возбуждений ядра-мишени. Зависимость оптического потенциала от энергии обусловлена взаимодействием частицы с более сложными состояниями промежуточной системы, которые возбуждаются в прямых процессах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Feshbach H. «Ann. of Phys.», 5, 357, 1958.
2. Bloch C. «Nucl. Phys.», 4, 503, 1957.
3. Brown G. E. «Rev. Mod. Phys.», 31, 893, 1959.
4. Feshbach H., Porter C. E., Wisskopf V. F. «Phys. Rev.», 90, 166, 1953; 99, 448, 1954.
5. Perey F., Buck B. «Nucl. Phys.», 32, 353, 1962.
6. Giai N. V., Sa Wicki J., Vinh-Mah N. «Phys. Rev.», 141, 913, 1966.
7. Vinh-Mah N. Theory of nuclear structure, Trieste Lectures, 1969, S. 931.
8. Живописцев Ф. А. «Ядерная физика», 1, вып. 4, 600, 1965.
9. Мигдал А. Б. Теория конечных Ферми-систем и свойства атомных ядер. М., 1965.
10. Weinberg S. «Phys. Rev.», 112, 994—1008, 1958.
11. Klein A., Prange R. «Phys. Rev.», 133, 13232, 1966.

Поступила в редакцию
4.10 1973 г.

НИИЯФ