сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р4-81-195

В.В.Воронов, И.П.Журавлев

ОПИСАНИЕ РЕАКЦИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НУКЛОНОВ В РАМКАХ КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОЙ МОДЕЛИ ЯДРА

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Сечения радиационного захвата быстрых нуклонов обычно рассчитываются в рамках модели прямого-полупрямого (DSD) захвата [1-8]. Эта модель успешно применялась для описания угловых распределений сечений реакций (N,γ) с возбуждением мультипольных гигантских резонансов [4-7]. Однако для успешного описания экспериментальных данных в рамках DSD приходится вводить комплексные формфакторы [8], физический смысл которых неясен. Первые попытки избежать введения комплексных формфакторов предприняты в рамках альтернативной DSD модели чистого резонансного захвата [9,10] (PRM). Обе эти модели в качестве параметров используют интегральные характеристики гигантских резонансов, определяемых из экспериментальных данных, что ограничивает предсказательные возможности моделей.

Гигантские мультипольные резонансы интенсивно исследуются в рамках квазичастично-фононной модели [11] /КФМ/ ядра. Расчеты по КФМ хорошо описывают интегральные характеристики гигантских резонансов [12], при этом они определяются через параметры микроскопического гамильтониана.

В данной работе мы получим выражения для сечений и угловых распределений в реакциях радиационного захвата нуклонов на четно-четных сферических ядрах с возбуждением гигантских мультипольных резонансов в рамках КФМ, используя формализм теории ядерных реакций Фешбаха [13]. Этот формализм использовался в [14] для описания сечений реакций (γ, n) и (γ, p) на легких ядрах. Во всех полученных нами выражениях используется система единиц с $\hbar = c = 1$.

2. СЕЧЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА

При столкновении нуклона с ядром-мишенью в основном состоянии амплитуда радиационного захвата в первом порядке по электромагнитному взаимодействию дается выражением

$$T = e \int A^*_{\mu}(\vec{r}) < f | j^{\mu}(\vec{r}) | \Psi^{(+)}_{\vec{k}_N} > d^3 r, \qquad /1/$$

где $\vec{k}_N$ - импульс входного канала; $A_{\mu}(\vec{r})$ - вектор-потенциал электромагнитного поля; $|f>$ - конечное дискретное состояние ядра; $ej^{\mu}(\vec{r})$ - ядерный оператор электромагнитного тока; $|\Psi^{(+)}_{k_N}>$ - стационарная ядерная волновая функция рассеяния, определяемая из уравнения

$$(E-\hat{H})|\Psi^{(+)}_{\vec{k}_N}> = 0 \qquad /2/$$

с соответствующими граничными условиями. Здесь $\hat{H}$ - полный ядерный гамильтониан системы (A+1) нуклонов; $E = E_{мишени} + \frac{\vec{k}_N^2}{2m}$.

Переходя к сферическим тензорным компонентам j^μ и $|\Psi_{\vec{k}_N}>$, для дифференциального сечения (N,γ)-реакции, усредненного по начальным и просуммированного по поляризациям конечного состояния, в длинноволновом приближении можно получить следующее выражение:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{k}_N,\vec{k}_\gamma) = \frac{m}{4\pi k_N}\sum_L \sum_{\substack{\lambda\ell j\\ \lambda'\ell' j'}} \frac{\omega^{\lambda+\lambda'+1}}{(2\lambda-1)!!(2\lambda'-1)!!}\left[\frac{(\lambda+1)(\lambda'+1)(2j+1)(2j'+1)}{\lambda\lambda'(2\lambda+1)(2\lambda'+1)}\right]^{1/2}\times$$

$$\times\{\mathrm{Re}[<\Psi^{(+)}_{k_N\ell j}||i^\lambda \mathfrak{M}(E\lambda)||f,j_f>^*<\Psi^{(+)}_{k_N\ell' j'}||i^{\lambda'}\mathfrak{M}(E\lambda')||f,j_f>+$$

$$+<\Psi^{(+)}_{k_N\ell j}||i^{\lambda-1}\mathfrak{M}(M\lambda)||f,j_f>^*<\Psi^{(+)}_{k_N\ell' j'}||i^{\lambda'-1}\mathfrak{M}(M\lambda')||f,j_f>]\frac{1+(-)^{\lambda+\lambda'+L}}{2}+$$

$$+2\mathrm{Re}[<\Psi^{(+)}_{k_N\ell j}||i^\lambda \mathfrak{M}(E\lambda)||f,j_f>^*<\Psi^{(+)}_{k_N\ell' j'}||i^{\lambda'-1}\mathfrak{M}(M\lambda')||f,j_f>]\frac{1-(-)^{\lambda+\lambda'+L}}{2}\}\times$$

$$\times\frac{1+(-)^{L+\ell+\ell'}}{2}(-)^{j_f-1/2}(j\tfrac{1}{2}j'-\tfrac{1}{2}|L0)(\lambda 1\lambda'-1|L0)\begin{Bmatrix}\lambda' & \lambda & L\\ j & j' & j_f\end{Bmatrix}P_L(\vec{k}_\gamma\cdot\vec{k}_N/k_\gamma k_N), \qquad /3/$$

здесь m - приведенная масса в нуклонном канале; $\vec{k}_\gamma$ и $\omega=|\vec{k}_\gamma|$ - импульс и энергия испущенного γ-кванта; P_L - полиномы Лежандра; $\mathfrak{M}(E\lambda\mu)$ и $\mathfrak{M}(M\lambda\mu)$ - электрические и магнитные мультипольные операторы /см [15,16] /; $|\Psi^{(+)}_{k_N\ell jm}>$ - компоненты в представлении угловых моментов функции $\Psi^{(+)}_{\vec{k}_N}$,нормированной на один падающий нуклон в единице объема; $\Psi^{(+)}_{k_N\ell jm}$ удовлетворяет уравнению /2/.

Полное сечение (N,γ) -реакции имеет вид

$$\sigma(N,\gamma) = \frac{m}{k_N}\sum_{\lambda\ell j}\omega^{2\lambda+1}\frac{\lambda+1}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2}\times \qquad /4/$$

$$\times\{|<\Psi^{(+)}_{k_N\ell j}||i^\lambda\mathfrak{M}(E\lambda)||f>|^2+|<\Psi^{(+)}_{k_N\ell j}||i^{\lambda-1}\mathfrak{M}(M\lambda)||f>|^2\}.$$

Чтобы найти волновые функции $|\Psi^{(+)}_{k_N\ell jm}>$, воспользуемся формализмом проекционных операторов и теорией входных состояний Фешбаха [13]. Разобьем пространство состояний (A+1) -нуклонной системы на три подпространства, введя проекционные операторы P, d и q, такие, что $P+d+q=1$ и $PHq=qHP=0$. При этом из проекций полного гамильтониана H, то есть PHP, dHd и qHq, только PHP имеет непрерывный спектр. Пространство состояний d отвечает входным состояниям, а пространство состояний q включает состояния более сложной структуры. Тогда формальное решение уравнения Шредингера для искомой волновой функции рассеяния [13]

$$(E-H)|\Psi^{(+)}> = 0, \qquad /5/$$

отвечающее усреднению T-матрицы по состояниям q-пространства с лоренцевской весовой функцией, можно записать в виде

$$|\Psi^{(+)}> = |\psi^{(+)}>+$$

$$+G_P^{(+)}H_{Pd}\frac{1}{E-H_{dd}-H_{dP}G_P^{(+)}H_{Pd}-H_{dq}\frac{1}{E-H_{qq}+iI/2}H_{qd}+iI/2}H_{dP}|\psi^{(+)}> \qquad /6/$$

$$+\frac{1}{E-H_{dd}-H_{dP}G_P^{(+)}H_{Pd}-H_{dq}\frac{1}{E-H_{qq}+iI/2}H_{qd}+iI/2}H_{dP}|\psi^{(+)}>,$$

где $|\psi^{(+)}>$ - решения уравнения $(E-H_{PP})|\psi^{(+)}>=0$; $H_{PP}=PHP$, $H_{Pd}=PHd$, $H_{dq}=dHq$ и т.д.; $G_P^{(+)}=\frac{1}{E-H_{PP}+i0}$ - функция Грина.

Интервал усреднения I выбирается так, чтобы он был много больше среднего расстояния между состояниями q-пространства. Удобно ввести эрмитовы операторы Δ и Γ:

$$\Delta^\uparrow - i/2\Gamma^\uparrow = H_{dP}G_P^{(+)}H_{Pd},$$
$$\Delta^\downarrow - i/2\Gamma^\downarrow = H_{dq}\frac{1}{E-H_{qq}+iI/2}H_{qd}, \qquad /7/$$

а также пропагатор

$$\mathcal{F}^{-1}(E+iI/2) = [E-H_{dd}-(\Delta^\uparrow+\Delta^\downarrow)+\frac{i}{2}(\Gamma^\uparrow+\Gamma^\downarrow+I)]^{-1}.$$

Заметим, что, хотя при возбуждении в реакциях входные состояния лежат в непрерывном спектре полного гамильтониана, применение проекционных операторов позволяет описывать соответствующие им резонансы с помощью пропагатора $\mathcal{F}^{-1}(E+iI/2)$ в d-пространстве, который является дискретной матрицей. Задача нахождения этого пропагатора, т.е. обращения матрицы $\mathcal{F}$, была бы эквивалентна обычной задаче на диагонализацию эффективного гамильтониана:

$$H_{\text{эфф.}} = H_{dd} + \Delta^{\uparrow} + \Delta^{\downarrow} - \frac{i}{2}(\Gamma^{\uparrow} + \Gamma^{\downarrow} + I), \qquad /8/$$

если бы не антиэрмитова часть, которая в силу положительной определенности операторов Γ смещает собственные значения $H_{\text{эфф.}}$ и, следовательно, полюса его резольвенты $\mathcal{F}^{-1}$ в нижнюю полуплоскость E, где они соответствуют входным резонансам рассеяния.

3. ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ РАССЕЯНИЯ НУКЛОНА НА ЧЕТНО-ЧЕТНОМ ЯДРЕ В КФМ

Перейдем к определению проекторов и получим явные выражения для гамильтонианов H_{PP}, H_{Pd}, H_{dd}, H_{dq} в рамках КФМ /11/. Гамильтониан КФМ включает среднее поле в форме потенциала Саксона-Вудса, спаривательные силы, мультипольное и спин-мультипольное изоскалярное и изовекторное взаимодействия. Этот гамильтониан, записанный в терминах операторов рождения и уничтожения квазичастиц $(\alpha^{+}_{jm}, \alpha_{jm})$ и фононов $(Q^{+}_{i}(\lambda\mu), Q_{i}(\lambda\mu))$, имеет вид /11/

$$H = H_0 + H_{qph},$$

$$H_0 = \sum_{jm} \epsilon_j \alpha^{+}_{jm} \alpha_{jm} - \frac{1}{4} \sum_{\tau\lambda\mu} \frac{X^{\tau}(\lambda i) + X^{\tau}(\lambda i')}{\sqrt{\mathcal{Y}^{\tau}(\lambda i)\,\mathcal{Y}^{\tau}(\lambda i')}} Q^{+}_{i}(\lambda\mu) Q_{i'}(\lambda\mu), \qquad /9/$$

$$H_{qph} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{\substack{\tau j_1 j_2 \\ \lambda\mu i}} \frac{f^{\lambda}_{j_1 j_2} V^{(\mp)}_{j_1 j_2}}{\sqrt{\mathcal{Y}^{\tau}(\lambda i)}} \{[Q_i(\lambda -\mu) \pm (-)^{\lambda-\mu} Q^{+}_{i}(\lambda\mu)] \times$$
$$\times [(-)^{j_2 - m_2} \alpha^{+}_{j_1 m_1} \alpha_{j_2 - m_2}]_{\lambda -\mu} + \text{h.c.}\}. \qquad /10/$$

Здесь ϵ_j - одноквазичастичные энергии; $V^{(\mp)}_{j_1 j_2} = u_{j_1} u_{j_2} \mp v_{j_1} v_{j_2}$; $u^{(\pm)}_{j_1 j_2} = u_{j_1} v_{j_2} \pm u_{j_2} v_{j_1}$, где u_j, v_j - коэффициенты преобразования Боголюбова; $f^{\lambda}_{j_1 j_2}$ - одночастичные приведенные матричные элементы мультипольного $(f^{\lambda}(r)\, i^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\theta,\phi))$ или спин-мультипольного $(f^{\lambda-1}(r)\, i^{\lambda-1} \{\vec{\sigma} Y_{\lambda-1}\}_{\lambda\mu})$ оператора. Верхние знаки в /10/ относятся к мультипольным операторам, а нижние - к спин-мультипольным, τ - изотопический индекс, принимающий два значения n и p. Величины $X^{\tau}(\lambda i)$, $\mathcal{Y}^{\tau}(\lambda i)$ находятся из решения уравнений RPA после фиксирования изоскалярных $\kappa^{(\lambda)}_{0}$ и изовекторных $\kappa^{(\lambda)}_{1}$ констант мультипольных и спин-мультипольных сил. Полные выражения для них даны в /11,12/.

Определим d-пространство как пространство состояний $|d\rangle = [\alpha^{+}_{j} Q^{+}_{i}(\lambda)]_{JM}|0\rangle$, где j - совокупность одночастичных индексов $n\ell j$; $|0\rangle$ - волновая функция основного состояния четно-

четного сферического ядра. В качестве q-пространства мы выберем пространство состояний $|q\rangle = [\alpha^{+}_{j}[Q^{+}_{\lambda_1 i_1} Q^{+}_{\lambda_2 i_2}]_I]_{JM}|0\rangle$. P - пространство включает состояния $|p\rangle$ непрерывного спектра потенциала Саксона-Вудса. Мы ограничиваемся рассмотрением одного открытого нуклонного канала. При вычислении матричных элементов, содержащих функцию Грина $G^{(+)}_{P}$, используем для нее координатное представление. После отделения угловых переменных радиальная функция Грина имеет вид /14,17/

$$G_{\ell j}(E + i0, r, r') = \mp i \frac{2m}{k} u_{\ell j}(r)\, u_{\ell j}(r') + \frac{2m}{k} v_{\ell j}(r_{>})\, u_{\ell j}(r_{<}), \qquad /11/$$

где $u_{\ell j}(r)$ и $v_{\ell j}(r)$ - решения уравнения Шредингера с одночастичным потенциалом; $u_{\ell j}$ - регулярное в нуле решение с асимптотикой

$$u_{\ell j}(r) \xrightarrow[r\to\infty]{} \cos(kr - (\ell+1)\frac{\pi}{2} - \gamma \ln 2kr + \sigma_{\ell} + \delta_{\ell});$$

$$v_{\ell j}(r) \xrightarrow[r\to\infty]{} \sin(kr - (\ell+1)\frac{\pi}{2} - \gamma \ln 2kr + \sigma_{\ell} + \delta_{\ell});$$

$r_{<} = \min(r, r')$; $r_{>} = \max(r, r')$; σ_{ℓ} - кулоновские фазы; γ - кулоновские параметры; δ_{ℓ} - ядерные фазы в одночастичном потенциале. Для получения выражения для волновой функции /6/ в КФМ необходимо вычислить матричные элементы $\langle p|G^{(+)}_{P} H_{Pd}|d\rangle$, $\langle p|H_{Pd}|d\rangle$ и $\langle d|\mathcal{F}^{-1}(E + iI/2)|d'\rangle$. При нашем разбиении пространства мы получим

$$\langle d|H_{dd}|d'\rangle = \langle [Q_{\lambda i}\alpha_j]_{JM}|H_0|[\alpha^{+}_{j'} Q^{+}_{\lambda' i'}]_{JM}\rangle =$$

$$= (\epsilon_j + \omega_{\lambda i})\,\delta_{jj'}\,\delta_{\lambda\lambda'}\,\delta_{ii'},$$

$$\langle q|H_{qq}|q'\rangle =$$

$$= \langle [[Q_{\lambda_2 i_2} Q_{\lambda_1 i_1}]_I \alpha_j]_{JM}|H_0|[\alpha^{+}_{j'}[Q^{+}_{\lambda'_1 i'_1} Q^{+}_{\lambda'_2 i'_2}]_{I'}]_{JM}\rangle =$$

$$= (\epsilon_j + \omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2})\,\delta_{jj'}\,\delta_{\lambda_1\lambda'_1}\,\delta_{i_1 i'_1}\,\delta_{i_2 i'_2};$$

$$\langle p|H_{Pq}|q\rangle = \langle p|H_{qph}|q\rangle = 0.$$

Здесь $\omega_{\lambda i}$ - энергии фононов, определяемые из решений уравнений RPA.

$$\langle d|H_{dq}|q\rangle = \langle d|H_{qph}|q\rangle.$$

Таким образом, в рамках КФМ мы ввели разбиение пространства состояний, удовлетворяющее условиям, при которых выведено выражение для волновой функции /6/. Введем обозначение

$$\Gamma(j_1 j_2 \lambda i r) = \left[\frac{2\lambda+1}{(2j_1+1)\,\mathcal{Y}^r(\lambda i)}\right]^{1/2} f^{\lambda}_{j_1 j_2} V_{j_1 j_2}.$$

Тогда матричные элементы оператора $\Delta^{\downarrow}-\frac{i}{2}\Gamma^{\downarrow}$ имеют вид

$$(\Delta^{\downarrow}(z) - \frac{i}{2}\Gamma^{\downarrow}(z))^{Jr}_{j\lambda i,\, j'\lambda' i'} =$$

$$= \frac{1}{2}\Big\{\sum_{j_1\lambda_1 i_1} \frac{\Gamma^2(jj_1\lambda_1 i_1 r)}{z-\epsilon_{j_1}-\omega_{\lambda_1 i_1}-\omega_{\lambda i}}\,\delta_{jj'}\delta_{\lambda\lambda'}\delta_{ii'} + \tag{/12/}$$

$$+(-)^{j+j'+\lambda+\lambda'}\sqrt{(2j+1)(2j'+1)}\sum_{j_1}\begin{Bmatrix}\lambda & j & j'\\ \lambda' & J & j\end{Bmatrix}\frac{\Gamma(jj_1\lambda' i')\Gamma(j'j_1\lambda i)}{Z-\epsilon_{j_1}-\omega_{\lambda i}-\omega_{\lambda' i'}}\Big\},$$

где $Z=E'+\frac{i}{2}I$; E' отличается от E на энергию связи нуклона. Для остальных искомых матричных элементов мы получаем следующие выражения:

$$<p|H_{Pd}|d> = <\psi^{(+)}_{ELJr}||H_{qph}||[a^+_j Q^+_{\lambda i}]_J> =$$

$$=<\psi^{(+)}_{ELJr}||f^\lambda(r)||N\ell jr> N^{Jr}_{j\lambda i},$$

где

$$N^{Jr}_{j\lambda i} = -u_j\sqrt{\frac{(2\lambda+1)}{2\mathcal{Y}^r(\lambda i)(2J+1)}}\begin{cases}<LJ||i^\lambda Y_\lambda||\ell j>\\ <LJ||i^{\lambda-1}\{\vec\sigma Y_{\lambda-1}\}_\lambda||\ell j>.\end{cases}$$

Верхнее выражение в фигурных скобках относится к мультипольным операторам, нижнее – к спин-мультипольным; $<\psi^{(+)}_{ELJr}||f^\lambda(r)||N\ell jr> = \int_0^\infty \phi_{N\ell jr}(r) f^\lambda(r) u_{ELJr}(r)\,dr\times\frac{4\pi}{k}e^{-i(\sigma_L+\delta_L)}$. Здесь $\phi_{N\ell jr}$ – одночастичные волновые функции связанных состояний потенциала Саксона-Вудса. Матричные элементы операторов $\Delta^\uparrow - \frac{i}{2}\Gamma^\uparrow$ даются выражениями

$$(\Delta^\uparrow - \frac{i}{2}\Gamma^\uparrow)^{Jr}_{j\lambda i,\, j'\lambda' i'} = \frac{2m}{k}N^{Jr}_{j\lambda i}N^{Jr}_{j'\lambda' i'}\times$$

$$\times\Big\{\Big[\int_0^\infty\phi_{N\ell jr}(r)f^\lambda(r)v_{ELJr}(r)\,dr\int_0^r\phi_{N'\ell'j'r}(r')f^{\lambda'}(r')u_{ELJr}(r')\,dr' +$$

$$+\int_0^\infty\phi_{N'\ell'j'r}(r)f^{\lambda'}(r)v_{ELJr}(r)\,dr\int_0^r\phi_{N\ell jr}(r')f^\lambda(r')u_{ELJr}(r')\,dr'\Big] - \tag{/13/}$$

$$-\frac{i}{2}\Big[\int_0^\infty\phi_{N\ell jr}(r)f^\lambda(r)u_{ELJr}(r)\,dr\times\int_0^\infty\phi_{N'\ell'j'r}(r)f^{\lambda'}(r)u_{ELJr}(r)\,dr\Big]\Big\}.$$

Волновая функция рассеяния нуклона /6/ в КФМ имеет вид

$$|\Psi^{(+)}_{ELJMr}> = a^+_{ELJMr}|0>\times$$

$$\times\Big\{1-\frac{i}{2}\sum_{j\lambda i,\, j'\lambda' i'}(\mathcal{F}^{-1}(E'+iI/2))^{Jr}_{j\lambda i,\, j'\lambda'i'}\Gamma^{\uparrow Jr}_{j\lambda i,\, j'\lambda'i'}\Big\}+ \tag{/14/}$$

$$+\sum_{j\lambda i,\, j'\lambda'i'}[a^+_jQ^+_{\lambda i}]_{JM}|0>(\mathcal{F}^{-1}(E'+iI/2))^{Jr}_{j\lambda i,\, j'\lambda'i'}N^{Jr}_{j'\lambda'i'}<N'\ell'j'|f^{\lambda'}(r)|ELJr>.$$

В формуле /14/ ради простоты в числителе второго слагаемого мы заменили $G^{(+)}_P$ на $-i\pi\delta(E-H_{PP})$. Если ограничиться рассмотрением переходов в одноквазичастичные состояния $|f> = a^+_{jm}|0>$, тогда легко получить из /14/ выражения для амплитуды электрического $<jm|i^\lambda\mathfrak{M}(E\lambda\mu)|\Psi^{(+)}_{ELJM}>$ и магнитного $<jm|i^{\lambda-1}\mathfrak{M}(M\lambda\mu)|\Psi^{(+)}_{ELJM}>$ переходов. Интересующий нас приведенный матричный элемент $E\lambda$ перехода дается выражением

$$<\Psi^{(+)}_{ELJr}||i^\lambda\mathfrak{M}(E\lambda)||j_f> = u_{j_f}\mathfrak{M}_{Jj_f}(E\lambda)\times \tag{/15/}$$

$$\times\Big\{1+\frac{i}{2}\sum_{j\lambda i,\, j'\lambda'i'}(\mathcal{F}^{-1}(E'-iI/2))^{Jr}_{j\lambda i,\, j'\lambda'i'}\Gamma^{\uparrow Jr}_{j\lambda i,\, j'\lambda'i'}\Big\}+$$

$$+\sum_{j'\lambda'i'i}<\psi^{(+)}_{ELJr}|f^\lambda(r)|j'>N^{Jr}_{j'\lambda'i'}(\mathcal{F}^{-1}(E'-iI/2))^{Jr}_{j'\lambda'i',\, j_f\lambda i}\,M_J(E\lambda i).$$

Здесь $\mathfrak{M}_{Jj_f}(E\lambda)$ – одночастичные матричные элементы оператора электрического перехода мультипольности λ; выражения для них можно найти в [15,16].

$$M_J(E\lambda i) = \sqrt{\frac{2J+1}{2\lambda+1}}\sum_{j_1j_2r}e_r\frac{<j_1|r^\lambda|j_2>f^\lambda_{j_1j_2}(u^{(+)}_{j_1j_2})^2\epsilon_{j_1j_2}}{\sqrt{2\mathcal{Y}^r(\lambda i)}\,(\epsilon^2_{j_1j_2}-\omega^2_{\lambda i})}, \tag{/16/}$$

где e_r – эффективный заряд; $\epsilon_{j_1j_2}$ – энергии двухквазичастичных состояний. Если в качестве $f^\lambda_{j_1j_2}$ использовать $<j_1|r^\lambda|j_2>$, то выражение /16/ с точностью до множителя равно $X^r(\lambda i)$, входящим в гамильтониан /9/. В случае магнитных переходов мы имеем выражения, аналогичные /15/. Подставляя /15/ в /3/ и /4/, можно рассчитать дифференциальные сечения (N,γ)-реакции.

В заключение продемонстрируем, что, используя формализм проекционных операторов, можно получить систему уравнений для нахождения энергий и коэффициентов волновых функций КФМ, когда они имеют вид

$$\Psi_\nu(JM) = C_{J\nu}\{a^+_{JM} + \sum_{j\lambda i}\mathfrak{I}^{\lambda i}_j(J\nu)[a^+_j Q^+_{\lambda i}]_{JM} + \sum_{\substack{\lambda_1 i_1\lambda_2 i_2\\ jI}} F^{\lambda_1 i_1\lambda_2 i_2}_{jI}(J\nu)[a^+_j[Q^+_{\lambda_1 i_1}Q^+_{\lambda_2 i_2}]_I]_{JM}\}|0> . \qquad /17/$$

Переопределим P-пространство как пространство одноквазичастичных дискретных состояний и положим $I=0$, то есть не будем проводить усреднения по состояниям квазичастица плюс два фонона. Тогда $\Gamma^\uparrow = \Gamma^\downarrow = 0$.

Формальное выражение для волновой функции /6/ эквивалентно следующей системе уравнений:

$$(E-H_{PP})\times P|\Psi> = H_{Pd}\times d|\Psi>,$$
$$(E-H_{dd}-H_{dq}\frac{1}{E-H_{qq}}H_{qd})\times d|\Psi> = H_{dP}\times P|\Psi> . \qquad /18/$$

Теперь неэрмитова матрица $\mathcal{F}(E+iI/2)$ переходит в эрмитову: $\mathcal{F}(E) = E-H_{dd}-(\Delta^\downarrow+\Delta^\uparrow)$; $P|\Psi> = C_{J\nu}a^+_{JM}|0>$; $d|\Psi> = C_{J\nu}\mathfrak{I}^{\lambda i}_j(J\nu)[a^+_j Q^+_{\lambda i}]_{JM}|0>$.
Из /18/ мы получаем

$$(E-\epsilon_J)C_{J\nu} = -\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{\lambda ij}\Gamma(Jj\lambda i)\mathfrak{I}^{\lambda i}_j(J\nu)C_{J\nu}, \qquad /19/$$

$$\sum_{\lambda' i' j'}[(E-\epsilon_j-\omega_{\lambda i})\delta_{jj'}\delta_{\lambda\lambda'}\delta_{ii'}-\Delta^\downarrow_{j\lambda i,j'\lambda' i'}]\mathfrak{I}^{\lambda' i'}_{j'}(J\nu)C_{J\nu} = -\frac{1}{\sqrt{2}}\Gamma(Jj\lambda i)C_{J\nu}. \qquad /20/$$

Подставив в /19/ выражение для $\Delta^\downarrow$, даваемое формулой /12/ при $I=0$, и переобозначив $E=\eta_{J\nu}$, находим

$$\epsilon_J-\eta_{J\nu}-\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{\lambda ij}\mathfrak{I}^{\lambda i}_j(J\nu)\Gamma(Jj\lambda i) = 0, \qquad /21/$$

$$\mathfrak{I}^{\lambda i}_j(J\nu)[\epsilon_j+\omega_{\lambda i}-\eta_{J\nu}-\frac{1}{2}\sum_{j'\lambda' i'}\frac{\Gamma^2(jj'\lambda' i')}{\epsilon_{j'}+\omega_{\lambda i}+\omega_{\lambda' i'}-\eta_{J\nu}}] - \qquad /22/$$
$$-\frac{1}{2}\sum_{j_1 j'\lambda' i'}(-)^{j+j'+\lambda+\lambda'}\frac{1}{\sqrt{(2j+1)(2j'+1)}}\begin{Bmatrix}\lambda & j_1 & j'\\ \lambda' & J & j\end{Bmatrix}\frac{\Gamma(jj_1\lambda' i')\Gamma(j'j_1\lambda i)}{\epsilon_{j_1}+\omega_{\lambda i}+\omega_{\lambda' i'}-\eta_{J\nu}}\mathfrak{I}^{\lambda' i'}_{j'}(J\nu) =$$
$$=\frac{1}{\sqrt{2}}\Gamma(Jj\lambda i).$$

Уравнения /21/, /22/ точно совпадают с уравнениями /9/, /10/, выведенными в [18]. Отметим, что уравнение /20/ с учетом /19/ может быть записано в виде, эквивалентном уравнению Шредингера для гамильтониана $H_{эфф}$ /8/, который становится эрмитовым.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы в рамках КФМ получили выражения для сечений (N,γ)-реакций, которые можно использовать в конкретных расчетах. Все необходимые для расчета величины выражаются через параметры гамильтониана КФМ, и нет надобности вводить в расчеты характеристики гигантских резонансов феноменологически, как это делается в DSD и PRM.

Авторы выражают свою благодарность проф. В.Г.Соловьеву за полезное обсуждение затронутых в работе проблем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brown G.E. Nucl.Phys., 1964, 57, p. 339.
2. Clement C.F., Lane A.M., Rook J.A. Nucl.Phys., 1965, 66, p. 273, 293.
3. Cvelbar F., Whetstone S.L. In: Charged-Particle-Induced Radiative Capture, IAEA, Vienna, 1974, p. 271.
4. Dietrich F.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p. 156.
5. Likar A. et al. Nucl.Phys., 1977, A280, p. 49.
6. Saporetti F., Gudiotti R. Nucl.Phys., 1979, A330, p. 53.
7. Lindholm A. et al. Nucl.Phys., 1980, A339, p. 205.
8. Potokar M. Phys.Lett., 1973, 46B, p.346,
9. Dietrich F.S., Kerman A.K. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.114.
10. Likar A., Martincic R. Nucl.Phys., 1980, A350, p. 74.
11. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 580.
12. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1977, A288, p. 376; Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. Nucl.Phys., 1978, A304, p. 87.
13. Feshbach H., Kerman A.K., Lemmer R.H. Ann.Phys., 1967, 41, p. 230.
14. Wang W.L., Shakin C.M. Phys.Rev., 1972, C5, p. 1898.
15. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
16. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1971, т. 1.
17. Ньютон Р. Теория рассеяния волн и частиц. "Мир", М., 1969.
18. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ТМФ, 1974, 19, с. 275.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 марта 1981 года.