СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

Р4 - 5562

В.В.Воронов, В.Г.Соловьев

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДАХ СО СЛОЖНЫХ СОСТОЯНИЙ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1971

P4 - 5562

В.В.Воронов,* В.Г.Соловьев

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДАХ СО СЛОЖНЫХ СОСТОЯНИЙ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

* Московский государственный университет

В работе[1] дано общее выражение волновой функции возбужденного состояния, необходимое для изучения структуры высоколежащих возбужденных состояний. С использованием этих волновых функций в [1] вычислены матричные элементы для альфа- и гамма-переходов с высоковозбужденных состояний на основные, однофононные и двухквазичастичные состояния в четно-четных сферических ядрах. Было показано, что при альфа- и гамма-распадах участвует сравнительно небольшое число компонент волновой функции высоковозбужденного состояния. Поэтому анализ экспериментальных данных по этим переходам может дать сведения о величинах отдельных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний.

В [2] была проиллюстрирована эффективность подхода, в котором используется явный вид волновой функции высоколежащего состояния. Дано качественное объяснение зависимости силовой функции для S-нейтрона от массового числа A без обращения к оптической модели ядра, указаны корреляции между различными процессами и т.д.

Для анализа экспериментальных данных по приведенным вероятностям электромагнитных переходов с высоколежащих состояний (в том числе с нейтронных резонансов) необходимо иметь выражения соответствующих матричных элементов. В данной работе вычислены матричные элементы для $E\lambda$- и $M\lambda$-переходов на основные, двухквазичастичные и однофононные состояния в четных деформированных ядрах и на одноквазичастичные состояния и на состояния квазичастица плюс фонон в нечетных деформированных ядрах.

Приведем выражения для волновых функций, которые можно использовать в описании возбужденных состояний деформированных ядер с энергией (2-3) Мэв и более вплоть до таких энергий, при которых резонансы еще не перекрываются. Волновые функции высоколежащих состояний четно-четных, нечетно-нечетных и нечетных A деформированных ядер запишем в следующем виде: ($K^\pi \neq 0^+$)

$$\Psi_i(K^\pi)=\sum_{\substack{q_1,q_2\\ \sigma_1,\sigma_2}}{}' \sum_{t} b^{i2t}_{K\pi}(q_1\sigma_1,q_2\sigma_2)\,\alpha^+_{q_1\sigma_1}\alpha^+_{q_2\sigma_2}\Psi_0 + \tag{I}$$

$$+\sum_{\substack{q_1,q_2,q_3,q_4\\ \sigma_1,\sigma_2,\sigma_3,\sigma_4}}{}' \sum_{t,t'} b^{i2t2t'}_{K\pi}(q_1\sigma_1,q_2\sigma_2,q_3\sigma_3,q_4\sigma_4)\,\alpha^+_{q_1\sigma_1}\alpha^+_{q_2\sigma_2}\alpha^+_{q_3\sigma_3}\alpha^+_{q_4\sigma_4}\Psi_0+\ldots+$$

$$+\sum_{\substack{q_1,q_2\\ \sigma_1,\sigma_2}}{}' \sum_{t,t',\zeta} b^{i2t\Omega_\zeta(t')}_{K\pi}(q_1\sigma_1,q_2\sigma_2)\,\alpha^+_{q_1\sigma_1}\alpha^+_{q_2\sigma_2}\Omega^+_\zeta(t';q_1,q_2)\Psi_0+\ldots$$

$$\Psi_i(K^\pi)=\sum_{\substack{s_1,r_2\\ \sigma_1,\sigma_2}} b^{inp}_{K\pi}(s_1\sigma_1,r_2\sigma_2)\,\alpha^+_{s_1\sigma_1}\alpha^+_{r_2\sigma_2}\Psi_0 + \tag{2}$$

$$+\sum_{\substack{s_1,r_2,q_3,q_4\\ \sigma_1,\sigma_2,\sigma_3,\sigma_4}}{}' \sum_{t} b^{inp2t}_{K\pi}(s_1\sigma_1,r_2\sigma_2,q_3\sigma_3,q_4\sigma_4)\,\alpha^+_{s_1\sigma_1}\alpha^+_{r_2\sigma_2}\alpha^+_{q_3\sigma_3}\alpha^+_{q_4\sigma_4}\Psi_0+\ldots+$$

$$+\sum_{\substack{s_1,r_2\\ \sigma_1,\sigma_2}} \sum_{t,\zeta} b^{inp\Omega_\zeta(t)}_{K\pi}(s_1\sigma_1,r_2\sigma_2)\,\alpha^+_{s_1\sigma_1}\alpha^+_{r_2\sigma_2}\Omega^+_\zeta(t;q)\Psi_0+\ldots$$

$$\Psi_i(K^\pi)=\sum_{s_1,\sigma_1} b^{in}_{K\pi}(s_1)\,\alpha^+_{s_1\sigma_1}\Psi_0 +$$

$$+\sum_{\substack{s_1,q_2,q_3\\ \sigma_1,\sigma_2,\sigma_3}}{}' \sum_{t} b^{in2t}_{K\pi}(s_1\sigma_1,q_2\sigma_2,q_3\sigma_3)\,\alpha^+_{s_1\sigma_1}\alpha^+_{q_2\sigma_2}\alpha^+_{q_3\sigma_3}\Psi_0+\ldots+$$

$$+\sum_{s_1,\sigma_1} \sum_{t,\zeta} b^{in\Omega_\zeta(t)}_{K\pi}(s_1)\,\alpha^+_{s_1\sigma_1}\Omega^+_\zeta(t;s_1)\Psi_0+\ldots \tag{3}$$

В этих формулах приведены только малоквазичастичные компоненты, кроме них еще имеются многоквазичастичные компоненты. Операторы квазичастиц $\alpha_{q\sigma}$ связаны с операторами частиц $a^+_{q\sigma}$ следующим соотношением:

$$\alpha^+_{q\sigma}=u_q a^+_{q-\sigma}+\sigma v_q a_{q\sigma}, \tag{4}$$

где u_q, v_q – коэффициенты преобразования Боголюбова (см. /3/). Волновые функции (I), (2) и (3) можно записать через операторы $a^+_{q\sigma}$, как это сделано в /1/.

В формулах (1), (2) и (3) коэффициенты $b^{i}_{K\pi}$ определяют вклад соответствующей квазичастичной компоненты, i – номер возбужденного состояния с данным значением K^π. Совокупность квантовых чисел одночастичного состояния обозначена через ($s\sigma$) для нейтронной и через ($r\sigma$) для протонной систем, $\sigma = \pm 1$. Суммирование по q означает, что оно проводится по одночастичным состояниям нейтронной и протонной систем. Индекс $t = n$ указывает на нейтронную, $t = p$ – на протонную системы. Суммирование $\sum'_{\substack{s_1,s_2,s_3\\ \sigma_1,\sigma_2,\sigma_3}}$ означает, что отсутствуют члены $s_1=s_2$, $s_2=s_3$, $s_1=s_3$ и что $E(s_1)<E(s_2)<E(s_3)$. Через Ψ_0 обозначено произведение квазичастичных вакуумов для нейтронной и протонной систем,

т.е.

$$\Psi_0 = \Psi_0^n \Psi_0^p, \quad \Psi_0^n = \prod_s (u_s + v_s a^+_{s+} a^+_{s-}) \Psi_{00}, \tag{5}$$

где $\quad a_{s\sigma} \Psi_{00} = 0.$

В /I/ указано, что произведение вида $\alpha^+_{q+} \alpha^+_{q-}$ в волновых функциях (I), (2) и (3) следует заменить на операторы фононов парных вибраций. Операторы фононов парных вибраций, определенные отдельно для нейтронной и протонной систем, имеют вид

$$\Omega^+_{\zeta}(l; q_2) = \frac{1}{2} \sum_{q \neq q_2} \{ X^{\zeta}(q) A^+(qq) - Y^{\zeta}(q) A(qq) \}, \tag{6}$$

где ζ – номер корня соответствующего секулярного уравнения, q_2 – блокированный уровень, остальные обозначения даны в /4/.

Волновые функции (I), (2) и (3) являются ортонормированными. Например, условие ортонормировки для волновой функции (3) имеет вид:

$$\left(\Psi^*_{i_1}(K^\pi) \Psi_{i_2}(K^\pi) \right) = \delta_{i_1 i_2} = 2 \sum_s b^{*i_1 n}_{K\pi}(s)\, b^{i_2 n}_{K\pi}(s) +$$

$$+ \sum_{\substack{s_1, q_2, q_3 \\ \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3}} \sum_t b^{*i_1 n 2t}_{K\pi}(s_1\sigma_1, q_2\sigma_2, q_3\sigma_3)\, b^{i_2 n 2t}_{K\pi}(s_1\sigma_1, q_2\sigma_2, q_3\sigma_3) + \ldots +$$

$$+ 2 \sum_s \sum_{t, \zeta} b^{*i_1 n \Omega_\zeta(t)}_{K\pi}(s)\, b^{i_2 n \Omega_\zeta(t)}_{K\pi}(s) + \ldots . \tag{7}$$

3. Приведем выражения электрического и магнитного мультипольных операторов и волновые функции конечных состояний.

Операторы $E\lambda$ - и $M\lambda$ - переходов в квазичастичном представлении имеют следующий вид:

$$\mathcal{M}(E\lambda)=\sum_{q,q'}\Big\{\langle q+|\Gamma(E\lambda)|q'+\rangle\Big[v^{(-)}_{qq'}B(qq')+\frac{1}{\sqrt{2}}u^{(+)}_{qq'}\big(A^{+}(qq')+A(qq')\big)\Big]+$$
$$+\langle q+|\Gamma(E\lambda)|q'-\rangle\Big[v^{(-)}_{qq'}\bar{B}(qq')+\frac{1}{\sqrt{2}}u^{(+)}_{qq'}\big(\bar{A}^{+}(qq')+\bar{A}(qq')\big)\Big]\Big\} \tag{8}$$

$$\mathcal{M}(M\lambda)=\sum_{q,q'}\Big\{\langle q+|\Gamma(M\lambda)|q'+\rangle\Big[v^{(+)}_{qq'}\mathcal{B}(qq')+\frac{1}{\sqrt{2}}u^{(-)}_{qq'}\big(\mathfrak{A}^{+}(qq')+\mathfrak{A}(qq')\big)\Big]+$$
$$+\langle q+|\Gamma(M\lambda)|q'-\rangle\Big[v^{(+)}_{qq'}\bar{\mathcal{B}}(qq')-\frac{1}{\sqrt{2}}u^{(-)}_{qq'}\big(\bar{\mathfrak{A}}^{+}(qq')+\bar{\mathfrak{A}}(qq')\big)\Big]\Big\} \tag{9}$$

Здесь $\langle q\sigma|\Gamma(E\lambda)|q'\sigma'\rangle$, $\langle q\sigma|\Gamma(M\lambda)|q'\sigma'\rangle$ - матричные элементы от электрического и магнитного мультиполей. Далее,

$$u^{(\pm)}_{qq'}=u_q v_{q'}\pm u_{q'}v_q\ , \qquad v^{(\pm)}_{qq'}=u_q u_{q'}\pm v_q v_{q'} \tag{10}$$

$$A(qq')=\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{\sigma}\sigma\,\alpha_{q'\sigma}\alpha_{q-\sigma} \qquad \bar{A}(qq')=\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{\sigma}\alpha_{q\sigma}\alpha_{q'\sigma}$$

$$\mathfrak{A}(qq')=\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{\sigma}\alpha_{q'\sigma}\alpha_{q-\sigma} \qquad \bar{\mathfrak{A}}(qq')=\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{\sigma}\sigma\,\alpha_{q\sigma}\alpha_{q'\sigma}$$

$$B(qq')=\sum_{\sigma}\alpha^{+}_{q\sigma}\alpha_{q'\sigma} \qquad \bar{B}(qq')=\sum_{\sigma}\sigma\,\alpha^{+}_{q-\sigma}\alpha_{q'\sigma}$$

$$\mathcal{B}(qq') = \sum_{\sigma} \sigma \alpha^{+}_{q\sigma} \alpha_{q'\sigma} \qquad \bar{\mathcal{B}}(qq') = \sum_{\sigma} \alpha^{+}_{q-\sigma} \alpha_{q'\sigma} .$$

Волновые функции конечных состояний возьмем в виде: двухквазичастичное состояние нечетно-нечетного ядра

$$\alpha^{+}_{s_f \sigma_f} \alpha^{+}_{r_f \sigma_f'} \Psi_0 , \tag{II}$$

двухквазичастичное нейтронное состояние четно-четного ядра

$$\alpha^{+}_{s_f \sigma_f} \alpha^{+}_{s_f' \sigma_f'} \Psi_0 , \tag{I2}$$

однофононное состояние четно-четного ядра

$$Q^{+}_{i}(\lambda\mu) \Psi , \tag{I3}$$

где оператор фонона

$$Q^{+}_{i}(\lambda\mu) = \frac{1}{2} \sum_{q,q'} \left\{ \Psi^{\lambda\mu i}_{qq'} A^{+}(qq') - \varphi^{\lambda\mu i}_{qq'} A(qq') + \bar{\Psi}^{\lambda\mu i}_{qq'} \bar{A}^{+}(qq') - \bar{\varphi}^{\lambda\mu i}_{qq'} \bar{A}(qq') \right\} ,$$

обозначения даны в /I4/. Волновую функцию нечетного $\mathcal{N}$-ядра запишем в виде

$$\Psi(K^{\pi}) = C_{s_0} \left\{ \alpha^{+}_{s_0 +} + \sum_{\lambda\mu i} \sum_{s\sigma} \mathcal{D}^{\lambda\mu i}_{s_0 s\sigma +} \alpha^{+}_{s\sigma} Q^{+}_{i}(\lambda\mu) \right\} \Psi , \tag{I4}$$

явный вид функций C_{s_0}, $\mathcal{D}^{\lambda\mu j}_{s_0 s\sigma +}$ приведен в /5/.

Приведем матричные элементы для $E\lambda$- и $M\lambda$-переходов с высоколежащих состояний, описываемых волновой функцией (I), на основное двухквазичастичное и однофононное состояния в четно-четных деформированных ядрах.

Матричные элементы для переходов в основное состояние имеют следующий вид:

$$\mathcal{M}(E\lambda; K^{\pi_i} \to 0^+_g) =$$

$$= \sum_{q_1 q_2 \sigma} \sum_{t} \mathcal{U}^{(+)}_{q_1 q_2} \{ \sigma \langle q_1 + | \Gamma(E\lambda) | q_2 + \rangle b^{i2t}_{K\pi}(q_1 \sigma, q_2 - \sigma) + \langle q_1 + | \Gamma(E\lambda) | q_2 - \rangle b^{i2t}_{K\pi}(q_1 \sigma, q_2 \sigma) \},$$

(I5)

$$\mathcal{M}(M\lambda; K^{\pi_i} \to 0^+_g) =$$

$$= \sum_{q_1 q_2 \sigma} \sum_{t} \mathcal{U}^{(-)}_{q_1 q_2} \{ \langle q_1 + | \Gamma(M\lambda) | q_2 + \rangle b^{i2t}_{K\pi}(q_1 \sigma, q_2 - \sigma) + \sigma \langle q_1 + | \Gamma(M\lambda) | q_2 - \rangle b^{i2t}_{K\pi}(q_1 \sigma, q_2 \sigma) \}.$$

(I6)

Из этих формул видно, что в гамма-переходах на основное состояние участвуют только двухквазичастичные компоненты типа частица-дырка волновой функции (2).

Матричные элементы для $E\lambda$- и $M\lambda$-переходов в двухквазичастичное нейтронное состояние, описываемое волновой функцией (I2), имеют следующий вид:

$$\mathcal{M}(E\lambda; K^{\pi_i} \to K_f^{\pi_f}(s_f \sigma_f, s'_f \sigma'_f)) =$$

$$= 2 \sum_{s} \{ v^{(-)}_{s'_f s} [\langle s'_f + | \Gamma(E\lambda) | s + \rangle b^{i2n}_{K\pi}(s \sigma'_f, s_f \sigma_f) - \sigma'_f \langle s'_f + | \Gamma(E\lambda) | s - \rangle b^{i2n}_{K\pi}(s - \sigma'_f, s_f \sigma_f)] -$$

$$- v^{(-)}_{s_f s} [\langle s_f + | \Gamma(E\lambda) | s + \rangle b^{i2n}_{K\pi}(s \sigma_f, s'_f \sigma'_f) - \sigma_f \langle s_f + | \Gamma(E\lambda) | s - \rangle b^{i2n}_{K\pi}(s - \sigma_f, s'_f \sigma'_f)] \} +$$

$$+ 2 \sum_{q q' \sigma} \sum_{t} (\delta_{tp} + 6 \delta_{tn}) \mathcal{U}^{(+)}_{q q'} \{ \langle q + | \Gamma(E\lambda) | q' - \rangle b^{i2n2t}_{K\pi}(s_f \sigma_f, s'_f \sigma'_f, q \sigma, q' \sigma) +$$

$$+ \sigma \langle q + | \Gamma(E\lambda) | q' + \rangle b^{i2n2t}_{K\pi}(s_f \sigma_f, s'_f \sigma'_f, q \sigma, q' - \sigma) \} +$$

$$+ \sqrt{2} \sum_{s, \mathfrak{Z}} \{ \mathcal{U}^{(+)}_{s s_f} (X^{\mathfrak{Z}}(s_f) + Y^{\mathfrak{Z}}(s)) [\langle s_f + | \Gamma(E\lambda) | s + \rangle b^{i2n\Omega_{\mathfrak{Z}}(n)}_{K\pi}(s \sigma_f, s'_f \sigma'_f) -$$

$$- \sigma_f \langle s_f + | \Gamma(E\lambda) | s - \rangle b^{i2n\Omega_{\mathfrak{Z}}(n)}_{K\pi}(s - \sigma_f, s'_f \sigma'_f)] + \qquad (17)$$

$$+\mathcal{U}^{(+)}_{s s'_f}\left(X^3(s'_f)+Y^3(s)\right)\Big[\langle s'_f+|\Gamma(E\lambda)|s+\rangle\, b^{i2n\mathcal{R}_3(n)}_{K\pi}(s_f\tau_f, s\tau'_f)-$$
$$-\tau'_f\langle s'_f+|\Gamma(E\lambda)|s-\rangle\, b^{i2n\mathcal{R}_3(n)}_{K\pi}(s_f\tau_f, s-\tau'_f)\Big]\Big\}$$

$$\mathcal{M}(M\lambda; K^{\pi_i}\to K_f^{\pi_f}(s_f\tau_f, s'_f\tau'_f))=$$
$$=2\sum_{s}\Big\{v^{(+)}_{s'_f s}\big[\tau'_f\langle s'_f+|\Gamma(M\lambda)|s+\rangle\, b^{i2n}_{K\pi}(s_f\tau_f, s\tau'_f)-\langle s'_f+|\Gamma(M\lambda)|s-\rangle\, b^{i2n}_{K\pi}(s_f\tau_f, s-\tau'_f)\big]+$$
$$+v^{(+)}_{s_f s}\big[\tau_f\langle s_f+|\Gamma(M\lambda)|s+\rangle\, b^{i2n}_{K\pi}(s\tau_f, s'_f\tau'_f)-\langle s_f+|\Gamma(M\lambda)|s-\rangle\, b^{i2n}_{K\pi}(s-\tau_f, s'_f\tau'_f)\big]-$$
$$-2\sum_{q,q';\tau}\sum_{t}(\delta_{tp}+G\delta_{tn})\mathcal{U}^{(-)}_{qq'}\Big\{\langle q+|\Gamma(M\lambda)|q'+\rangle\, b^{i2n2t}_{K\pi}(s_f\tau_f, s'_f\tau'_f; q\tau, q'-\tau)+$$
$$+\tau\langle q+|\Gamma(M\lambda)|q'-\rangle\, b^{i2n2t}_{K\pi}(s_f\tau_f, s'_f\tau'_f, q\tau, q'\tau)\Big\}-$$
$$-\sqrt{2}\sum_{s,s}\Big\{\mathcal{U}^{(-)}_{s s_f}\left(X^3(s_f)-Y^3(s)\right)\big[\tau_f\langle s_f+|\Gamma(M\lambda)|s+\rangle\, b^{i2n\mathcal{R}_3(n)}_{K\pi}(s\tau_f, s'_f\tau'_f)-$$
$$-\langle s_f+|\Gamma(M\lambda)|s-\rangle\, b^{i2n\mathcal{R}_3(n)}_{K\pi}(s-\tau_f, s'_f\tau'_f)\big]+$$
$$+\mathcal{U}^{(-)}_{s s'_f}\left(X^3(s'_f)-Y^3(s)\right)\big[\tau'_f\langle s'_f+|\Gamma(M\lambda)|s+\rangle\, b^{i2n\mathcal{R}_3(n)}_{K\pi}(s_f\tau_f, s\tau'_f)-$$
$$-\langle s'_f+|\Gamma(M\lambda)|s-\rangle\, b^{i2n\mathcal{R}_3(n)}_{K\pi}(s_f\tau_f, s-\tau'_f)\big]\Big\}$$

(I8)

Матричный элемент $E\lambda$ -перехода на однофононное состояние с волновой функцией (I3) имеет вид

$$\mathcal{M}(E\lambda; K^{\pi_i}\to K_f^{\pi_f}Q_j(\lambda\mu))=$$
$$=\sqrt{2}\sum_{q_1,q_2,q_3,\tau}\sum_{t}v^{(-)}_{q_1q_3}\Big\{\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_3+\rangle\big[\tau\, b^{i2t}_{K\pi}(q_2-\tau, q_3\tau)\Psi^{\lambda\mu j}_{q_1q_2}+$$
$$+b^{i2t}_{K\pi}(q_2\tau, q_3\tau)\Psi^{\lambda\mu j}_{q_1q_2}\big]-\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_3-\rangle\big[b^{i2t}_{K\pi}(q_2\tau, q_3\tau)\Psi^{\lambda\mu j}_{q_1q_2}+$$

$$+\sigma b^{i2t}_{K\pi}(q_2\sigma, q_3-\sigma)\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{q_1q_2}]\}+$$

$$+\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{s,s',\sigma}\sum_{r,r',\sigma'}\{U^{(+)}_{ss'}\sigma\langle s+|\Gamma(E\lambda)|s'+\rangle[\sigma' b^{i2n2p}_{K\pi}(s\sigma, s'-\sigma, r\sigma', r'-\sigma')\Psi^{\lambda\mu j}_{rr'}-b^{i2n2p}_{K\pi}(s\sigma, s'-\sigma, r\sigma', r'\sigma')\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{rr'}]+$$

$$+U^{(+)}_{ss'}\langle s+|\Gamma(E\lambda)|s'-\rangle[\sigma' b^{i2n2p}_{K\pi}(s\sigma, s'\sigma, r\sigma', r'-\sigma')\Psi^{\lambda\mu j}_{rr'}-b^{i2n2p}_{K\pi}(s\sigma, s'\sigma, r\sigma', r'\sigma')\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{rr'}]+$$

$$+U^{(+)}_{rr'}\langle r+|\Gamma(E\lambda)|r'+\rangle\sigma'[\sigma b^{i2n2p}_{K\pi}(s\sigma, s'-\sigma, r\sigma', r'-\sigma')\Psi^{\lambda\mu j}_{ss'}-b^{i2n2p}_{K\pi}(s\sigma, s'\sigma, r\sigma', r'-\sigma')\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{ss'}]+$$

$$+U^{(+)}_{rr'}\langle r+|\Gamma(E\lambda)|r'-\rangle[\sigma b^{i2n2p}_{K\pi}(s\sigma, s'-\sigma, r\sigma', r'\sigma')\Psi^{\lambda\mu j}_{ss'}-b^{i2n2p}_{K\pi}(s\sigma, s'\sigma, r\sigma', r'\sigma')\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{ss'}]\}+$$

$$+3\sqrt{2}\sum_{\substack{q_1,q_2,q_3,q_4\\ \sigma,\sigma'}}\sum_{t}U^{(+)}_{q_1q_2}\{\sigma\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_2+\rangle[\sigma' b^{i4t}_{K\pi}(q_1\sigma, q_2-\sigma, q_3\sigma', q_4-\sigma')\Psi^{\lambda\mu j}_{q_3q_4}-$$

$$-b^{i4t}_{K\pi}(q_1\sigma, q_2-\sigma, q_3\sigma' q_4\sigma')\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{q_3q_4}]+\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_2-\rangle[\sigma' b^{i4t}_{K\pi}(q_1\sigma, q_2\sigma, q_3\sigma', q_4-\sigma')\Psi^{\lambda\mu j}_{q_3q_4}-$$

$$-b^{i4t}_{K\pi}(q_1\sigma, q_2\sigma, q_3\sigma' q_4\sigma')\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{q_3q_4}]\}+$$

$$+\frac{1}{2}\sum_{q_1,q_2,q_3,\sigma}\{\sum_{t_1t_2\mathfrak{Z}}U^{(+)}_{q_1q_2}(-1)(X^{\mathfrak{Z}}(q_3)\Psi^{\lambda\mu j}_{q_3q_3}-Y^{\mathfrak{Z}}(q_3)\varphi^{\lambda\mu j}_{q_3q_3})[\sigma\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_2+\rangle b^{i2t_1\mathfrak{R}_3(t_2)}_{K\pi}(q_1\sigma, q_2-\sigma)+$$

$$+\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_2-\rangle b^{i2t_1\mathfrak{R}_3(t_2)}_{K\pi}(q_1\sigma, q_2\sigma)]+$$

$$+2\sum_{t\mathfrak{Z}}U^{(+)}_{q_1q_2}[(X^{\mathfrak{Z}}(q_2)+Y^{\mathfrak{Z}}(q_1))\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_2+\rangle(\sigma b^{i2t\mathfrak{R}_3(t)}_{K\pi}(q_1\sigma, q_3-\sigma)\Psi^{\lambda\mu j}_{q_2q_3}+b^{i2t\mathfrak{R}_3(t)}_{K\pi}(q_1\sigma, q_3\sigma)\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{q_2q_3})-$$

$$-(X^{\mathfrak{Z}}(q_2)+Y^{\mathfrak{Z}}(q_1))\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_2-\rangle(b^{i2t\mathfrak{R}_3(t)}_{K\pi}(q_1\sigma, q_3\sigma)\Psi^{\lambda\mu j}_{q_2q_3}+b^{i2t\mathfrak{R}_3(t)}_{K\pi}(q_1\sigma, q_3-\sigma)\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{q_2q_3})]\} \qquad (19)$$

В матричном элементе для $M\lambda$ -перехода на однофононное состояние множители $V^{(-)}_{qq'}$, $U^{(+)}_{qq'}$ заменены на $V^{(+)}_{qq'}$, $U^{(-)}_{qq'}$ изменены знаки ряда членов и величин.

Из сравнения формулы (I9) с формулами (I5), (I6), (I7) и (I8) видно, что при переходе на однофононное состояние участвует значительно большее число компонент волновой функции (I), чем при переходе на основное состояние, и несколько большее, чем при переходе на двухквазичастичное состояние.

5. Матричные элементы для $E\lambda$ - и $\mathcal{M}\lambda$ -переходов с высоколежащего состояния, описываемого волновой функцией (2) на двухквазичастичное нейтрон-протонное состояние, описываемое волновой функцией (II) в нечетно-нечетном деформированном ядре, имеют следующий вид:

$$\mathcal{M}(E\lambda; K^{\pi_i} \to K_f^{\pi_f}(s_f\sigma_f, r_f\sigma_f')) =$$

$$= \sum_{s} v^{(-)}_{s_f s}\left[\langle s_f + |\Gamma(E\lambda)|s+\rangle b^{inp}_{K\pi}(s\,\sigma_f, r_f\sigma_f') - \sigma_f\langle s_f+|\Gamma(E\lambda)|s-\rangle b^{inp}_{K\pi}(s-\sigma_f, r_f\sigma_f')\right] +$$

$$+ \sum_{r} v^{(-)}_{r_f r}\left[\langle r_f+|\Gamma(E\lambda)|r+\rangle b^{inp}_{K\pi}(s_f\sigma_f, r\sigma_f') - \sigma_f'\langle r_f+|\Gamma(E\lambda)|r-\rangle b^{inp}_{K\pi}(s_f\sigma_f, r-\sigma_f')\right] -$$

$$-3\sum_{q,q',\sigma}\sum_{t} u^{(+)}_{qq'}\left[\langle q+|\Gamma(E\lambda)|q'+\rangle \sigma\, b^{inp2t}_{K\pi}(s_f\sigma_f, r_f\sigma_f', q\sigma, q'-\sigma) +\right.$$

$$\left. + \langle q+|\Gamma(E\lambda)|q'-\rangle b^{inp2t}_{K\pi}(s_f\sigma_f, r_f\sigma_f', q\sigma, q'\sigma)\right] +$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{s,3} u^{(+)}_{s_f s}\left(X^3(s_f) + Y^3(s)\right)\left[\langle s_f+|\Gamma(E\lambda)|s+\rangle b^{inp\mathcal{R}_3(n)}_{K\pi}(s\sigma_f, r_f\sigma_f') -\right.$$

$$\left. - \sigma_f\langle s_f+|\Gamma(E\lambda)|s-\rangle b^{inp\mathcal{R}_3(n)}_{K\pi}(s-\sigma_f, r_f\sigma_f')\right] -$$

$$- \frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{r,3} u^{(+)}_{r_f r}\left(X^3(r_f) + Y^3(r)\right)\left[\langle r_f+|\Gamma(E\lambda)|r+\rangle b^{inp\mathcal{R}_3(p)}_{K\pi}(s_f\sigma_f, r\sigma_f') -\right.$$

$$\left. - \sigma_f'\langle r_f+|\Gamma(E\lambda)|r-\rangle b^{inp\mathcal{R}_3(p)}_{K\pi}(s_f\sigma_f, r-\sigma_f')\right] \qquad (20)$$

$$\mathcal{M}(\mathcal{M}\lambda; K^{\pi_i} \to K_f^{\pi_f}(s_f\sigma_f, r_f\sigma_f')) =$$

$$= \sum_{s} v^{(+)}_{s_f s}\left[\langle s_f+|\Gamma(\mathcal{M}\lambda)|s-\rangle b^{inp}_{K\pi}(s-\sigma_f, r_f\sigma_f') - \sigma_f\langle s_f+|\Gamma(\mathcal{M}\lambda)|s+\rangle b^{inp}_{K\pi}(s\sigma_f, r_f\sigma_f')\right] +$$

$$+ \sum_{r} v^{(+)}_{r_f r}\left[\langle r_f+|\Gamma(\mathcal{M}\lambda)|r-\rangle b^{inp}_{K\pi}(s_f\sigma_f, r-\sigma_f') - \sigma_f'\langle r_f+|\Gamma(\mathcal{M}\lambda)|r+\rangle b^{inp}_{K\pi}(s_f\sigma_f, r\sigma_f')\right] +$$

$$+3\sum_{q,q',z}\sum_{t}U^{(-)}_{qq'}\left[\langle q+|\Gamma(M\lambda)|q'+\rangle b^{inp2t}_{K\sigma}(s_f z_f, r_f z'_f, qz, q'-z)+\right.$$

$$\left.+z_f\langle q+|\Gamma(M\lambda)|q'-\rangle b^{inp2t}_{K\sigma}(s_f z_f, r_f z'_f, qz, q'z)\right]+$$

$$+\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{s,3}U^{(-)}_{s_f s}\left(X^3(s_f)+Y^3(s)\right)\left[\langle s_f+|\Gamma(M\lambda)|s+\rangle z_f b^{inp\Omega_3(n)}_{K\sigma}(sz_f, r_f z'_f)+\right.$$

$$\left.+\langle s_f+|\Gamma(M\lambda)|s-\rangle b^{inp\Omega_3(n)}_{K\sigma}(s-z_f, r_f z'_f)\right]-$$

$$-\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{r,3}U^{(-)}_{r_f r}\left(X^3(r_f)+X^3(r)\right)\left[\langle r_f+|\Gamma(M\lambda)|r+\rangle z'_f b^{inp\Omega_3(p)}_{K\sigma}(s_f z_f, r z'_f)+\right.$$

$$\left.+\langle r_f+|\Gamma(M\lambda)|r-\rangle b^{inp\Omega_3(p)}_{K\sigma}(s_f z_f, r-z'_f)\right] \tag{21}$$

Из этих формул видно, что при $E\lambda$ -и $M\lambda$-переходах на двухквазичастичные состояния в нечетно-нечетных ядрах участвуют двухквазичастичные и четырехквазичастичные компоненты волновой функции (2).

6. Матричный элемент $E\lambda$-перехода с высоколежащего состояния, описываемого волновой функцией (3), на состояние нечетного N деформированного ядра, описываемое волновой функцией (14), имеет следующий вид:

$$\mathcal{M}(E\lambda; K^{\pi_i}\to K_f^{\pi_f})=$$

$$=C_{s_0}\left\{\sum_{s}V^{(-)}_{s_0 s}\left[\langle s_0+|\Gamma(E\lambda)|s+\rangle-\langle s_0+|\Gamma(E\lambda)|s-\rangle\right]b^{in}_{K\sigma}(s)-\right.$$

$$-\sum_{q,q',z}\sum_{t}(\delta_{tp}+3\delta_{tn})U^{(+)}_{qq'}\left[z\langle q+|\Gamma(E\lambda)|q'+\rangle b^{in2t}_{K\sigma}(s_0+, qz, q'-z)+\right.$$

$$\left.+\langle q+|\Gamma(E\lambda)|q'-\rangle b^{in2t}_{K\sigma}(s_0+, qz, q'z)\right]+$$

$$\left.+\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{s,3}U^{(+)}_{s_0 s}\left(X^3(s_0)+Y^3(s)\right)\left[\langle s_0+|\Gamma(E\lambda)|s-\rangle-\langle s_0+|\Gamma(E\lambda)|s+\rangle\right]b^{in\Omega_3(n)}_{K\sigma}(s)\right\}+$$

$$+C_{s_0}\sum_{\lambda\mu j}\sum_{sz}D^{\lambda\mu j}_{s_0 s z+}\left\{\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{q_1 q_2}U^{(+)}_{q_1 q_2}\left[\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_2+\rangle\Psi^{\lambda\mu j}_{q_1 q_2}+\right.\right.$$

$$\left.+\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_2-\rangle\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{q_1 q_2}\right]b^{in}_{K\sigma}(s)-$$

$$
-\frac{1}{\sqrt{2}}\sum_{\lambda_1,\lambda_2} U^{(+)}_{\lambda_1\lambda_2}\Big[\langle\lambda_1+|\Gamma(E\lambda)|\lambda+\rangle\big(\Psi^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda_2}-\sigma\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda_2}\big)+
$$

$$
+\langle\lambda_1+|\Gamma(E\lambda)|\lambda-\rangle\big(\sigma\Psi^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda_2}+\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda_2}\big)\Big]\, b^{in}_{K\pi}(\lambda_2)+
$$

$$
+\sqrt{2}\sum_t(\delta_{tp}+3\delta_{tn})\sum_{q_1,q_2,q_3,\sigma_2} V^{(-)}_{q_1q_3}\Big[\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_3+\rangle\, b^{in2t}_{K\pi}(\lambda\sigma,q_2\sigma_2,q_3\sigma_2)\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{q_1q_2}-
$$

$$
-\sigma_2\, b^{in2t}_{K\pi}(\lambda\sigma,q_2\sigma_2,q_3-\sigma_2)\Psi^{\lambda\mu j}_{q_1q_2}\Big)-
$$

$$
-\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_3-\rangle\big(\sigma_2\, b^{in2t}_{K\pi}(\lambda\sigma,q_2\sigma_2,q_3-\sigma_2)\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{q_1q_2}+b^{in2t}_{K\pi}(\lambda\sigma,q_2\sigma_2,q_3\sigma_2)\Psi^{\lambda\mu j}_{q_1q_2}\big)\Big]-
$$

$$
-\sqrt{2}\sum_t(\delta_{tp}+3\delta_{tn})\sum_{q_1,q_2,\lambda_3,\sigma_2} V^{(-)}_{\lambda\lambda_3}\Big[\langle\lambda+|\Gamma(E\lambda)|\lambda_3+\rangle\big(\sigma_2 b^{in2t}_{K\pi}(q_1\sigma_2,q_2-\sigma_2,\lambda_3\sigma)\Psi^{\lambda\mu j}_{q_1q_2}+
$$

$$
+b^{in2t}_{K\pi}(q_1\sigma_2,q_2\sigma_2,\lambda_3\sigma)\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{q_1q_2}-\sigma\langle\lambda+|\Gamma(E\lambda)|\lambda_3-\rangle\big(\sigma_2\, b^{in2t}_{K\pi}(q_1\sigma_2,q_2-\sigma_2,\lambda_3-\sigma)\Psi^{\lambda\mu j}_{q_1q_2}+
$$

$$
+b^{in2t}_{K\pi}(q_1\sigma_2,q_2\sigma_2,\lambda_3-\sigma)\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{q_1q_2}\big)\Big]+
$$

$$
+\sum_{q_1,q_2}\sum_{\mathfrak{Z},t} V^{(-)}_{q_1q_2}X^{\mathfrak{Z}}(q_2)\Big[\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_2+\rangle\Psi^{\lambda\mu j}_{q_1q_2}+\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_2-\rangle\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{q_1q_2}\Big]b^{in\Omega_{\mathfrak{Z}}(t)}_{K\pi}(\lambda)+
$$

$$
+\frac{1}{2}\sum_{q,\lambda_2}\sum_{\mathfrak{Z},t} V^{(-)}_{\lambda\lambda_2}\Big[\langle\lambda+|\Gamma(E\lambda)|\lambda_2+\rangle-\sigma\langle\lambda+|\Gamma(E\lambda)|\lambda_2-\rangle\Big]\big(\Psi^{\lambda\mu j}_{qq}X^{\mathfrak{Z}}(q)-\varphi^{\lambda\mu j}_{qq}Y^{\mathfrak{Z}}(q)\big)b^{in\Omega_{\mathfrak{Z}}(t)}_{K\pi}(\lambda_2)-
$$

$$
-\sum_{\lambda_1,\lambda_2}\sum_{\mathfrak{Z}} V^{(-)}_{\lambda\lambda_2}\big(X^{\mathfrak{Z}}(\lambda)+Y^{\mathfrak{Z}}(\lambda_2)\big)\Big[\langle\lambda+|\Gamma(E\lambda)|\lambda_2+\rangle\big(\Psi^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda_2}+\sigma\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda_2}\big)-
$$

$$
-\langle\lambda+|\Gamma(E\lambda)|\lambda_2-\rangle\big(\Psi^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda_2}\sigma-\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda_2}\big)\Big]b^{in\Omega_{\mathfrak{Z}}(n)}_{K\pi}(\lambda_1)-
$$

$$
-\frac{1}{2}\sum_{\lambda_1,\lambda_2}\sum_{\mathfrak{Z}} V^{(-)}_{\lambda_1\lambda_2}\Big[\langle\lambda_1+|\Gamma(E\lambda)|\lambda_2+\rangle\Big(\big(\Psi^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda}X^{\mathfrak{Z}}(\lambda)-\varphi^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda}Y^{\mathfrak{Z}}(\lambda_1)\big)+\sigma\big(\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda}X^{\mathfrak{Z}}(\lambda)-\bar{\varphi}^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda}Y^{\mathfrak{Z}}(\lambda)\big)\Big)-
$$

$$
-\langle\lambda_1+|\Gamma(E\lambda)|\lambda_2-\rangle\Big(\big(\Psi^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda}X^{\mathfrak{Z}}(\lambda)-\varphi^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda}Y^{\mathfrak{Z}}(\lambda_1)\big)\sigma-\big(\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda}X^{\mathfrak{Z}}(\lambda)-\bar{\varphi}^{\lambda\mu j}_{\lambda_1\lambda}Y^{\mathfrak{Z}}(\lambda_1)\big)\Big)\Big]b^{in\Omega_{\mathfrak{Z}}(n)}_{K\pi}(\lambda_2)+
$$

$$
+\frac{3}{\sqrt{2}}\sum_{\substack{q_1,q_2,q_3,q_4\\ \sigma_1,\sigma_2}} U^{(+)}_{q_1q_2}\Big[\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_2+\rangle\big(\sigma_1\sigma_2\, b^{i3n2p}_{K\pi}(\lambda\sigma,q_1\sigma_1,q_2-\sigma_1,q_3\sigma_2,q_4-\sigma_2)\Psi^{\lambda\mu j}_{q_3q_4}+
$$

$$
+b^{i3n2p}_{K\pi}(\lambda\sigma,q_1\sigma_1,q_2-\sigma_1,q_3\sigma_2,q_4\sigma_2)\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{q_3q_4}\big)+
$$

$$
+\langle q_1+|\Gamma(E\lambda)|q_2-\rangle\big(\sigma_2\, b^{i3n2p}_{K\pi}(\lambda\sigma,q_1\sigma_1,q_2\sigma_1,q_3\sigma_2,q_4-\sigma_2)\Psi^{\lambda\mu j}_{q_3q_4}+
$$

$$
+b^{i3n2p}_{K\pi}(\lambda\sigma,q_1\sigma_1,q_2\sigma_1,q_3\sigma_2,q_4\sigma_2)\bar{\Psi}^{\lambda\mu j}_{q_3q_4}\big)\Big]+\dots \qquad (22)
$$

Кроме вышеприведенных формула (22) содержит дополнительно такие компоненты волновой функции (3): $n\,2p\,\Omega_3(n)$, $3n\,\Omega_3(p)$, $n\,2p\,\Omega_3(p)$, $3n\,\Omega_3(n)$, $n\,\Omega_{3_1}(n)\,\Omega_{3_2}(n)$, $n\,\Omega_{3_1}(n)\,\Omega_{3_2}(p)$, $n\,\Omega_{3_1}(p)\,\Omega_{3_2}(p)$, $n\,4p$, $5n$.

Если в формуле (22) положим $C_{s_0}=1$, $\mathcal{D}^{\lambda\mu}_{s_0 3_1 3_2 +}=0$, то получим матричный элемент $E\lambda$ -перехода из сложного состояния в одноквазичастичное. Из формулы (22) видно, что при гамма-переходе на состояние квазичастица плюс фонон участвует значительно большее число компонент волновой функции (3) по сравнению с гамма-переходом на одноквазичастичное состояние. Сходный с (22) вид имеет формула для матричного элемента $M\lambda$ - перехода.

Вышеприведенные матричные элементы $E\lambda$ -и $M\lambda$ -переходов можно использовать для анализа структуры высоколежащих состояний, которые заселяются в $(n\gamma)$-реакциях, в прямых ядерных реакциях и в результате бета-распадов.

Литература

I. В.Г. Соловьев ЯФ, № I (1971); Препринт ОИЯИ Е4-5135 (1970).

2. В.Г. Соловьев Известия АН СССР сер.физ. 35 №4 (1971); Препринт ОИЯИ Е4-5469 (1970).

3. В.Г. Соловьев Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер, Атомиздат, 1963.

4. V.G. Soloviev. Atomic Energy Review 3, N2, 117 (1965).

5. V.G. Soloviev. Progress in Nuclear Physics 10, 241 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
II января 1971 года.