Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 4 — 1963

Р. А. САРДАРЯН

ВЕРОЯТНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ ВОЗБУЖДЕННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР С МАЛОЙ НЕАКСИАЛЬНОСТЬЮ

Рассчитываются вероятности электромагнитных переходов между состояниями внутри основной, внутри первой аномальной полосы и между состояниями первой аномальной полосы и основной вращательно-одночастичной полосы атомных ядер.

Введение

В работе [1] были исследованы возбужденные состояния нечетных атомных ядер с малой неаксиальностью без разделения возбуждений на одночастичные и коллективные. В этой работе было показано, что совместное рассмотрение вращательных, одночастичных возбуждений и γ-колебаний приводит к возникновению аномальных вращательно-одночастичных полос возбужденных состояний, характеризующихся отличным от нуля модулем квантового числа $m = \frac{K-\Omega}{2}$ (K — проекция полного углового момента на ось z, связанную с ядром, Ω — проекция углового момента внешнего нуклона на ту же ось). В возбужденных состояниях с $|m| \neq 0$ равновесная форма ядра теряет аксиальную симметрию.

Волновая функция ядра, соответствующая вращательно-одночастичным состояниям и γ-колебаниям, имеет вид

$$\Phi_{\lambda jI}^{|m|\tau} = \sum_{\substack{k,\,\alpha \\ k \geqslant 1/2}} |IjK,\ \alpha\,|m|> A_k^{\alpha,\tau}(|m|)\,\chi_\lambda^{|m|}(\gamma), \tag{1}$$

где

$$|IjK,\ \alpha\,|m|> = \frac{\sqrt{2I+1}}{4\pi}\{D_{MK}^I(\theta_i)\,\varphi_{K-2\alpha\,|m|}^j\,\varphi_{k-2\alpha\,|m|}^{(x)} + $$
$$+ (-1)^{I-j} D_{M,-K}^I(\theta_i)\,\varphi_{2\alpha\,|m|-K}^j(x)\}, \tag{2}$$

$$\varphi_\Omega^j(x) = \sum_{\sigma=-1/2}^{1/2} \left(l\,\frac{1}{2},\ \Omega-\sigma,\ \sigma\left(l\,\frac{1}{2},\ \Omega-\sigma,\ \sigma\,|\,j\,\Omega\right)j\Omega\right) S_\sigma f_{nl}(r)\,Y_{l,\,\Omega-\sigma}(\vartheta,\varphi) \tag{3}$$

есть волновая функция внешнего нуклона, l — орбитальный момент внешнего нуклона, S_σ — спиновая часть, $f_{nl}(r)$ — радиальная часть волновой функции, $Y_{l,\,\Omega-\sigma}(\vartheta, \varphi)$ — угловая часть, $(l\,\frac{1}{2},\ \Omega-\sigma, \sigma\,|\,j\Omega)$ — коэффициенты векторного сложения, $\alpha = \frac{m}{|m|}$ может принимать значения $+1$ и -1, j — угловой момент внешнего нуклона, I — полный момент ядра, $A_K^{\alpha,\tau}(|m|)$ — коэффициенты, которые могут быть найдены решением соответствующего секулярного уравнения [1].

$$\chi_\lambda^{|m|}(\gamma) = (\sqrt{D}\gamma^2)^{\frac{|m|}{2}} F(-\lambda, |m|+1, \sqrt{D}\gamma^2) \exp\left(-\frac{\sqrt{D}\gamma^2}{2}\right), \tag{4}$$

$F(-\lambda, |m|+1, \sqrt{D}\gamma^2)$ — вырожденная гипергеометрическая функция,

$$D = \left(\frac{B\omega_\gamma\beta_0^2}{\hbar}\right)^2.$$ При малых γ

$$F(-\lambda, |m|+1\,\sqrt{D}\gamma^2) = 1 - \frac{\lambda}{|m|+1}\sqrt{D}\gamma^2, \tag{5}$$

λ — квантовое число γ-колебаний. Квантовое число τ в предельном случае $\xi \to 0$ (смысл ξ смотри в [1, 2]) соответствует одночастичным состояниям. Переходы между состояниями с одинаковыми τ внутри основной полосы $m = 0$ — это, пользуясь старой терминологией, фактически переходы внутри вращательной полосы, построенной на одночастичном состоянии; переходы между состояниями с различными τ внутри той же основной полосы — это переходы из вращательных состояний одного одночастичного состояния во вращательные состояния другого одночастичного состояния. Вращательные состояния характеризуются полным угловым моментом ядра I, при этом предполагается, что j — хорошее квантовое число. Однако всегда нужно помнить, что речь идет о состояниях единой вращательно-одночастичной природы. В работе [2] рассчитывались приведенные вероятности электромагнитных переходов между состояниями основной вращательно-одночастичной полосы. Однако при расчете $E2$-переходов не учитывался вклад внешнего нуклона в приведенную вероятность перехода. Это соответствует случаю, когда внешним нуклоном является нейтрон и вкладом его в $E2$-переходы можно пренебречь.

В настоящей статье рассчитываются приведенные вероятности электромагнитных переходов между состояниями внутри основной и первой аномальной полос и между состояниями с $|m| = 1$ и $m = 0$ с учетом вклада внешнего нуклона.

Вероятности $E2$-переходов

В общем виде выражение для оператора электрического квадрупольного перехода в лабораторной системе координат имеет вид [3]

$$\mathfrak{M}'_E(2\mu) = \sum_{p=1}^{A} e_p r_p'^2 Y_{2\mu}(\vartheta'_p, \varphi'_p). \tag{6}$$

Штрихованные величины относятся к лабораторной системе координат.

В модели ядра остов плюс один нуклон этот оператор можно переписать в виде

$$\mathfrak{M}'_E(2\mu) = \sum_{p=1}^{A-1} e_p r'^2_p Y_{2\mu}(\vartheta'_p, \varphi'_p) + e_n r'^2_n Y_{2\mu}(\vartheta'_n, \varphi'_n). \tag{7}$$

Индекс n относится к внешнему нуклону, e_n — эффективный заряд внешнего нуклона. В коллективных координатах остова имеем

$$\mathfrak{M}'_E(2\mu) = \frac{3}{4\pi} Z_e R_0^2 \overset{*}{\alpha}_{2\mu} + e_n r'^2_n Y_{2\mu}(\vartheta'_n, \varphi'_n). \tag{8}$$

В системе координат, связанной с ядром, имеем

$$\mathfrak{M}_E(2\mu) = \sqrt{\frac{5}{16\pi}}\, \widehat{Q}_{2\mu} + e_n r_n^2 \sum_{\nu} D^2_{\mu\nu} Y_{2\nu}(\vartheta_n, \varphi_n), \tag{9}$$

где

$$\widehat{Q}_{2\mu} = eQ_0 \left[D^2_{\mu 0} \cos\gamma + \frac{\sin\gamma}{\sqrt{2}} (D^2_{\mu 2} + D^2_{\mu -2}) \right] \tag{10}$$

оператор квадрупольного момента ядра. При малых γ

$$\widehat{Q}_{2\mu} = eQ_0 \left[D^2_{\mu 0} + \frac{\gamma}{\sqrt{2}} (D^2_{\mu 2} + D^2_{\mu -2}) \right]. \tag{11}$$

Приведенная вероятность $E2$-переходов имеет вид

$$B(E2;\, I_i \to I_f) = \sum_{\mu M_f} |\langle f \,|\, \mathfrak{M}_E(2\mu) \,|\, i \rangle|^2. \tag{12}$$

Эта вероятность будет складываться из трех членов: коллективного, одночастичного и корреляционного:

$$B(E2;\, I_i \to I_f) = B^{\text{колл}}(E2;\, I_i \to I_f) + \\ + B^{\text{одноч}}(E2;\, I_f \to I_f) + B^{\text{корр}}(E2;\, I_i \to I_f), \tag{13}$$

где

$$B^{\text{колл}}(E2;\, I_i \to I_f) = \frac{5}{16\pi} \sum_{\mu M_f} |\langle f \,|\, \widehat{Q}_{2\mu} \,|;\, i \rangle|^2, \tag{14}$$

$$B^{\text{одноч}}(E2,\, I_i \to I_f) = \sum_{\mu M_f} |\langle f \,|\, e_n r_n^2 \sum_{\nu} D^2_{\mu\nu} \cdot Y_{2\nu}(\vartheta_n, \varphi_n) \,|\, i \rangle|^2, \tag{15}$$

$$B^{\text{корр}}(E2,\, I_i \to I_f) = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \sum_{\mu M_f} \langle f \,|\, e_n r_n^2 \times \\ \times \sum_{\nu} D^2_{\mu\nu} Y_{2\nu} \,|\, i \rangle \langle f \,|\, \widehat{Q}_{2\mu} \,|\, i \rangle |. \tag{16}$$

Для переходов внутри основной полосы имеем

$$B^{\text{колл}}(E2;\, I\tau \to I'\tau') = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \cdot |\sum_{K} A_K^{\tau'}(0)\, A_K^{\tau}(0)\, (I2K0 \,|\, I'K)|^2, \tag{17}$$

$$B^{\text{одноч}}(E2;\, I\tau \to I'\tau') = \left| S\left(l2\,\frac{1}{2}\,j;\, r\right)\right|^2 \times$$
$$\times \sum_{K,\,\nu} \{A^{\tau'}_{K+\nu}(0)\, A^{\tau}_{K}(0)\,(I2K\nu \,|\, I';\; K+\nu) \times$$
$$\times (j2K\nu \,|\, j,\, K+\nu) + (-1)^{I-j} A^{\tau'}_{\nu-K}(0)\, A^{\tau}_{K}(0) \times$$
$$\times (I2',\, -K,\, \nu \,|\, I',\, \nu - K)\,(j2,\, -K,\; \nu \,|\, j,\; \nu - K)\}\,|^2. \qquad (18)$$

Суммирование здесь и далее производится таким образом, чтобы при заданных значениях $K \geqslant \frac{1}{2}$ и $\nu = -2,\ -1,\ 0,\ 1,\ 2$ индексы при коэффициентах $A^{\tau'}_{k'}$ были положительны

$$S\left(l2\,\frac{1}{2}\,j;\, r\right) = (-1)^{j+l-\frac{1}{2}} e_n < nl \,|\, r_n^2 \,|\, nl > \times$$
$$\times \frac{5}{4\pi}(2j+1)(2l+1)(2l\,00\,|\,l0)\, W\left(l j l j;\; \frac{1}{2}\,2\right), \qquad (19)$$

$W\left(l j l j;\ \frac{1}{2}\,2\right)$ — коэффициенты Рака.

$$B^{\text{корр}}(E2;\, I\tau \to I'\tau') = \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\, eQ_0 S\left(l2\,\frac{1}{2}\; j;\; r\right) \times$$
$$\times \left\{\sum_{K} A^{\tau'}_{K}(0)\, A^{\tau}_{K}(0)\,(I2K0 \,|\, I'K)\right\} \left\{\sum_{K,\nu} [\, A^{\tau'}_{K+\nu}(0) \times\right.$$
$$\times A^{\tau}_{K}(0)\,(I2K\nu\,(I',\, K+\nu)\,(j2K\nu \,|\, j,\; K+\nu K+\nu) + (-1)^{I-j} \times$$
$$\left.\times A^{\tau'}_{\nu-K}(0)\, A^{\tau}_{K}(0)\,(I2,\, -K,\; \nu \,|\, I',\, \nu - K)\,(j2,\, -K,\, \nu \,|\, j,\, \nu - K)\right\}. \qquad (20)$$

Для ядер в трансурановой области оценки показывают при условии, что внешняя частица протон (в случае нейтрона эффективный электрический заряд его составляет $\frac{z}{A^2} \sim 0{,}001$ часть протонного заряда и, следовательно, приведенная вероятность $E2$-перехода в основном будет определяться коллективным вкладом), что во всяком случае уже для переходов с разными τ (переходы из одной вращательно-одночастичной полосы в другую) необходимо учитывать корреляционный член.

Для переходов внутри аномальной полосы $|m| = 1$ получаем следующие выражения:

$$B^{\text{колл}}(E2;\quad I\tau 1 \to I'\tau' 1) = \frac{5e^2Q_0^2}{16\pi}\, D\gamma^4 \left| \sum_{K,\alpha} A^{\alpha\tau'}_{K}(1)\, A^{\alpha\tau}_{K}\;(1)\;(I\,2K0 \,|\, I'K)\right|^2. \qquad (21)$$

$$B^{\text{одноч}}(E2;\; I\tau 1 \to I'\tau' 1) = \left| \mathrm{S}\left(2l\,\frac{1}{2}\,j;\; r\right)\right|^2 \left| \sum_{K,\,\alpha,\,\nu} \{A^{\alpha\tau'}_{K+\nu}(1)\, A^{\alpha\tau}_{K}(1) \times\right.$$
$$\times (I2K\nu \,|\, I',\;\; K+\nu)\,(j2,\, K - 2\alpha,\, \nu \,|\, j,\;\, K + \nu - 2\alpha) +$$
$$+ (-1)^{I-j} A^{\alpha\tau'}_{\nu-K}(1)\;\, A^{\alpha\tau}_{K}(1)\,(I2,\;\, -K,\, \nu \,|\, I',\;\, \nu - K) \times$$
$$\times (j2,\; 2\alpha - K,\, \nu \,|\, j,\;\, \nu - K + 2\alpha)\}\,|^2\, D\gamma^4, \qquad (22)$$

$$B^{\text{корр}}(E2;\ I\tau 1 \to I'\tau' 1) = \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\, eQ_0 S\left(l2\frac{1}{2}j;\ r\right) D\gamma^4 \times$$

$$\times \left\{\sum_{K,\alpha} A_K^{\alpha\tau'}(1)\, A_K^{\alpha\tau}(1)\,(I2K0 \mid I'K)\right\}\left\{\sum_{K,\,\alpha,\,\nu} [A_{K+\nu}^{\alpha\tau'}(1)\, A_K^{\alpha\tau}(1) \times\right.$$

$$\times (I2K\nu \mid I',\ K+\nu)\,(j2,\ K-2\alpha,\ \nu \mid j,\ K-2\alpha+\nu) +$$

$$+ (-1)^{I-j} A_{\nu-K}^{\alpha\tau'}(1)\, A_K^{\alpha\tau}(1)\,(I2,\ -K,\ \nu \mid I',\ \nu-K) \times$$

$$\left.\times (j2,\ 2\alpha-K,\ \nu \mid j,\ \nu+2\alpha-K)]\right\}. \quad (23)$$

Для переходов между состояниями с разными значениями $|m|$ магричный элемент от одночастичного оператора $E2$-перехода равен нулю, поэтому $E2$-переход в этом случае будет обусловлен только коллективным вкладом

$$B^{\text{колл}}(E2;\ I\tau 1 \to I'\tau' 0) = \frac{5e^2Q_0^2}{32\pi}\sqrt{D}\gamma^4 \Big| \sum_{K,\alpha} [A_{K-2\alpha}^{\tau'}(\text{o})\, A_K^{\alpha\tau}(1) \times$$

$$\times (I2K, -2\alpha \mid I,\ K-2\alpha) + (-1)^{I-j} A_{2\alpha-K}^{\tau'}(\text{o})\, A_K^{\alpha\tau}(1)\,(I2,\ -K,\ 2\alpha \mid I'_1 2\alpha - K)] \Big|^2. \quad (24)$$

Вероятности $M1$-переходов

В самом общем виде выражение для оператора магнитного дипольного момента ядра в лабораторной системе координат имеет вид [3]

$$\mathfrak{M}'(1\mu) = \frac{e\hbar}{2Mc}\sum_{i=1}^{A}(g_s\hat{\vec{S}} + g_l\hat{\vec{l}})_i\, \nabla'_i \{r'_i Y_{1\mu}(\vartheta'_i \varphi'_i)\}. \quad (25)$$

Штрихованные величины относятся к лабораторной системе координат.

В модели остов плюс один внешний нуклон этот оператор можно записать в виде

$$\mathfrak{M}'(1\mu) = \frac{e\hbar}{2Mc}(g_s\hat{\vec{S}} + g_l\hat{\vec{l}})\,\nabla\,(r'Y_{1\mu} \mid \vartheta', \varphi' \mid) + \frac{e\hbar}{2MC}\, g_l \int \vec{R}(\vec{r})\,\nabla\,(rY_{1\mu})\, d\tau, \quad (26)$$

где $\vec{R}(\vec{r})$ — плотность классического момента количества движения остова. Учитывая, что полный момент нуклона сохраняется, и проделав выкладки, аналогичные выкладкам в работе [4], получим в первом приближении

$$\mathfrak{M}'(1\mu) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\,\mu_0 g_j \hat{j}_\mu + \mu_0 \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\, g_R \hat{R}'_\mu +$$

$$+ \mu_0 g_R \frac{5}{7\pi}\sqrt{6}\,(-1)^\mu \sum_\rho (21,\ \mu-\rho,\ \rho \mid 1\mu)\, \alpha^*_{\mu-\rho} \hat{R}_\rho, \quad (27)$$

$\hat{R}_\mu$ — оператор момента количества движения остова, μ_0 — ядерный магнетрон, g_j и g_R — соответственно гиромагнитные отношения для однонуклонных и коллективных движений.

Волновая функция (2) записана в представлении, в котором D^I_{MK} являются собственными функциями оператора полного момента ядра в лабораторной системе координат, а φ^{j}_{Ω} — собственные функции оператора момента внешнего нуклона в системе координат, связанной с ядром. Согласно этому, необходимо в (27) перейти к соответствующим операторам $\hat{I}_{\mu}$ и $\hat{j}_{\mu}$. Учитывая, что $\vec{\hat{R}} = \vec{\hat{I}} - \vec{\hat{j}}$, получим

$$\mathfrak{M}(1\mu) = \mathfrak{M}_0(1\mu) + \mathfrak{M}_1(1\mu), \tag{28}$$

$$\mathfrak{M}_0(1\mu) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\,\mu_0(g_j - g_R)\sum_{\varkappa} D^1_{\mu\varkappa}\hat{j}_{\varkappa} + \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\,\mu_0 g_R \hat{I}_{\mu} \tag{29}$$

нулевое приближение, $\varkappa = -1,\ 0,\ +1$,

$$\mathfrak{M}_1(1\mu) = \frac{\mu_0 g_R}{eQ_0}\,\frac{5}{7\pi}\sqrt{6}\beta(-1)^{\mu}\sum_{\rho}(21,\ \mu-\rho,\ \rho\,|\,1\mu)\,\hat{Q}_{2,\mu-\rho}\times$$

$$\times\left\{\hat{I}_{\rho} - \sum_{\varkappa} D^1_{\rho\varkappa} j_{\varkappa}\right\} \tag{30}$$

первое приближение.

Оператор $\hat{j}_{\mu}$ действует на волновую функцию внешнего нуклона следующим образом:

$$\hat{j}_{\mu}\varphi^{j}_{\Omega} = (-1)^{\mu}\sqrt{j(j+1)}\,(j1,\ \Omega+\mu,\ -\mu\,|\,j,\ \Omega)\,\varphi^{j}_{\Omega+\mu}. \tag{31}$$

Оператор I_{μ} действует на D-функции следующим образом:

$$\hat{I}_{\mu} D^{I}_{\mu K} = (-1)^{\mu}\sqrt{I(I+1)}\,(I1,\ M+\mu,\ -\mu\,|\,IM)\,D^{I}_{M+\mu,K}. \tag{32}$$

Приведенная вероятность $M1$-переходов равна

$$B(M1;\ I_i \to I_f) = \sum_{\mu M_f} |\langle f\,|\,\mathfrak{M}(1\mu)\,|\,i\rangle|^2. \tag{33}$$

Приведенная вероятность $M1$-перехода между состояниями основной полосы $m = 0$ в нулевом приближении имеет вид

$$B(M1;\ I\tau \to I'\tau') = \frac{3}{4\pi}\mu_0^2(g_j - g_R)^2 j(j+1)\times$$

$$\times\Big|\sum_{K,\varkappa}(-1)^{\varkappa}A^{\tau'}_{K+\varkappa}(0)\,A^{\tau}_{K}(0)\,(j1,\ K+\varkappa,\ -\varkappa\,|\,j,\ K)\,(1I\varkappa K\,|\,I',\ K+\varkappa) -$$

$$-(-1)^{I-j}A^{\tau'}_{1/2}(0)\,A^{\tau}_{1/2}(0)\left(j1\,\frac{1}{2},\ -1\,|\,j,\ -\frac{1}{2}\right)\left(1I1,-\ \frac{1}{2}\,|\,I'\,\frac{1}{2}\right)\Big|^2. \tag{34}$$

Приведенная вероятность $M1$-перехода между состояниями аномальной полосы $|m| = 1$ в нулевом приближении равна

$$B(MI;\ I\tau 1 \to I'\tau' 1) = \frac{3}{4\pi}\,\mu_0^2\,(g_j - g_R)^2 D\gamma^4 j(j+1)\times$$

$$\times\Big|\sum_{K,\alpha,\varkappa} A^{\alpha\tau'}_{K+\varkappa}(1)\,A^{\alpha\tau}_{K}(1)\,(-1)^{\varkappa+1}(j1,\ K+\varkappa-2\alpha,\ -\varkappa\,|\,j,\ K-2\alpha)\times$$

$$\times (1I\varkappa K \mid I', K+\varkappa) + (-1)^{I-j} \sum_{\alpha} A^{-\alpha\tau}_{1/2}(1) A^{\alpha\tau}_{1/2}(1) \times$$

$$\times \left(j1, 2\alpha + \frac{1}{2}, -1 \mid j, 2\alpha - \frac{1}{2}\right)\left(1I1, -\frac{1}{2} \mid I' \frac{1}{2}\right)\Bigg|^2. \quad (35)$$

Приведенная вероятность $M1$-перехода из состояния с $|m| = 1$ в состояние с $m = 0$ в нулевом приближении равна нулю. Для того чтобы получить приведенную вероятность таких переходов в первом приближении, преобразуем выражение (30), воспользовавшись соотношением

$$D^{j_1}_{m_1K_1} D^{j_2}_{m_2K_2} = \sum_{j=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} (j_1 j_2 m_1 m_2 \mid j, m_1 + m_2)(j_1 j_2 K_1 K_2 \mid j, K_1 + K_2) D^{j}_{m_1+m_2, K_1+K_2}.$$

После несложных преобразований получим

$$\mathfrak{M}_1(1\mu) = [\mu_0 g_R \frac{5\sqrt{6}}{7\pi} \beta (-1)^{\mu} \left\{\frac{1}{eQ_0} \sum_{\rho} (21, \mu - \rho, \rho \mid 1\mu) \widehat{Q}_{2,\mu-\rho} \widehat{I}_{\rho} -\right.$$

$$\left. - \sum_{\varkappa} \cos\gamma (210\varkappa \mid 1\varkappa) D^1_{\mu\varkappa} \widehat{j}_{\varkappa} - \sqrt{\frac{3}{10}} \sin\gamma (D^1_{\mu 1} \widehat{j}_{-1} + D^1_{\mu-1} \widehat{j}_1)\right\}. \quad (36)$$

Приведенная вероятность $M1$-перехода из состояния с $|m| = 1$ в состояние с $m = 0$ равна

$$B(M1;\ I\tau 1 \to I'\tau' 0) = \frac{225}{49\pi^2} \mu_0^2 g_R^2 \beta^2 \sqrt{D} \gamma^4 \Bigg|\left\{\sqrt{I(I+1)(2I+1)}\, W(11I'I; 2I) \times\right.$$

$$\times \sum_{K,\alpha} [A^{\tau'}_{K-2\alpha}(0) A^{\alpha\tau}_{K}(1)(2I, -2\alpha, K \mid I_1 K - 2\alpha) +$$

$$+ (-1)^{I-j} A^{\tau'}_{2-K}(0) A^{1\tau}_{K}(1)(2I2, -K \mid I', 2-K)] -$$

$$- \sqrt{\frac{j(j+1)}{5}} \sum_{K,\alpha} [A^{\tau'}_{K-\alpha}(0) A^{\alpha\tau}_{K}(1)(j1, K-\alpha, -\alpha \mid j, K-2\alpha) \times$$

$$\times (1I, -\alpha, K \mid I', K-\alpha) + (-1)^{I-j} A^{\tau'}_{1/2}(0) A^{1\tau}_{1/2}(1)\left(j1 \frac{1}{2} 1 \mid j \frac{3}{2}\right) \times$$

$$\left.\times \left(1I1, -\frac{1}{2} \mid I' \frac{1}{2}\right)\Big]\right\}\Bigg|^2. \quad (37)$$

Численные расчеты

Для численных расчетов $E2$-переходов необходимо задать заряд внешнего нуклона, определенный орбитальный момент $l = j \pm \frac{1}{2}$, характеризующий четность $(-1)^l$ состояния, и оценить $\langle nl \mid r_n^2 \mid nl \rangle$ в выражении (19). Предполагая, что внешняя частица протон, $\langle nl \mid r_n^2 \mid nl \rangle \sim R_0^2$, где $R_0 = 1{,}2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ *см*, получим для случая $j = \frac{5}{2}$ следующее выражение для $S\left(l2 \frac{1}{2} \frac{5}{2}; R_0\right)$

$$S\left(l2 \frac{1}{2} \frac{5}{2}; R_0\right) = (-1)^l \frac{0{,}398}{z\beta} eQ_0, \quad (38)$$

β — параметр деформации, который может быть определен из известных значений внутренних квадрупольных моментов ядер

$$Q_0 = \frac{3z}{\sqrt{5\pi}} \beta R_0^2. \tag{39}$$

Конкретный расчет проведен для $_{92}U^{233}$, для которого $\beta \sim 0{,}37$. Для U^{233} $S = (-1)^{l} \cdot 0{,}0117\, eQ_0$, а параметр $\xi = 0{,}25$ (смысл параметра ξ, смотри в [1, 2]).

Таблица 1

Коэффициенты волновых функций, соответствующие разным K, при $\xi = 0{,}25$ и спине основного состояния $^5/_2$

$I\tau$ \ K	$^5/_2$	$^3/_2$	$^1/_2$
$^5/_2$ 1	0,99	0,09	0,01
$^7/_2$ 1	0,99	0,15	0,02
$^9/_2$ 1	0,99	0,16	0,03
$^3/_2$ 2	0	0,99	0,14
$^5/_2$ 2	—0,09	0,93	0,35
$^7/_2$ 2	—0,14	0,97	0,26
$^9/_2$ 2	—0,17	0,81	0,56
$^1/_2$ 3	0	0	1,00
$^5/_2$ 3	—0,02	0,33	0,95
$^3/_2$ 3	0	0,16	0,99
$^9/_2$ 3	0,06	—0,58	0,86
$^7/_2$ 3	0	—0,25	0,97

Таблица 2

Приведенные вероятности $E2$- и $M1$-переходов между состояниями $I\tau \to I^1\tau^1$, $m = 0$, для ядер с $\xi = 0{,}25$, $j = {}^5/_2$

Переход $I\tau \to I^1\tau^1$		$\frac{B(E2)}{e^2Q_0^2}$	$\frac{B(M1)}{\mu_0^2(g_j - g_R)^2}$
$^9/_2$ 1	$^5/_2$ 1	$10 \cdot 10^{-3}$	
$^9/_2$ 1	$^7/_2$ 1	$(30 \pm 02) \cdot 10^{-3}$	0,400
$^7/_2$ 1	$^5/_2$ 1	$(35 \pm 02) : 10^{-3}$	0,527
$^3/_2$ 2	$^5/_2$ 1	$(44 \mp 23) \cdot 10^{-5}$	0,522
$^3/_2$ 2	$^7/_2$ 1	$(69 \mp 27) \cdot 10^{-5}$	—
$^5/_2$ 2	$^5/_2$ 1	$(44 \mp 22) \cdot 10^{-5}$	0,118
$^5/_2$ 2	$^7/_2$ 1	$(23 \mp 18) \cdot 10^{-6}$	0,364
$^5/_2$ 2	$^9/_2$ 1	$(38 \mp 18) \cdot 10^{-5}$	—
$^5/_2$ 2	$^3/_2$ 2	$30 \cdot 10^{-3}$	0,196
$^7/_2$ 2	$^5/_2$ 1	$(18 \mp 06) \cdot 10^{-5}$	0,027
$^7/_2$ 2	$^7/_2$ 1	$(37 \mp 18) \cdot 10^{-5}$	0,120
$^7/_2$ 2	$^9/_2$ 1	$(37 \pm 16) \cdot 10^{-6}$	0,368
$^7/_2$ 2	$^5/_2$ 2	$19 \cdot 10^{-3}$	0,785
$^7/_2$ 2	$^3/_2$ 2	$(14 \mp 01) \cdot 10^{-3}$	—
$^9/_2$ 2	$^5/_2$ 1	$(26 \mp 09) \cdot 10^{-6}$	—
$^9/_2$ 2	$^7/_2$ 1	$(21 \mp 06) \cdot 10^{-5}$	0,021
$^9/_2$ 2	$^9/_2$ 1	$(39 \pm 38) \cdot 10^{-6}$	0,189
$^9/_2$ 2	$^5/_2$ 2	$21 \cdot 10^{-3}$	—
$^9/_2$ 2	$^7/_2$ 2	$(11 \pm 01) \cdot 10^{-3}$	0,402
$^1/_2$ 3	$^5/_2$ 1	$(34 \pm 26) \cdot 10^{-6}$	—
$^1/_2$ 3	$^5/_2$ 2	$(73 \mp 03) \cdot 10^{-4}$	—
$^1/_2$ 3	$^3/_2$ 2	$(78 \mp 02) \cdot 10^{-5}$	1,040

В табл. 1 приведены численные значения коэффициентов волновых функций, в табл. 2 даны рассчитанные с помощью этих коэффициентов приведенные вероятности $E2$- и $M1$-переходов внутри основной вращательно-одночастичной полосы $m = 0$. Отдельно выписан для $E2$-переходов вклад корреляционного члена, причем верхний знак соответствует орбитальному моменту $l = 2$, т. е. полосе с положительной четностью, нижний — $l = 3$, т. е. полосе с отрицательной четностью. Как видно из таблицы, вклад корреляционного члена во многих случаях существен.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность А. С. Давыдову за большую помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Давыдов А. С., Сардарян Р. А. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физики, астрономии, № 4, 72, 1962; Nuclear Phys., 37, 106, 1962.
2. Давыдов А. С., Сардарян Р. А. ЖЭТФ, 40, 1429, 1961.
3. Bohr A., Mottelson B. Kgl., Dauske Vid. Selsk Mat—Fys—Medd., 27, Nr. 16, 1953.
4. Давыдов А. С., Филиппов Г. Ф. ЖЭТФ, 35, 703, 1958.

Поступила в редакцию
19. 10 1962 г.

Кафедра
электродинамики и квантовой
теории