

Л. А. МАЛОВ

О СВЯЗИ ВРАЩЕНИЯ ЯДРА С ДВИЖЕНИЕМ ВНЕШНЕГО НУКЛОНА В НЕЧЕТНЫХ НЕАКСИАЛЬНЫХ ЯДРАХ С $j = 1/2$

В рамках обобщенной модели разбирается специальный случай, когда внешний нуклон в нечетных ядрах имеет момент $j = \frac{1}{2}$. В гамильтониан добавляется член, учитывающий связь вращения остова с движением нечетного нуклона ядра. Подсчитаны уровни энергии ядра для этого случая, квадрупольный электрический и дипольный магнитный моменты, вероятности $E2$ - и $M1$ -переходов. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными для нескольких ядер.

Введение

В работах А. С. Давыдова [1] рассматривалась модель нечетного ядра в виде остова и одного внешнего нуклона. Предполагалось, что остов имеет неаксиальную форму. Работы Давыдова и Сардаряна [2] посвящены случаю, когда спин основного состояния ядра $\geq \frac{5}{2}$. Если же спин равен $\frac{1}{2}$, то необходимо специальное исследование.

Рассмотрение нижних энергетических уровней у нечетных ядер усложняется, так как энергия вращения у них часто сравнима с энергией однонуклонных возбуждений. Нарушается адиабатика и по отношению к колебаниям поверхности. В первую очередь на положение вращательных уровней влияет однонуклонное движение. По аналогии с теорией молекул в гамильтониан нечетного ядра был добавлен член, учитывающий это взаимодействие. Показано, что последовательность спинов первых возбужденных состояний и отношение их энергий определяется двумя параметрами. Вероятности $E2$ - и $M1$ -переходов в этом случае не зависят от параметра связи λ . Проведено сравнение с экспериментальными данными для ядер Yb^{171} , Tm^{171} , W^{183} , Fr^{223} , Pu^{239} .

Уровни энергии в нечетных неаксиальных ядрах с $j = \frac{1}{2}$ с учетом
влияния однонуклонного движения

Приближение состоит в том, что j считается хорошим квантовым числом (хотя для неаксиального ядра этого не может быть). Тогда вза-

имедействие нуклона с поверхностью ядра можно записать в виде, предложенном О. Бором,

$$H_{int} = T\beta [\cos \gamma (3j_z^2 - j^2) + \sqrt{3} \sin \gamma (j_x^2 - j_y^2)]. \quad (1)$$

Для $j = \frac{1}{2}$ имеем случай предельно слабой связи, когда $H_{int} = 0$. Введем в рассмотрение вращательный момент остова $\vec{R} = \vec{I} - \vec{j}$. Тогда, согласно [1], гамильтониан системы с учетом взаимодействия вращения остова с движением внешнего нуклона имеет вид

$$H = H_0 + \frac{1}{2} \sum_{\kappa=1}^3 \frac{\widehat{R}_\kappa^2}{\sin^2 \left(\gamma - \frac{2\pi}{3} \kappa \right)} + \lambda (\widehat{I} \widehat{j}). \quad (2)$$

(Энергия измеряется в единицах $\frac{\hbar^2}{4B\beta^2}$; H_0 — гамильтониан неподвижного остова и нуклона в деформированной потенциальной яме). Считая внутреннее состояние ядра неизменным, находим собственные функции и собственные значения вращательной части полного гамильтониана с поправкой.

Удобнее решать задачу не в представлении $|IjK\Omega\rangle$, как это делается в работе [1], а в представлении $|IjRR_3\rangle$. Здесь R и R_3 — квантовые числа, определяющие величину и проекцию на ось ζ ядра вращательного углового момента. Нормированная волновая функция в этом представлении, удовлетворяющая условиям симметрии Бора [3] и соответствующая состоянию с полным моментом I и моментом остова R , имеет вид

$$\begin{aligned} \Psi_{IR} \equiv |IR\rangle &= \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_{R_3} A_{RR_3}^I \sqrt{1 + \delta_{R_3 0}} \sum_{K\Omega} (-1)^{\frac{1}{2} - \Omega} \times \\ &\times \langle I \frac{1}{2} K - \Omega | RR_3 \rangle D_{MK}^I \chi_{\Omega}^{\frac{1}{2}}, \end{aligned} \quad (3)$$

Переход к новому представлению осуществляется с учетом того, что моменты вычитаются $\vec{R} = \vec{I} - \vec{j}$. Поэтому появляется фаза $(-1)^{\frac{1}{2} - \Omega}$ и другой знак у проекции в коэффициентах Клебша—Жордана. Подобное представление использовалось в работе [4].

Так как $j = \frac{1}{2}$, то для каждого I может быть два состояния с $R = I \pm \frac{1}{2}$ (кроме $I = \frac{1}{2}$). Например:

$$\begin{aligned} \Psi_{\frac{5}{2} \frac{2}{2}} &= \frac{\sqrt{6}}{4\pi} \left\{ A_{20}^{\frac{5}{2}} \left(D_{M \frac{1}{2}}^{\frac{5}{2}} \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} + D_{M - \frac{1}{2}}^{\frac{5}{2}} \chi_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \right) + \right. \\ &+ A_{22}^{\frac{5}{2}} \left(\sqrt{\frac{5}{6}} D_{M \frac{3}{2}}^{\frac{5}{2}} \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} - \sqrt{\frac{1}{6}} D_{M \frac{3}{2}}^{\frac{5}{2}} \chi_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \right) + \\ &\left. + A_{2-2}^{\frac{5}{2}} \left(\sqrt{\frac{5}{6}} D_{M - \frac{3}{2}}^{\frac{5}{2}} \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} + \sqrt{\frac{1}{6}} D_{M - \frac{3}{2}}^{\frac{5}{2}} \chi_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
\Phi_{\frac{5}{2}^3} &= \frac{\sqrt{6}}{4\pi} \left\{ \left(\sqrt{\frac{1}{6}} D_{M \frac{5}{2}}^{\frac{5}{2}} \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} - \sqrt{\frac{5}{6}} D_{M \frac{3}{2}}^{\frac{5}{2}} \chi_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \right) - \right. \\
&\quad \left. - \left(-\sqrt{\frac{1}{6}} D_{M-\frac{5}{2}}^{\frac{5}{2}} \chi_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} + \sqrt{\frac{5}{6}} D_{M-\frac{3}{2}}^{\frac{5}{2}} \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \right) \right\}, \\
\psi_{\frac{7}{2}^3} &= \frac{\sqrt{8}}{4\pi} \left\{ \left(\sqrt{\frac{3}{4}} D_{M \frac{7}{2}}^{\frac{7}{2}} \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} - \sqrt{\frac{1}{4}} D_{M \frac{3}{2}}^{\frac{7}{2}} \chi_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \right) - \right. \\
&\quad \left. - \left(\sqrt{\frac{3}{4}} D_{M-\frac{7}{2}}^{\frac{7}{2}} \chi_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} - \sqrt{\frac{1}{4}} D_{M-\frac{3}{2}}^{\frac{7}{2}} \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \right) \right\}, \\
\psi_{\frac{7}{2}^4} &= \frac{\sqrt{8}}{4\pi} \left\{ A_{40}^{\frac{7}{2}} \left(D_{M \frac{7}{2}}^{\frac{7}{2}} \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} - D_{M-\frac{1}{2}}^{\frac{7}{2}} \chi_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \right) + \right. \\
&\quad + A_{42}^{\frac{7}{2}} \left(\sqrt{\frac{1}{4}} D_{M \frac{7}{2}}^{\frac{7}{2}} \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} - \sqrt{\frac{3}{4}} D_{M \frac{3}{2}}^{\frac{7}{2}} \chi_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \right) + \\
&\quad + A_{4-2}^{\frac{7}{2}} \left(-\sqrt{\frac{1}{4}} D_{M-\frac{7}{2}}^{\frac{7}{2}} \chi_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} + \sqrt{\frac{3}{4}} D_{M-\frac{3}{2}}^{\frac{7}{2}} \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \right) - \\
&\quad \left. - A_{44}^{\frac{7}{2}} D_{M \frac{7}{2}}^{\frac{7}{2}} \chi_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} + A_{4-4}^{\frac{7}{2}} D_{M-\frac{7}{2}}^{\frac{7}{2}} \chi_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \right\}.
\end{aligned}$$

Оператор \hat{R} действует на эти волновые функции так же, как \hat{I} действует на вращательные волновые функции четно-четных ядер с $I=R$ [5]. Поэтому уровни энергии для нечетных ядер выражаются через энергетические уровни четно-четных ядер с добавлением члена, зависящего от величины связи вращения ядра с движением внешнего нуклона (этот добавочный член можно написать сразу, так как I , j и R сохраняются). Таким образом, получаем

$$\varepsilon_i(IR) = \varepsilon_i(R) + \lambda \frac{I(I+1) - R(R+1) + \frac{3}{4}}{2}, \quad (5)$$

где $\varepsilon_i(R)$ — энергия уровней четно-четного ядра с моментом $I_{\text{ч.-ч.}} = R_{\text{неч}}$ [5].

Интересно отметить, что для больших значений λ в случае $j = \frac{1}{2}$ может оказаться, что спин основного состояния ядра равен $3/2$, т. е. в основном состоянии ядро вращается.

Коэффициенты волновых функций находятся из решения секулярного уравнения. Они, конечно, совпадают с коэффициентами волновых функций энергетических уровней четно-четного ядра, момент которых равен моменту остова нечетного ядра. От параметра λ они не зависят.

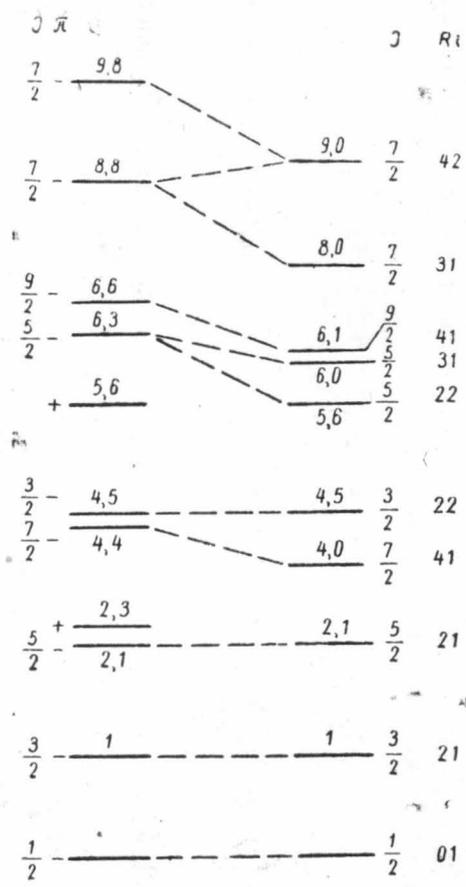


Рис. 1. Сравнение экспериментального спектра W^{183} (см. [10]) с теоретическим ($\gamma=22^\circ$, $\lambda=1,4$)

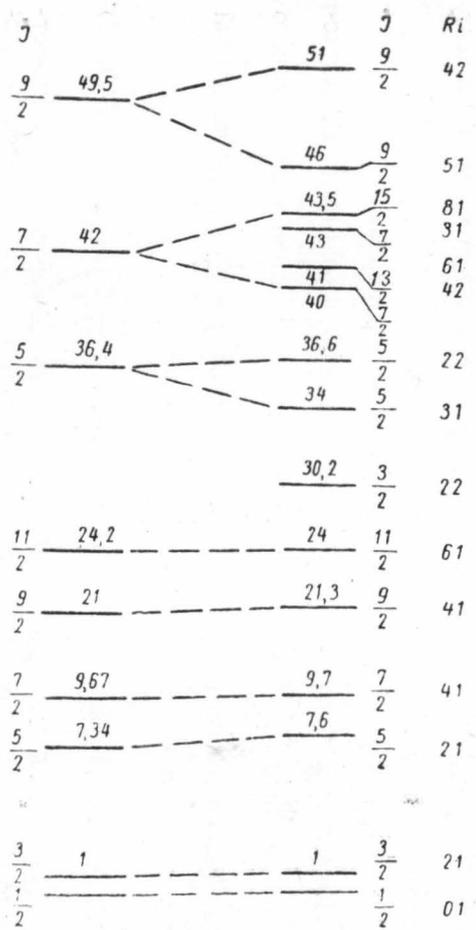


Рис. 2. Сравнение экспериментального спектра Pu^{239} (см. [10]) с теоретическим ($\gamma=15^\circ$, $\lambda=2,4$)

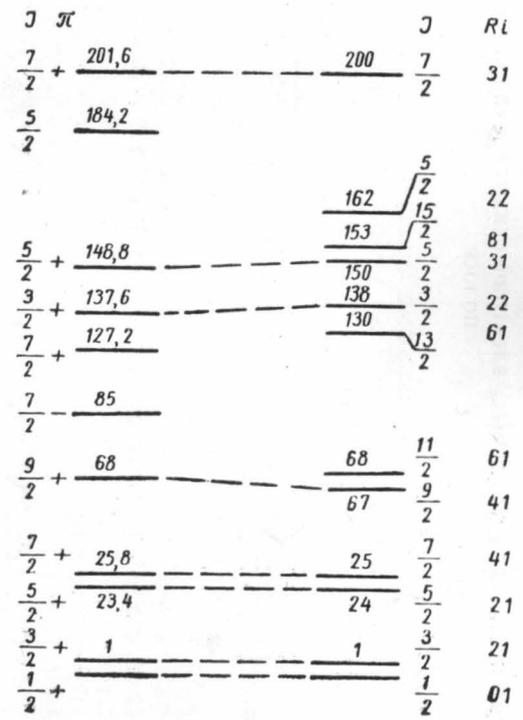


Рис. 3. Сравнение экспериментального спектра Tm^{171} (см. [8]) с теоретическим ($\gamma=12,5^\circ$, $\lambda=2,8$)

Вероятности квадрупольных электрических переходов во вращательной полосе

Используя известные волновые функции вращательных состояний нечетного ядра, можно найти приведенные вероятности переходов между ними. Оператор квадрупольного момента ядра [3]

$$\hat{Q}_{2\mu} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sum_{i=1}^A e_i r_i^2 Y_{2\mu}(\vartheta_i, \varphi_i) = \frac{eQ_0}{\beta} a_{2\mu}^* + \sqrt{\frac{16\pi}{5}} e_p r_p^2 Y_{2\mu}(\vartheta_p, \varphi_p) \quad (6)$$

выражаем через углы Эйлера, определяющие ориентацию ядра в пространстве, коллективные координаты β , γ и координаты нечетной частицы в системе координат, связанной с ядром.

Тогда получим

$$\hat{Q}_{2\mu} = \frac{eQ_0}{\beta} \sum_{\nu=0 \pm 2} a_{\nu} D_{\mu\nu}^2 + \sqrt{\frac{16\pi}{5}} e_p r_p^2 \sum_{\nu} Y_{2\nu}(\vartheta'_p, \varphi'_p) D_{\mu\nu}^2, \quad (7)$$

где $Q_0 = \frac{1}{\sqrt{5\pi}} 3ZR_0^2\beta$ — внутренний электрический квадрупольный момент аксиального ядра с параметром деформации β ;

$a_0 = \beta \cos \gamma$, $a_{\pm 2} = \frac{\beta}{\sqrt{2}} \sin \gamma$ — коллективные координаты.

По известной формуле находим приведенную вероятность $E2$ -перехода (в единицах $\frac{e^2 Q_0^2}{16\pi}$) между вращательными состояниями нечетного ядра. Можно показать, что для данного случая $j = \frac{1}{2}$ — одночастичный вклад в вероятность $E2$ -перехода равен нулю.

$$b(E2; IRi \rightarrow I'R'f) = (2I' + 1)(2R + 1) \times W^2\left(IRI'R'; \frac{1}{2} 2\right) b(E2; Ri \rightarrow R'f), \quad (8)$$

где $b(E2; Ri \rightarrow R'f)$ — приведенная вероятность $E2$ -перехода в четно-четном ядре из начального состояния с моментом $I_{\text{ч.ч.}} = R$ в конечное состояние с моментом $I'_{\text{ч.ч.}} = R'$; $W\left(IRI'R'; \frac{1}{2} 2\right)$ — коэффициенты Рака.

Для среднего значения квадрупольного момента ядра в возбужденном состоянии получаем выражение

$$\langle \hat{Q}_{20} \rangle_{IRM} = I = \frac{eQ_0}{2\beta} \sqrt{\frac{(2I-1)(2I+1)(2R+1)}{(I+1)(2I+3)}} \times \\ \times W\left(IRIR; \frac{1}{2} 2\right) \sum_{R_3 R'_3 \nu} [(1 + \delta_{R_3 0})(1 + \delta_{R'_3 0})]^{\frac{1}{2}} \times A_{RR_3}^I a_{\nu} A_{RR_3}^I \langle 2R\nu R_3 | RR'_3 \rangle. \quad (9)$$

Вероятности дипольных магнитных переходов во вращательной полосе

Было показано [1, 6], что оператор $M1$ -перехода в нечетных ядрах имеет вид

$$\hat{\mathfrak{M}}(1\mu) = \hat{\mathfrak{M}}_0(1\mu) + \hat{\mathfrak{M}}_1(1\mu), \quad (10)$$

где

$$\widehat{\mathfrak{M}}_0(1\mu) = (-1)^\mu \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \mu_B (g_j - g_R) \widehat{j}_\mu + (-1)^\mu \sqrt{\frac{3}{4\pi}} g_R \mu_B \widehat{I}_\mu \quad (11)$$

есть нулевое приближение,

$$\widehat{\mathfrak{M}}_1(1\mu) = (-1)^\mu \mu_B g_R \frac{5\sqrt{6}}{7\pi} \sum_{\nu} \langle 21\mu - \nu \nu | 1\mu \rangle \alpha_{\mu-\nu}^* (\widehat{I}_\nu - \widehat{j}_\nu) \quad (12)$$

есть первое приближение.

Второй член в (11) не приводит к переходам (недиагональные матричные элементы равны нулю). Так как в волновой функции (3) системы внутреннее движение определяется относительно координатной системы, фиксированной в ядре, оператор \widehat{j}_μ должен быть переведен в ту же систему.

Оператор $M1$ -перехода будет иметь вид

$$\begin{aligned} \widehat{\mathfrak{M}}(1\mu) = & (-1)^\mu \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \mu_B (g_j - g_R) \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^1 j_{\nu} + \\ & + (-1)^\mu \mu_B g_R \frac{5\sqrt{6}B}{7\pi e Q_0} \sum_{\nu} \langle 21\mu - \nu, \nu | 1\mu \rangle \widehat{O}_{2\mu-\nu} (\widehat{I}_\nu - \sum_{\alpha} D_{\nu\alpha}^1 \widehat{j}_\alpha). \end{aligned} \quad (13)$$

В адиабатическом приближении \widehat{j}_μ действует только на внутренние переменные (координаты внешнего нуклона относительно осей $\xi\eta\zeta$) и не действует на углы Эйлера, определяющие ориентацию ядра в системе осей $x y z$. \widehat{I}_μ действует только на углы Эйлера.

$$\widehat{j}_\nu \chi_{\Omega}^j = (-1)^\nu \sqrt{j(j+1)} \langle j1\Omega + \nu - \nu | j\Omega \rangle \chi_{\Omega+\nu}^j, \quad (14)$$

$$\widehat{I}_\nu D_{MK}^I = (-1)^\nu \sqrt{I(I+1)} \langle I1M + \nu, -\nu | IM \rangle D_{M+\nu K}^I.$$

Используя (14), находим приведенную вероятность $M1$ -перехода между уровнями IRi и $I'R'f$ нечетного ядра

$$\begin{aligned} B(M1; IRi \rightarrow I'R'f) = & \frac{1}{e^2} \left[\frac{9\mu_B^2 (2I' + 1) (g_j - g_R)^2}{8\pi} \right]^2 \times \\ & \times W \left(IR1 \frac{1}{2}; \frac{1}{2} I' \right) \delta_{RR'} \delta_{if} + \frac{15\mu_B g_R \sqrt{(2I' + 1)(2R + 1)}}{7\pi \sqrt{2}} \times \\ & \times \left[\sqrt{I(I+1)(2I+1)} W(12II; 1I') W(2IR' \frac{1}{2}; I'R) + \right. \\ & \left. + (-1)^{R-R'} \sqrt{6} \begin{Bmatrix} R' & R & 2 \\ I' & I & 1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \end{Bmatrix} \right] \sum_{\beta R_3 R'_3} A_{R'R_3}^{I'f} a_{\beta} A_{RR_3}^I \times \\ & \times \sqrt{(1 + \delta_{R_3 0})(1 + \delta_{R'_3 0})} \langle 2R\beta R_3 | R'R'_3 \rangle^2. \end{aligned} \quad (15)$$

Важно заметить, что

$$\begin{aligned} & \left| \sum_{\beta R_3 R'_3} A_{R'R_3}^{I'f} a_{\beta} A_{RR_3}^I \sqrt{(1 + \delta_{R_3 0})(1 + \delta_{R'_3 0})} \langle 2R\beta R_3 | \times | R'R'_3 \rangle \right|^2 = \\ & = \frac{8}{5} b(E2; Ri \rightarrow R'f). \end{aligned} \quad (16)$$

Формула (15) получена после суммирования произведений нескольких коэффициентов Клебша—Жордана, этим объясняется появление коэффициентов Рака и $9j$ -символов.

Дипольный момент возбужденных состояний ядра находится по формуле

$$\begin{aligned} \langle \hat{\mu} \rangle_{IRM-I} = & \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \mu_B g_R I + \left[\frac{3\mu_B (g_j - g_R)}{\sqrt{8\pi}} \right] \sqrt{\frac{I(2I+1)}{I+1}} W\left(IR 1 \frac{1}{2}; \frac{1}{2} I \right) + \\ & + \frac{15\mu_B g_R}{7\pi \sqrt{2}} \sqrt{\frac{(2I+1)I(2R+1)}{I+1}} \left[\sqrt{(2I+1)(I+1)I} W(12II; 1I) \times \right. \\ & \times W\left(2IR \frac{1}{2}; IR \right) + \sqrt{6} \left. \begin{matrix} R & R & 2 \\ I & I & 1 \\ 1/2 & 1/2 & 1 \end{matrix} \right] \times \\ & \times \sum_{R_3 \nu R'_3} \sqrt{(1 + \delta_{R_3 0})(1 + \delta_{R'_3 0})} A^I_{RR_3} a_\nu A^I_{RR'_3} \langle 2R\nu R_3 | RR'_3 \rangle. \quad (17) \end{aligned}$$

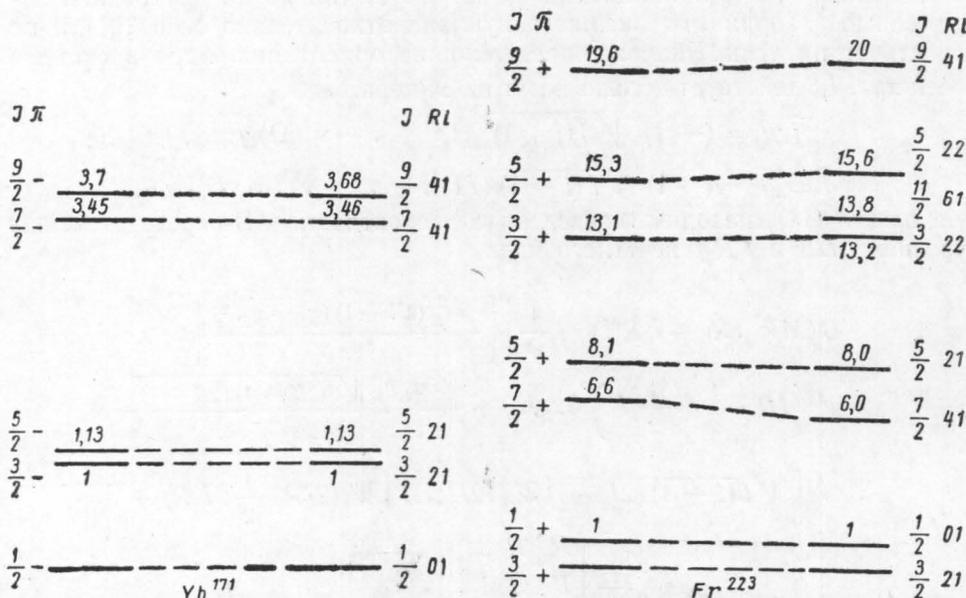


Рис. 4. Сравнение экспериментального спектра Yb^{171} (см. [7]) и Fr^{223} (см. [8, 9]) с теоретическим (для Yb^{171} $\gamma=0^\circ$, $\lambda=0,2$; для Fr^{223} $\gamma=18,5^\circ$, $\gamma=4,16$)

Сравнение с экспериментом

Сравнение было проделано с экспериментальными данными для пяти ядер: Yb^{171} , Tm^{171} , W^{183} , Fr^{223} , Pu^{239} .

В левой части рисунков приводятся схемы энергетических уровней этих ядер. Указаны значения спинов и четности уровней, а также отношение энергии каждого возбужденного уровня к энергии первого возбужденного состояния ядра.

Таблица 1

Отношение приведенных вероятностей E2-переходов между уровнями ядра W^{183}

Отношение вероятностей	Теория ($\gamma = 22^\circ$)	Эксперимент	Литература
$\frac{5}{2} 1 \rightarrow \frac{1}{2} : \frac{3}{2} 1 \rightarrow \frac{1}{2}$	1	$0,7 \div 1$	[12]
$\frac{5}{2} 1 \rightarrow \frac{3}{2} 1 : \frac{5}{2} 1 \rightarrow \frac{1}{2}$	0,2	$< 0,5$	[11, 13]
$\frac{7}{2} 1 \rightarrow \frac{5}{2} 1 : \frac{7}{2} 1 \rightarrow \frac{3}{2} 1$	0,11	$< 0,24$	[11]
$\frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{1}{2} : \frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{3}{2} 2$	$0,35 \left(\frac{5}{2} 2 = \frac{5}{2} 22 \right)$	0,2	[11, 13]
$\frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{1}{2} : \frac{5}{2} 1 \rightarrow \frac{1}{2}$	0,07	0,09	[16]
$\frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{3}{2} 2 : \frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{7}{2} 1$	3,2	2,9	[11, 13]
$\frac{3}{2} 2 \rightarrow \frac{1}{2} : \frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{1}{2}$	1	0,3	[16]
$\frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{5}{2} 1 : \frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{1}{2}$	6,6	$0,004 \div 0,4$	[11]
$\frac{3}{2} 2 \rightarrow \frac{3}{2} 1 : \frac{3}{2} 2 \rightarrow \frac{5}{2} 1$	2,3	1,4	[11]
$\frac{3}{2} 2 \rightarrow \frac{1}{2} : \frac{3}{2} 2 \rightarrow \frac{3}{2} 1$	0,17	0,04	[11]
$\frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{7}{2} 2 : \frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{3}{2} 1$	$15 \left(\frac{7}{2} 3 = \frac{7}{2} 42 \right)$	< 470	[11]
$\frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{9}{2} 1 : \frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{3}{2} 1$	5,2	4,4	[11]
$\frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{5}{2} 2 : \frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{3}{2} 1$	9	9	[11]
$\frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{3}{2} 2 : \frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{3}{2} 1$	80	100	[11]
$\frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{7}{2} 1 : \frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{3}{2} 1$	60	~ 3	[11]
$\frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{5}{2} 1 : \frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{3}{2} 1$	0,11	0,2	[11]

Таблица 2

Отношение приведенных вероятностей E2-переходов между уровнями ядра Pu^{239}

Отношение вероятностей	Теория ($\gamma = 15^\circ$)	Эксперимент	Литература
$\frac{5}{2} 1 \rightarrow \frac{3}{2} 1 : \frac{5}{2} 1 \rightarrow \frac{1}{2} 2$	0,27	0,23 0,25	[15] [14]
$\frac{9}{2} 1 \rightarrow \frac{5}{2} 1 : \frac{9}{2} 1 \rightarrow \frac{7}{2} 1$	20	14 ÷ 18	[14]
$\frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{1}{2} 2 : \frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{3}{2} 1$	1,85 $\left(\frac{5}{2} 2 = \frac{5}{2} 22 \right)$	0,8	[14]
$\frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{7}{2} 1 : \frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{1}{2} 2$	0,025	1,5 ÷ 0,25	[14, 15]
$\frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{5}{2} 1 : \frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{3}{2} 1$	4	8 2,4	[15] [14]
$\frac{7}{2} 2 \rightarrow \frac{7}{2} 1 : \frac{7}{2} 2 \rightarrow \frac{9}{2} 1$	11 $\left(\frac{7}{2} 2 = \frac{7}{2} 42 \right)$	1,2	[14]
$\frac{7}{2} 2 \rightarrow \frac{7}{2} 1 : \frac{7}{2} 2 \rightarrow \frac{5}{2} 1$	180	> 2	[14]

Таблица 3

Отношение приведенных вероятностей M1-переходов между уровнями ядра W^{183}

Отношение вероятностей	Теория ($\gamma = 22^\circ$)	Эксперимент	Литература
$\frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{7}{2} 1 : \frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{5}{2} 1$	92	150 0,08	[16] [11]
$\frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{7}{2} 2 : \frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{9}{2} 1$	105	11,3	[11]
$\frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{5}{2} 2 : \frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{9}{2} 1$	76	2,6	[11]
$\frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{7}{2} 1 : \frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{9}{2} 1$	13	2,35	[11]
$\frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{5}{2} 1 : \frac{7}{2} 3 \rightarrow \frac{9}{2} 1$	1	0,32	[11]

Отношение приведенных вероятностей M1-переходов между уровнями ядра Pu^{239}

Отношение вероятностей	Теория ($\gamma = 15^\circ$)	Эксперимент	Литература
$\frac{7}{2} 2 \rightarrow \frac{9}{2} 1 : \frac{7}{2} 2 \rightarrow \frac{5}{2} 2$	0,005	0,002	[14]
$\frac{7}{2} 2 \rightarrow \frac{7}{2} 1 : \frac{7}{2} 2 \rightarrow \frac{9}{2} 1$	13	2,3	[14]
$\frac{7}{2} 2 \rightarrow \frac{9}{2} 1 : \frac{7}{2} 2 \rightarrow \frac{5}{2} 1$	0,37	0,67	[14]
$\frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{5}{2} 1 : \frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{7}{2} 1$	14,1	2,4	[14]
$\frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{3}{2} 1 : \frac{5}{2} 2 \rightarrow \frac{7}{2} 1$	3,1	1,5	[14]

Справа на каждом рисунке приведена теоретическая схема уровней, полученная на основе результатов данной работы.

В таблицах сравниваются экспериментальные и теоретические результаты для относительных приведенных вероятностей E2- и M1-переходов. В литературе, на которую даются ссылки, часто приводятся относительные интенсивности переходов, которые были пересчитаны в относительные приведенные вероятности. Необходимо отметить, что экспериментальные данные для приведенных вероятностей переходов получены с очень небольшой точностью, относительный вклад E2- и M1-переходов или совсем не дается, или оценивается очень грубо. Данные, полученные разными авторами, отличаются на порядок и больше.

Все это значительно затрудняет сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными. Отношение приведенных вероятностей переходов в таблицах обозначается следующим образом.

Например, $\frac{5}{2} i \rightarrow \frac{3}{2} f : \frac{5}{2} i \rightarrow \frac{1}{2}$ означает $\frac{b \left(E2; \frac{5}{2} i \rightarrow \frac{3}{2} f \right)}{b \left(E2; \frac{5}{2} i \rightarrow \frac{1}{2} \right)}$. Ин-

дексы i, f обозначают номер уровня с данным моментом на экспериментальном спектре.

В заключение приношу благодарность проф. А. С. Давыдову за предоставление темы и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Давыдов А. С. Nucl. Phys., 16, 4, 1960. Давыдов А. С. «Изв. АН СССР», сер. физическая, 24, 820, 1960.
2. Давыдов А. С., Сардарян Р. А. ЖЭТФ, 40, 1429, 1961; Давыдов А. С., Сардарян Р. А. Nucl. Phys., 37, 106, 1962.
3. Bohr A. Dansk. Mat.—Fys. Medd., 26, 14, 1952. См. перевод «Проблемы современной физики», 9, 1955.
4. Osborn R. K., Klema E. D. Nuovo Cimento, 9, 791, 1958; Hotch K. T. Satchler G. R. Nucl. Phys., 32, 286, 1962.

5. Давыдов А. С., Филиппов Г. Ф. ЖЭТФ, 35, 440, 1958; Давыдов В. С., Ростовский В. С. ЖЭТФ, 36, 1788, 1959.
6. Давыдов А. С., Филиппов Г. Ф. ЖЭТФ, 35, 703, 1958.
7. Hargatz В., Handley Т. Н., Michelich J. W. Phys. Rev., 114, 1082, 1959.
8. Джелепов Б. С., Пекер Л. К. Возбужденные состояния деформированных ядер. Дубна, ОИЯИ, 1959.
9. Новикова Г. И. и др. ЖЭТФ, 37, 928, 1959.
10. Джелепов Б. С., Пекер Л. К. Схемы распада радиоактивных ядер. Изд-во АН СССР, М.—Л., 1958.
11. Murray J. J., Boehm F., Marmier P., J. W. M. Du Mond Phys. Rev., 97, 1007, 1955.
12. Alaga G., Alder K., Bohr A., Mottelson B. Kong. Dansk. Mat.—Fys. Medd., 29, 9, 1955. См. перевод «Проблемы современной физики», 1, 1956.
13. Thulin S. и др. Phys. Rev., 104, 471, 1956.
14. Ewan G. T. и др. Phys. Rev., 116, 950, 1959.
15. Hollander I. M., Smith W. G., Michelich I. W. Phys. Rev., 102, 740, 1956.
16. Mc Govan F. K., Stelson P. H. Phys. Rev., 109, 901, 1958.

Поступила в редакцию
2. 1 1963 г.

НИИЯФ