

Ф-433

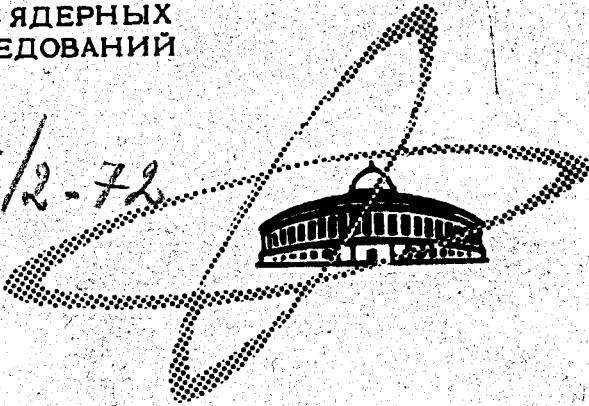
Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, т. 36,
№ 4, с. 890-898.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

694/2-72

P4 - 6242



А. П. Фересин, Г. Шульц

АНАЛИЗ

М1-ВНУТРИЯДЕРНОЙ КОНВЕРСИИ
НА ОСНОВЕ ПОТЕНЦИАЛА САКСОНА-ВУДСА

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1972

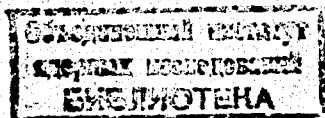
А.П. Фересин,¹ Г. Шульц²

**АНАЛИЗ
M1-ВНУТРИЯДЕРНОЙ КОНВЕРСИИ
НА ОСНОВЕ ПОТЕНЦИАЛА САКСОНА-ВУДСА**

Направлено в Изв. АН СССР

¹ Ленинградский государственный университет

² ЦИЯИ, Россендорф (ГДР)



В в е д е н и е

Зависимость коэффициентов внутренней конверсии (КВК) от структуры ядра при сильно заторможенных γ -переходах можно использовать для получения определенных сведений о деталях ядерной структуры (структурный аспект в теории КВК). Экспериментальное подтверждение такой зависимости в настоящее время имеется для КВК $E1$ - и $M1$ -переходов. Теория структурных (или динамических) эффектов в КВК $E1$ -переходов разработана достаточно подробно ^{/1-5/}. Изучение $E1$ -внутриядерной конверсии на основе различных теоретических предположений и интерпретация имеющихся экспериментальных данных по аномалиям в КВК были сделаны в ряде работ ^{/4-8/}.

Теоретическое рассмотрение $M1$ -внутриядерной конверсии было впервые выполнено в работах ^{/9,10/}. В частности, в ^{/9/} были получены формулы для КВК $M1$ -переходов с учетом структурных поправок и выяснены правила отбора для ядерных матричных элементов, входящих в теорию. Авторы этой работы указали на две области возможных аномалий в КВК $M1$ -переходов. Первая область относится к l -запрещенным переходам в сферических ядрах, так как l -запрет по-разному действует на матричные элементы γ -излучения и внутриядерной конверсии. Такой случай реализуется, например, в переходах $d_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$ в изотопах таллия. Теоретический анализ КВК l -запрещенных переходов на основе

различных ядерных моделей проводился в работах ряда исследователей /11-14/. В большинстве случаев получено хорошее согласие с экспериментом.

Другая область аномалий относится к $M1$ -переходам в деформированных ядрах. Авторы работы /9/ обратили внимание на запрещенные коллективные $M1$ -переходы в четно-четных ядрах и на $M1$ -переходы внутри ротационной полосы ($\Delta K = 0$) в нечетных деформированных ядрах. Первый случай анализировался Гречухиным /15/, который показал, что для чисто коллективных $M1$ -переходов поправки к КВК от структурных эффектов не превышают одного процента, и, таким образом, аномалии в КВК таких переходов исключаются. Второй случай рассматривался в работе Райнера /16/, где для некоторых $M1$ -переходов с $\Delta K = 0$ были сделаны на основе обобщенной модели приближенные оценки величины аномалии в КВК. Оказалось, что в отдельных случаях структурные эффекты могут быть существенны. Со времени появления этой работы (1958 г.) появилось много экспериментальных сведений как о магнитных свойствах ядер, так и по аномалиям КВК $M1$ -переходов. В связи с этим представляет интерес изучение $M1$ -внутриядерной конверсии в нечетных деформированных ядрах с учетом имеющихся экспериментальных данных и на более точной теоретической основе (по сравнению с /16/). В данной работе такое изучение проводится на основе потенциала Саксона-Вудса для двадцати $M1$ -переходов с $\Delta K = 0, \pm 1$ в ядрах редкоземельной области.

§1. Матричные элементы в потенциале Саксона-Вудса

Выражение для КВК ML -мультипольности на q -оболочке атома, справедливое в любой модели, имеет следующий вид. /17/ :

$$\sigma_q^{(ML)} = \sum_K \left| \operatorname{Re} N_{qK}^{(ML)} + i \operatorname{Im} N_{qK}^{(ML)} + i \left(\Delta_{qK}^{(ML)} - \delta_{qK}^{(ML)} \right) \right|^2. \quad (1)$$

В формуле (1) $\kappa \equiv \kappa$, характеризует состояние электрона, вылетевшего из атома, $N_{qK}^{(ML)}$ - конверсионные матричные элементы, вычисленные с учетом конечных размеров ядра в модели Слива поверхностных токов перехода и с учетом экранирования. Таблицы $Re N_{qK}^{(ML)}$ и $Im N_{qK}^{(ML)}$ опубликованы в работе /18/. $\Delta_{qK}^{(ML)}$ - вклад внутриядерной конверсии в величину КВК:

$$\Delta_{qK}^{(ML)} = \sum_n C_{nK} \lambda_n^{(0)} = C_{0K} \lambda_0^{(0)} + C_{2K} \lambda_2^{(0)} + \dots, \quad (2)$$

равный в модели Слива $\delta_{qK}^{(ML)} = \sum_n C_{nK}$, где C_{nK} - электронные параметры, зависящие только от электронных волновых функций. Наиболее полные таблицы C_{nK} опубликованы в работах /19/ ($n = 0, 2$) и /20/ ($n = 0$).

$\lambda_n^{(0)}$ - ядерные параметры, обуславливающие зависимость КВК магнитной мультипольности от структуры ядра:

$$\lambda_n^{(0)} = \frac{\langle m_n^{(0)} \rangle}{\langle \sigma_\gamma^{(ML)} \rangle} = \frac{\int (d\vec{R}) \vec{J} \vec{Y}_{LM}^{(0)*} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{L+n+2}}{\int (d\vec{R}) \vec{J} \vec{Y}_{LM}^{(0)*} \left(\frac{R}{R_0}\right)^L}. \quad (3)$$

Для выявления структуры матричных элементов в (3) запишем ядерный ток $\vec{J}(\vec{R})$ в обобщенной модели ($\hbar = m = c = 1$):

$$\vec{J}(\vec{R}) = g_e \frac{e}{2M_i} \{ \Psi_i^* \nabla \Psi_i - (\nabla \Psi_i^*) \Psi_i \} + g_s \frac{e}{2M} \text{rot } \Psi_i^* \vec{S} \Psi_i + \frac{e}{M} \rho(\vec{R}) \vec{V}(\vec{R}) \quad (4)$$

$$\int (dR') \rho(R') [\vec{R}' \times \vec{V}(R')] \left(\frac{R'}{R_0}\right)^2 \nabla \left\{ \left(\frac{R'}{R_0}\right)^L Y_{LM}^* \right\} =$$

$$= \nu g_R \vec{R} \nabla \left\{ \left(\frac{R}{R_0}\right)^L Y_{LM}^* \right\} \delta_{L,1} \quad (7)$$

Величина ν в (7) зависит от модели, принятой для описания $\vec{V}(R)$ - скорости коллективного движения. Райнер показал^{/16/}, что $\nu = 1$, если $\vec{V}(R) = 1/2 \sum_{\mu} a_{2\mu} \nabla (R^2 Y_{2\mu})$ ($a_{2\mu}$ - параметры квадрупольной деформации ядра в лабораторной системе координат), и $\nu = 0,7$, если $\vec{V}(R) = \vec{\omega} \times \vec{R}$ ($\vec{\omega}$ - угловая скорость вращения остова). Ниже вычисления для $\langle m^{(0)} \rangle$ будут выполнены для этих двух значений ν .

Из (2) следует, что в теорию входит целый набор ядерных параметров $\lambda_n^{(0)}$. Однако, ввиду того, что C_{nk} быстро убывают с ростом n , в разложении (2) достаточно ограничиться первыми двумя членами. На основе формул для C_{nk} , опубликованных в работе^{/15/}, можно показать, что при $L = 1$ $C_{0-1} \gg C_{0+2}$ для K, L_1 - оболочек, $C_{0+1} \gg C_{0-2}$ для L_{11} - оболочки и

$$\eta = \frac{C_{2-1}}{C_{0-1}} = \frac{C_{2+1}}{C_{0+1}} \approx -0,072 [1 + 3(\alpha z)^2] \quad (8)$$

Таким образом, для $M1$ - конверсии можно ввести ядерный параметр, общий для этих оболочек,

$$\lambda^{(0)} = \lambda_0^{(0)} + \eta \lambda_2^{(0)}, \quad (9)$$

который и находится из экспериментов по аномальным КВК или из опытов по $e-\gamma$ - корреляциям. Поскольку структурные эффекты в КВК

$M1$ -переходов в большинстве случаев незначительны, то из-за малости η при теоретическом анализе $M1$ -внутриядерной конверсии можно в первом приближении рассматривать только один ядерный параметр $\lambda^{(0)} \equiv \lambda_0^{(0)}$.

Если взять внутреннюю волновую функцию нуклонов в потенциале Саксона-Вудса в виде $|K\rangle = \sum \alpha_{nlj}^k |nlj, k\rangle$, то для матричных элементов теории в обобщенной модели получаем следующие расчетные формулы^{x/}:

$$\lambda^{(0)} = \langle m^{(0)} \rangle / \langle u_\gamma (ML) \rangle$$

$$\langle u_\gamma (ML) \rangle \equiv \langle f || u_\gamma (ML) || i \rangle =$$

(10)

$$(M \omega_0 R_0^2)^{\frac{2}{L-1}} \times [3(4L^2 - 1) / 4\pi]^{1/2} \alpha(J_i, J_f, k) \times$$

$$\times \sum_{\substack{n_i, \ell_i, l_i \\ n_f, \ell_f, l_f}} \alpha_{n_i, \ell_i, l_i}^{K_i} \alpha_{n_f, \ell_f, l_f}^{K_f} (2\ell_f + 1)^{1/2} \langle \ell_f, L-1, \ell_i, 00 \rangle \langle j_f, L, j_i, K_f, k \rangle \times$$

$$\times \langle \rho^{L-1} \rangle [(g_\ell - g_R \delta_{L,1}) T(\ell) + (g_s - g_R \delta_{L,1}) T(\sigma)] ;$$

$$\langle m^{(0)} \rangle \equiv \langle f || m^{(0)} || i \rangle =$$

$$= (M \omega_0 R_0^2)^{\frac{2}{L+1}} [3(4L^2 - 1) / 4\pi]^{1/2} \alpha(J_i, J_f, k) \times$$

^{x/} Формулы для $\langle m^{(0)} \rangle$ в представлении $N\ell\Lambda\Sigma$ при любом n приведены в работе^{/7/}.

$$\times \sum_{\substack{n_i \ell_i i_i \\ n_f \ell_f i_f}} a_{n_i \ell_i i_i}^{K_i} a_{n_f \ell_f i_f}^{K_f} (2\ell_f + 1)^{1/2} \times$$

$$\times \langle \ell_f, L-1, \ell_i, | 00 \rangle \langle i_f, L, i_i, | K_f, k \rangle \times$$

(11)

$$\times \{ [g_\rho \langle \rho^{L+1} \rangle - (M \omega_0 R_0^2) \nu g_R \delta_{L,1}] T(\ell) +$$

$$+ [2g_s \langle \rho^{L+1} \rangle - (M \omega_0 R_0^2) \nu g_R \delta_{L,1}] T(\sigma) +$$

$$+ g_s \langle \rho^{L+1} \rangle T(\sigma n) \} ;$$

В формулах (10-11) $a(J_i, J_f, k) = (-1)^{J_i - J_f} \sqrt{2J_f + 1} \langle J_i, J_i, | K_f, k \rangle$, $k \equiv \Delta K = K_i - K_f$,

$\rho = M^{1/2} \omega_0^{1/2} R_0$, $\omega_0 = 48,5 \text{ \AA}^{-1/3} \text{ МэВ}$, $\langle \rho^L \rangle \equiv \langle n_i \ell_i i_i | \rho^L | n_i \ell_i i_i \rangle$. Множители T имеют вид:

$$T(\ell) = (-1)^{L + i_f + \ell_f + 1/2} [\ell_f (\ell_f + 1) (2\ell_f + 1) (2i_f + 1)]^{1/2} \times$$

$$\times W(L, 1, \ell_i, \ell_f, | L-1, \ell) \times W(i_f, i_f, \ell_i, \ell_f, | L-1/2, i) ;$$

$$T(\sigma) = [3(2i_f + 1)/2]^{1/2} \begin{Bmatrix} \ell_f & L-1 & \ell_i \\ 1/2 & 1 & 1/2 \\ i_f & L & i_i \end{Bmatrix} ;$$

$$T(\sigma_n) = (-)^{L+1} [3L(2j_i+1)/2(4L^2-1)]^{1/2} \times$$

$$\times \sum_{a=\pm 1} (2L+2a+1)^{1/2} \frac{\langle l_i, L+a, l_i | 00 \rangle}{\langle l_i, L-1, l_i | 00 \rangle} \times \quad (12)$$

$$\times \langle L, 1, L+a | 00 \rangle \times \begin{Bmatrix} l_i & L+a & l_i \\ 1/2 & 1 & 1/2 \\ i_i & L & i_i \end{Bmatrix};$$

Определения коэффициентов Клебша-Гордана, Рака и $9-j$ -символов приведены, например, в работах /21,22/.

Для расчета матричных элементов $\langle u_\gamma(MI) \rangle$ и $\langle m^{(0)} \rangle$ по формулам (10-12) были использованы одночастичные волновые функции, полученные в потенциале Саксона-Вудса для массовых чисел $A = 155, 165, 173$ и 181. Сведения об этих функциях можно найти в работах /23/.

§2. $M1$ -переходы внутри ротационной полосы

Для $M1$ -переходов с $\Delta K=0$ $\langle u_\gamma(MI) \rangle \sim (g_K - g_R)$, где гиромагнитное отношение для частицы определяется известной формулой Нильссона:

$$K g_K = g_s^{\text{эфф}} \langle S_x \rangle + g_e \langle L_x \rangle \quad (13)$$

Формулы для матричных элементов в (13) непосредственно следуют из (10). Из сравнения экспериментальных и теоретических значений g_K

можно найти $g_s^{\text{эфф.}}$. Тогда, используя $g_R^{\text{эксп.}}$ и $g_s^{\text{эфф.}}$, можно вычислить матричный элемент внутрядерной конверсии $\langle m^{(0)} \rangle$. Результаты расчетов приведены в таблицах 1 и 2.

Даются теоретические значения $\lambda_{C.-в.}^{(0)}$, так как $\langle u_Y(MI) \rangle$, как следует из вышесказанного, равен своей экспериментальной величине. В таблицах также даются параметры квадрупольной (β_{20}) и гексадекапольной (β_{40}) деформации ядра, при которых были вычислены волновые функции для разных массовых чисел. Значения $g_K^{\text{эксп.}}$ и $g_R^{\text{эксп.}}$ взяты из работ ^{/24-26/}. Результаты для $(g_s^{\text{эфф.}}/g_s^{\text{своб.}})_{C.-в.}$, приведенные в таблицах, вычислены по формулам (10,13). Для всех переходов эта величина меньше единицы, в отличие от работы ^{/27/}, где для MI -переходов в ^{155}Gd и ^{163}Dy она получилась больше единицы. По-видимому, это связано с тем, что в работе ^{/27/} для всех ядер редкоземельной области была использована только одна схема уровней среднего поля в потенциале Саксона-Вудса. Теперь обсудим результаты вычислений для $\lambda_{C.-в.}^{(0)}$. Из таблиц 1 и 2 видно, что для $|g_K - g_R| > 0,4$ $\lambda^{(0)} \approx 1 + 0,4$ в N -нечетных ядрах и $|\lambda^{(0)}| \approx 1 + 0,1$ в Z -нечетных ядрах. В ^{153}Eu $g_K - g_R = 0,18$, и $|\lambda^{(0)}| \approx 1,3 + 2$. Наибольшие значения $\lambda^{(0)}$ должны получаться для MI -перехода в ^{163}Dy , для которого g_K близко к g_R . Из-за неопределенности экспериментальных данных для этого перехода в таблице дано $\lambda^{(0)}$ при $g_s^{\text{эфф.}}/g_s^{\text{своб.}} = 0,78$ ($g_K - g_R = 0,02$) и при $g_s^{\text{эфф.}} = g_s^{\text{своб.}}$ ($g_K - g_R = 0,09$). Для ^{177}Hf экспериментальные данные также не определены. Если взять $|g_K - g_R| = 0,08$ ^{/24/}, то $\lambda^{(0)}$ при $\nu = 0,9$ обращается в нуль, и при $|g_K - g_R| = 0,03$ ^{/25/} $\lambda^{(0)} \approx 2 + 9$. Заметим, что чем ближе g_K к g_R , тем сильнее величина $\lambda^{(0)}$ зависит от значения ν . Чтобы показать эту зависимость, для этих двух переходов в таблице даются $\lambda_{C.-в.}^{(0)}$ для $\nu = 1; 0,7$ и $\nu = 0$. Последний случай соответствует рассмотрению MI -конверсионных переходов в чисто одночастичной модели, когда влияние кора не учитывается. Из приведенных выше результатов можно заключить, что для MI -переходов, для кото-

рых $|g_K - g_R| > 0,2$, поправки в КВК от внутриядерной конверсии должны быть незначительны ($< 10\%$). Этот вывод частично согласуется с результатами работы /28/, в которой для ряда $M1$ -переходов анализировались экспериментальные конверсионные отношения на L -подоболочках. Авторы этой работы приходят к заключению, что для $M1$ -переходов с $\Delta K = 0$ в ^{153}Eu , ^{159}Tb , ^{187}Re аномалий в КВК нет, а в ^{175}Lu и ^{177}Hf структурные эффекты могут быть. К сожалению, в работе /28/ величина этих эффектов не указана. Для ^{165}Ho конверсия изучалась в работе /29/, где для ядерного параметра нашли $\lambda^{(0)} = 3,5 \pm 1,5$, что несколько больше нашей оценки. Для КВК $M1$ -переходов в N -нечетных ядрах, как нам известно, нет каких-либо определенных экспериментальных данных. Как уже отмечалось, переходы в ^{163}Dy и ^{177}Hf , для которых g_K и g_R близки друг к другу, могут быть аномальными, однако заключения о величине аномалии сделать трудно. В связи с этим представляют интерес измерения КВК этих переходов, которые могли бы внести определенность для величин g -факторов, получаемых при изучении магнитных свойств ядер. Такие измерения, если они выполнены с достаточной точностью, интересны также и с точки зрения оценки величины ν , которая, по определению, является мерой "мягкости" ядерного вещества.

83. $M1$ -переходы с $\Delta K = 1$

Для трех $M1$ -переходов между уровнями разных вращательных полос результаты вычислений даны в таблице 3. При расчетах были использованы значения $g_R^{\text{эксп.}}$ и $g_s^{\text{эфф.}}$ из таблицы 1. Используя экспериментальные данные о парциальных временах жизни τ_γ из работы /30/, мы нашли $|\nu_\gamma(M1)| >_{\text{эксп}}$ которые связаны с τ_γ следующим образом:

$$W_{\gamma} = 1/\tau_{\gamma} = 1,76 \cdot 10^{13} (E_{\gamma}/M_{\text{ЭВ}})^3 \frac{|\langle u_{\gamma}/(M1) \rangle|^2}{2J_i + 1} \left(\frac{1}{\text{сек}} \right). \quad (14)$$

Расчет $F_{\text{с.-в.}} = |\langle u_{\gamma} \rangle_{\text{с.-в.}} / \langle u_{\gamma} \rangle_{\text{эксп.}}|^2$ с волновыми функциями ^{123/} дает для $M1$ -перехода 103 кэВ в ¹⁵³Eu ускорение в 50 раз. Для переходов 343 кэВ в ¹⁷⁵Lu и 482 кэВ в ¹⁸¹Ta получаем соответственно задержку в 6 и 10⁴ раз. Последний результат, который близок к $F_{\text{Нильс.}}(482) = 8 \cdot 10^3$, неоднократно обсуждался в литературе, и в настоящее время механизм такого сильного запрета для этого перехода не нашел объяснения.

Для сравнения с экспериментальными данными введем $\lambda^{(0)}_{\text{полутеор.}} = |\lambda^{(0)}_{\text{с.-в.}}| = |\langle m^{(0)} \rangle_{\text{с.-в.}} / \langle u_{\gamma} \rangle_{\text{эксп.}}|$. Из таблицы видно, что $|\lambda^{(0)}_{\text{эксп.}}|$ хорошо согласуется с $|\lambda_{\text{с.-в.}}|$, т.е. матричный элемент

$M1$ -внутриядерной конверсии $\langle m^{(0)} \rangle$, с учетом сделанных выше предположений относительно g_R и g_s , хорошо описывается одночастичной теорией на основе потенциала Саксона-Вудса. Интересно отметить, что

в случае электрической внутриядерной конверсии для $E1$ -переходов в ¹⁷⁵Lu и ¹⁸¹Ta ($9/2^- [514] \rightarrow 7/2^+ [404]$) расчеты с этими же волновыми функциями приводят к хорошему согласию $\langle m^{(2)}(E1) \rangle_{\text{с.-в.}}$

и $\langle m^{(2)}(E1) \rangle_{\text{эксп.}}$ при значениях $g_s^{\text{эфф.}}(E1)$ в пределах погрешностей, равных значениям $g_s^{\text{эфф.}}(M1)$ из таблицы 1 ^{18,34/}.

Из результатов вычислений $\langle m^{(0)} \rangle$ также следуют заключения о знаке для $\langle u_{\gamma}(M1) \rangle_{\text{эксп.}}$, который необходимо знать при изучении несохранения четности в $M1$ -переходах (см., например, ^{135/}). Из сравнения $\lambda^{(0)}_{\text{с.-в.}}$ и $\lambda^{(0)}_{\text{эксп.}}$ получаем для $\langle u_{\gamma}(M1) \rangle_{\text{эксп.}}$ всех трех переходов положительный знак.

Теперь рассмотрим влияние парных корреляций и взаимодействия Кориолиса на изучаемые матричные элементы. Как показано в работах ^{36,37/}, ядерный параметр $\lambda^{(0)}$ не зависит от сверхтекучих поправок, и, таким образом, $\lambda^{(0)}_{\text{одноч.}} = \lambda^{(0)}_{\text{парн.}}$. Влияние сил Кориолиса

на состояние $7/2^+ [404]$ в ^{175}Lu и ^{181}Tm изучалось в работе ^{18/}, где было найдено, что влияние K -примесей для этого состояния незначительно. Однако связь вращения с одночастичным движением необходимо учитывать для $M1$ -перехода в ^{153}Eu , так как состояния $3/2^+ [411]$ и $5/2^+ [413]$ сильно взаимодействуют. Это взаимодействие было нами учтено на основе теории возмущений. Результаты приведены в таблице 3. Видно, что с учетом сил Кориолиса $|\langle u_\gamma \rangle_{C.-B.}|$ хорошо согласуется с $|\langle u_\gamma \rangle_{\text{эксп.}}|$, а $\langle m^{(0)} \rangle_{C.-B.}$ и $|\lambda^{(0)}_{C.-B.}|$ несколько увеличиваются, оставаясь в согласии с экспериментом. Заметим также, что результаты вычислений в данном случае слабо зависят от величины ν , что делает невозможным ее определение.

З а к л ю ч е н и е

Матричные элементы $M1$ -внутриядерной конверсии для переходов между уровнями разных вращательных полос хорошо описываются в рамках обобщенной модели с одночастичными волновыми функциями потенциала Саксона-Вудса, при этом согласие с экспериментальными данными получается при значениях $g_{\text{эфф.}}$, извлекаемых из анализа магнитных свойств ядер и $E1$ -внутриядерной конверсии. Для переходов внутри ротационной полосы аномалии в КВК не должны превышать 10%, за исключением $M1$ -переходов 73,4 кэВ в ^{163}Dy и 113 кэВ в ^{177}Hf , для которых возможные структурные эффекты трудно оценить ввиду неопределенности экспериментальных данных.

Авторы выражают искреннюю благодарность проф. В.Г. Соловьеву за интерес к работе, М.А. Листенгартену за обсуждение результатов, С.И. Федотову и У.М. Файнеру за предоставление материалов, необходимых для численных расчетов, и помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. T.A. Green, M.E. Rose. Phys.Rev., 110, 105 (1958).
2. М.Е. Войханский, М.А. Листенгартен. Изв. АН СССР, сер. физ., 23, 238 (1959).
3. E.L. Church, J. Weneser. Ann.Rev.Nucl.Sci., 10, 193 (1960).
4. G. Kramer, S.G. Nilsson. Nucl.Phys., 35, 273 (1962).
5. М.А. Листенгартен, А.П. Фересин. Изв. АН СССР, сер. физ., 29, 258 (1965).
6. G.T. Emery, M.L. Perlman. Phys.Rev., 151, 984 (1966).
7. М.Е. Войханский, В.Н. Григорьев, М.А. Листенгартен, А.П. Фересин. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 847 (1971).
8. А.П. Фересин, Г. Шульц, У.М. Файнер. Препринт ОИЯИ, P4-5874, Дубна, 1971.
9. E.L. Church, J. Weneser. Phys.Rev., 104, 1382 (1956).
10. Д.П. Гречухин. ЖЭТФ, 33, 183 (1957).
11. L.S. Kisslinger. Phys.Rev., 114, 292 (1959).
J.le Tourneux. Nucl.Phys., 74, 172 (1965).
12. L. Silverberg. Ark.Fys., 20, 355 (1961).
13. Л.А. Раппопорт, О.С. Чеканова. Изв. вуз'ов, Физика, №1, 22 (1967).
14. G. Vanden Berghe, K. Heyde. Nucl.Phys., A144, 558 (1970).
15. Д.П. Гречухин. ЖЭТФ, 40, 1185 (1961).
16. A.S. Reiner. Nucl.Phys., 5, 544 (1958).
17. М.Е. Войханский, М.А. Листенгартен, А.П. Фересин. ЯФ, 4, 66 (1966).
В кн. "Internal Conversion Processes", Acad.Press.,
N.-Y., 1966, p. 581.
18. И.М. Банд, М.А. Листенгартен, Л.А. Слив. В кн. "Альфа-бета- и гамма-спектроскопия", Атомиздат, М., 1969, стр. 608.
19. М.А. Листенгартен, А.П. Фересин. Препринт ФТИ-117, Ленинград, 1968.
20. R.S. Hager, E.C. Seltzer. Nucl.Date, 6, No. 1 (1969).

21. М.Е. Роуз. Поля мультиполей, ИЛ, М., 1957.
22. А. Эдмондс. В кн. "Деформация атомных ядер", под ред. Л.А. Слива. ИЛ, М., 1958, стр. 305.
23. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 747 (1971).
Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Н.Ю. Ширикова. Сообщение ОИЯИ, Р4-5457, Дубна, 1970.
24. Л. Гродзинс. УФН, 103, 37 (1971).
25. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. ЯФ, 9, 313 (1969).
26. Z. Bochnacki, S. Ogaza. Nucl.Phys., 69, 186 (1965).
27. H. Schulz, H.J. Wiebicke. JINR, E4-4210, Dubna, 1968.
28. T. Novakov, I. Hollander. Nucl.Phys., 60, 593 (1964).
29. T. Novakov, R. Stepic. Phys.Lett., 3, 82 (1962).
30. K. Lobner, S. Malmskog. Nucl.Phys., 80, 505 (1966).
31. P. Erman, B.I. Deutch, C.J. Herrlander. Nucl.Phys., A92, 241 (1967).
32. R.S. Hager, E.C. Seltzer. "Internal Conversion Processes", Acad.Press., N.-Y., 1966, p. 309.
33. T.R. Gerholm, B.-G. Pettersson, Z. Grabowski. Nucl. Phys., 65, 441 (1965).
34. А.П. Фересин, Г. Шульц, У.М. Файнер. Сб. "XII Совещание по ядерной спектр. и структуре ядра", ОИЯИ, Дубна, 1971, стр. 43.
35. B. Eman, D. Tadic. Preprint IR B-TP-70, Zagreb.
36. L.S. Kisslinger. В кн. "Internal Conversion Processes", Acad.Press., N.-Y., 1966, p. 285.
37. А.П. Фересин. Прогр. и тезисы докл. XXI ежегодн. совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра, ч. 1, 1971, Москва, стр. 209.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 января 1972 года.

Таблица I.

M1-переходы с $\Delta K = 0$ в Z -нечетных деформированных ядрах

Ядра	$K^\pi [N n_z \Lambda]_{i \rightarrow f}$	β_{20}	β_{40}	$g_R^{[24]}$	$g_K^{[24]}$	$\left(\frac{g_{3/2} + g_{5/2}}{g_{5/2}}\right)_{\text{с.в.}}$	$\lambda_{\text{с.в.}}^{(0)}$	$\lambda_{\text{эксп}}^{(0)}$		
153 Eu	$5/2^+ [413] 7/2 \rightarrow 5/2$	0.28	0.06	0.48	0.66	0.56	$\frac{1}{0.7}$	$\frac{-2.10}{-1.32}$	0 ± 1	/28/
159 Tb	$3/2^+ [411] 5/2 \rightarrow 3/2$	0.28	0.06	0.51	1.88	0.78	$\frac{1}{0.7}$	$\frac{0.85}{1.00}$	0 ± 1	/28/
165 Ho	$7/2^- [523] 9/2 \rightarrow 7/2$	0.28	0.02	0.48	1.37	0.74	$\frac{1}{0.7}$	$\frac{0.89}{1.05}$	3.5 ± 1.5	/29/
175 Lu	$7/2^+ [404] 9/2 \rightarrow 7/2$	0.26	-0.02	0.33	0.73	0.54	$\frac{1}{0.7}$	$\frac{-0.31}{-0.07}$	-	
177 Lu	$7/2^+ [404] 9/2 \rightarrow 7/2$	0.24	-0.03	0.35	0.72	0.55	$\frac{1}{0.7}$	$\frac{-0.41}{-0.12}$	-	
181 Ta	$7/2^+ [404] 9/2 \rightarrow 7/2$	0.21	-0.03	0.30	0.78	0.47	$\frac{1}{0.7}$	$\frac{-0.08}{+0.10}$	-	
185 Re 187 Re	$5/2^+ [402] 7/2 \rightarrow 5/2$	0.21	-0.03	0.42 0.40/26/	1.61 1.63/26/	0.72 0.73	$\left\{ \begin{array}{l} 1 \\ 0.7 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.82 \\ 0.92 \end{array} \right.$	0 ± 1	/28/

Таблица 2. MI-переходы с $\Delta 0 = 0$ в N-нечетных деформированных ядрах

Ядра	$K^\pi [N n_2 \Lambda]_{i \rightarrow j}$	β_{20}	β_{40}	$\frac{[24]}{g_R}$	$\frac{[24]}{g_K}$	$\frac{[24]}{g_K}$	$\frac{g_{\Delta\Phi\Phi}}{g_S/g_{\Delta\Phi\Phi}}$	γ	$\chi_{C-B}^{(0)}$
155 Gd	$7/2^- [521] 5/2^- \rightarrow 3/2^-$	0.30	0.04	0.32	-0.48	0.56		1	1.27 1.15
157 Gd	$3/2^- [521] 5/2^- \rightarrow 3/2^-$	0.30	0.04	0.26	-0.53	0.73		0.7	1.34 1.21
161 Dy	$5/2^+ [624] 7/2^- \rightarrow 5/2^+$	0.30	0.04	0.20	-0.35	0.86		0.7	1.35 1.24
163 Dy	$5/2^+ [523] 7/2^- \rightarrow 5/2^+$	0.28	0.02	0.23	+0.25	0.78		0.7	0.85 0.71 1.28
165 Dy	$7/2^+ [633] 9/2^- \rightarrow 7/2^+$	0.28	0.02	0.2/25/	-0.24/25/	0.65		0.7	1.25 1.09
167 Er	$7/2^+ [633] 9/2^- \rightarrow 7/2^+$	0.28	0.02	0.18	-0.26	0.69		0.7	1.27 1.12
173 Yb	$5/2^- [512] 7/2^- \rightarrow 5/2^-$	0.26	-0.02	0.25	-0.48	0.85		0.7	1.36 1.25
177 Hf	$7/2^- [514] 9/2^- \rightarrow 7/2^-$	0.26	-0.02	0.24	0.16	0.39		0.7 V=0	0.18 -0.63 -2.52
179 Hf	$9/2^+ [624] 11/2^- \rightarrow 9/2^+$	0.27	-0.03	0.28	-0.19	0.54		0.7	-1.86 -4.00 -8.50 1.27 1.10

18

Таблица 3.

MI-переходы с $\Delta K = 1$

Ядра	$K^\pi [N n_2 \Lambda]_{i \rightarrow j}$	$E_\gamma [\mu\text{eV}]$	$\langle u_\gamma \rangle_{\text{эксп}}^{**}$	g_R	$\frac{g_{\Delta\Phi\Phi}}{g_S/g_{\Delta\Phi\Phi}}$	F_{C-B}	γ	$\langle m^{(0)} \rangle_{C-B}^{**}$	$\chi_{\text{эксп}}^{(0)}$
153 Eu	$3/2^+ [411] \rightarrow 5/2^+ [413]$	103.2	$6.6 \cdot 10^{-2}$	0.46	0.56	$\begin{cases} 0.023 \\ 0.04x/ \end{cases}$	I	$\begin{cases} 0.283 \\ 0.313x/ \end{cases}$	4.3 4.7
175 Lu	$5/2^+ [402] \rightarrow 7/2^+ [404]$	343.4	$3.6 \cdot 10^{-2}$	0.33	0.54	6.0	$\begin{cases} I \\ 0.7 \end{cases}$	$\begin{cases} 0.155 \\ 0.145 \end{cases}$	4.4 4.1
181 Ta	$5/2^+ [402] \rightarrow 7/2^+ [404]$	482	$8.4 \cdot 10^{-4}$	0.30	0.47	I, I-10 ⁴	$\begin{cases} I \\ 0.7 \end{cases}$	0.139	165

x/ Вычисления выполнены с учетом взаимодействия Корриолиса.

xx/ В единицах ядерного магнетона.

18