

1303

3
П 99



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Н.И. Пятов

P-1303

ГАММА-ПЕРЕХОДЫ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ
С УЧЕТОМ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

*Acta Physica Polonica, 1964,
v 25, n 1, p 21-26.*

Дубна 1963

Н.И. Пятов

P-1303

1944/3 ч.г.

ГАММА-ПЕРЕХОДЫ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ
С УЧЕТОМ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

Объединенный институт
«Верных исследований»
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1963

В последнее время усилился интерес теоретиков к исследованию гамма-переходов в атомных ядрах, особенно к исследованию $E1$ -переходов. Выполнен целый ряд работ по сравнению теоретических и экспериментальных данных о вероятностях гамма-переходов /1-5/.

Однако во всех работах не учитываются парные корреляции, которые, как показано /6/, могут оказывать сильное влияние на вероятности γ -переходов.

В данной работе проведена систематизация $E1$ - и $M2$ -переходов в деформированных ядрах с учетом парных корреляций.

Рассчитываются приведенные вероятности γ -переходов из экспериментальных данных

$$B(E1) = \frac{0,43 \cdot 10^{-17}}{r_{1/2\gamma} (E_\gamma)^3} [e^2 \times \text{барн}] \quad , \quad /1/$$

$$B(M2) = \frac{0,88 \cdot 10^{-12} A^{-2/3}}{r_{\gamma\gamma} (E_\gamma)^5} \left[\left(\frac{e \hbar}{Mc} \right)^2 \times R^2 \right] ,$$

где $r_{\gamma\gamma}$ - парциальное время жизни γ -перехода в сек; E_γ - энергия γ -перехода в Мэв; A - атомный номер и R - радиус ядра.

Учет парных корреляций приводит к появлению поправочного множителя к вероятности γ -перехода. Легко показать, что для γ -переходов в нечетных ядрах между состояниями с квантовыми числами $\{s_1\}$ и $\{s_2\}$ поправочный множитель равен: /7/

$$R_\gamma = \{ u_{s_1}^{(s_2)} u_{s_2}^{(s_1)} + (-1)^\alpha v_{s_1}^{(s_2)} v_{s_2}^{(s_1)} \}^2 \times$$

$$\times \prod_{s \neq s_1, s_2} (u_s^{(s_1)} u_s^{(s_2)} + v_s^{(s_1)} v_s^{(s_2)})^2 , \quad /2/$$

где $\alpha = \begin{cases} 1, & \text{для } E\lambda \text{ -переходов} \\ 0, & \text{для } M\lambda \text{ -переходов.} \end{cases}$

Гамма-переходы с двухквазичастичных уровней в четно-четных ядрах в основное состояние аналогичны одночастичным переходам в нечетных ядрах с точностью до статистических множителей $\eta = |\langle I_1 \lambda K_1 K_2 - K_1 | I_1 K_1 \rangle|^2$ и сверхтекучих поправок. Поправка R_γ для перехода с двухквазичастичного уровня $\{s_1, s_2\}$ в основное состояние равна:

$$R_\gamma = \{ u_{s_1}^0 v_{s_2}^0 - \beta (-1)^\alpha u_{s_2}^0 v_{s_1}^0 \}^2 \times$$

$$\times \prod_{s \neq s_1, s_2} (u_s^0 u_s^{(s_1, s_2)} + v_s^0 v_s^{(s_1, s_2)})^2 , \quad /3/$$

где $u_{j_1}^0$ рассчитываются для основного состояния, а $u_{j_2}^{(s_1, s_2)}$ - для двухквaziчастичного; $\beta = \pm 1$, если проекция момента двухквaziчастичного состояния на ось симметрии ядра равна $K = |K_1 - K_2|$, или $K = K_1 + K_2$, соответственно.

Вычисляя η и R_γ , можно из экспериментальных приведенных вероятностей найти матричные элементы γ -переходов в различных ядрах и сравнить их между собой.

Проведено сравнение приведенных вероятностей, вычисленных из экспериментальных данных и по модели Нильссона^{/20/}. В модели Нильссона приведенная вероятность в единицах [e^2 х барн] равна:

$$B(E1) = \left(1 - \frac{Z}{A}\right)^2 A^{1/3} \eta \cdot 2,4 \cdot 10^{-3} \frac{G_{E1}^2}{x} \quad /4/$$

Полученные результаты расчетов приводятся в таблицах 1-4, где даны ядра, характеристики γ -переходов /спины и четности, асимптотические квантовые числа/, энергия γ -перехода, времена жизни уровней и парциальные времена γ -переходов, приведенные вероятности, статистические множители η и сверхтекучие поправки R_γ . Затем даны вычисленные из эксперимента приведенные вероятности, зависящие только от одиочастичных характеристик γ -перехода. Наконец, в последней колонке таблиц 1-3 приводятся отношения приведенных вероятностей, вычисленных по модели Нильссона и из экспериментальных данных с учетом парных корреляций.

В таблицах 1-3 приведены сгруппированные по асимптотическим правилам отбора переходы, причем почти в каждой группе имеем ряд $E1$ -переходов между одними и теми же квантовыми состояниями /например, типа $5/2^- [523] \leftrightarrow 5/2^+ [642] /$. Однако величины $B(E1) [\eta R_\gamma]^{-1}$ в группах 1/ и 2/ довольно сильно различаются между собой в различных ядрах. По-видимому, флюктуации свойств среднего поля от ядра к ядру существенно влияют на γ -переходы. Вообще, разброс значений $B(E1) [\eta R_\gamma]^{-1}$ довольно велик. Это, возможно, обусловлено, в частности, тем, что поправки R_γ в случае $E1$ -переходов очень сильно зависят от структуры уровней среднего поля, и с изменением положения уровней R_γ может меняться на порядок и более.

Существенное различие $B(E1) [\eta R_\gamma]^{-1}$ для редкоземельных и трансурановых элементов может быть связано также с различием эффективных зарядов в этих областях ядер. В ряде ядер первой группы (Dy^{161} , Yb^{173}) получена очень большая экспериментальная величина $B(E1) [\eta R_\gamma]^{-1}$, намного больше, чем из одиочастичной модели Нильссона. Последнее может быть связано со смешиванием ближайших конфигураций в этих ядрах, что и приводит к ускорению γ -переходов.

В общем, можно сделать вывод, что запреты в группах 1/, 2/ и 4/ по асимптотическим квантовым числам оказываются одного порядка. Существенно выделяются лишь $E1$ -переходы в группе 3/, где $\Delta K = 1$ и $\Delta \Sigma = 1$, для которых величины $B(E1) [\eta R_\gamma]^{-1}$ на два-три порядка меньше, чем в других группах. Этот вывод отличен от сделанного в х/ Выражение для G_{E1} см. в /20/.

в работе /4/, где все $E1$ -переходы разделены на две группы с $\Delta K = 0$ и $\Delta K = 1$. Запаздывание γ -переходов в этой группе, очевидно, не может быть объяснено влиянием парных корреляций. Отметим, что значения $B(E1)[\eta R_\gamma]^{-1}$ в этой группе намного более стабильны, чем в других группах.

Кроме того, в группе 2/ имеем ряд затрудненных γ -переходов в Np^{237} , Pu^{239} и U^{233} . По-видимому, и здесь причина затрудненности связана скорее с флуктуациями самосогласованного поля, чем с эффектами ларных корреляций.

В таблице 4 приводятся сравнительные данные по $M2$ -переходам в ряде нечетных ядер и W^{182} . Сравнение соответствующих матричных элементов γ -переходов подтверждает правильность трактовки уровня 2^- , 1290 Кэв в W^{182} как двухквaziчастичного.

Весьма интересно было бы проделать аналогичный анализ для ряда других двухквaziчастичных уровней в четно-четных ядрах, однако пока соответствующих экспериментальных данных нет.

В заключение автор выражает глубокую благодарность В.Г. Соловьеву за предложенную тему и постоянный интерес к работе и И.Н. Михайлову за весьма полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.Н. Гнедин. Известия АН ССР, серия физ., 25, 83 /1961/.
2. C.F.Perdrisat. Colloque sur la Physique de Basses Energies, Bruxelles (1962).
3. E.Bashandy and M.S. El-Nesr. Ark. Fys. 22, 357 (1962).
4. M.N.Vergnes. Nucl. Phys. 39, 273 (1962).
5. R.Foucher, A.G. de Pinho. Preprint (1961)
6. Ю.Т. Гринь. ЖЭТФ, 39, 138 /1960/.
7. В.Г. Соловьев. Докторская диссертация. Препринт ОИЯИ Р-801, Дубна 1961.
8. Э.Е. Берлович. Сб. "Гамма-лучи". Изд. АН СССР, 1961.
9. Per Rex Cristensen. Nucl. Phys. 41, 17 (1963).
10. F.Asaro, F.S.Stephens, J.M.Hollander. Phys. Rev. 117, 492 (1960).
11. Э.Е. Берлович и др. ЖЭТФ, 37, 1202 /1959/.
12. Э.Е. Берлович. Изв. АН СССР, 25, 1275 /1961/.
13. B.N.Subba Rao, Nucl. Phys. 28, 503 (1961).
14. Г.А. Вартапетян, З.А. Петросян, А.Г. Худавердян, ЖЭТФ, 41, 1704 /1961/.
15. J.O.Nasmussen, F.L.Canavan and J.M.Hollander. Phys. Rev. 107, 141 (1957).
16. U.Hauser. Nucl. Phys. 27, 632 (1961).
17. W.D.Hamilton and B.S.Sood. Nucl. Phys. 27, 66 (1961).
18. U.Hauser. Nucl. Phys. 24, 488 (1961).
19. С.С. Василенко, М.Г. Каганский, Д.М. Каминский и С.Ф. Кокшарова. Известия АН СССР, сер. физ., 25, 61 /1961/.
20. S.G.Nilsson. Kgl. Dan. Vid. Selak. Mat. Fys. Medd. 29, N. 16 (1955).

Таблица 1.

Агро	$I_i X_i [N n_z \Lambda]_i$	$I_f X_f [N n_z \Lambda]_f$	E_{γ} кэВ	$\tau_{1/2}$ сек	$\tau_{1/2 \gamma}$ сек	$B(E \pm)$ $[e^2 \text{ баэрн}] \cdot 10^{-8}$	η	R_{γ}	$B(E \pm) [R_{\gamma}]^{-1}$ $[e^2 \text{ баэрн}] \cdot 10^{-8}$	$F_N \cdot R_{\gamma}$
1) $\Delta N = \pm 1$ $\Delta n_z = \pm 2$ $\Delta \Lambda = \mp 1$ $\Delta \Sigma = \pm 1$ $\Delta K = 0$										
E_{μ}^{153}	5/2 - [532]	5/2 + [413]	97,5	$\leq 10^{-9}/4/$	$\leq 1,4 \cdot 10^{-9}$	≥ 330	5/7	0,08	≥ 5800	$\leq 5,0$
E_{μ}^{155}	5/2 - [532]	5/2 + [413]	105	$\leq 4 \cdot 10^{-10}/$	$4/5,2 \cdot 10^{-10}$	≥ 700	5/7	0,08	≥ 12000	$\leq 2,4$
D_{γ}^{161}	5/2 - [523]	5/2 + [642]	26	$2,7 \cdot 10^{-6}/8/$	$1,13 \cdot 10^{-7}$	216	5/7	0,006	50000	$0,68 \cdot 10^{-2}$
N_{ρ}^{239}	{ 5/2 - [523]	5/2 + [642]	74,6	$1,2 \cdot 10^{-9}/3/$	$1,5 \cdot 10^{-9}$	690	5/7	0,20	4800	$0,82 \cdot 10^{-1}$
N_{ρ}^{237}	{ 5/2 - [523]	5/2 + [642]	74,6	$1,4 \cdot 10^{-9}/9/$	$1,94 \cdot 10^{-9}$	533	5/7	0,20	3730	$1,06 \cdot 10^{-1}$
N_{ρ}^{243}	5/2 - [523]	5/2 + [642]	59,6	$6,3 \cdot 10^{-8}/10/$	$1,75 \cdot 10^{-7}$	11,8	5/7	0,20	81	4,9
A_{μ}^{169}	5/2 + [642]	5/2 - [523]	84	$2,0 \cdot 10^{-9}/10/$	$2,6 \cdot 10^{-9}$	280	5/7	0,50	780	0,51
T_{μ}^{169}	7/2 - [523]	7/2 + [404]	63	$3,6 \cdot 10^{-8}/11/$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	15,6	7/8	0,008	2230	$17 \cdot 10^{-2}$
γ_{β}^{173}	7/2 - [514]	7/2 + [633]	285,6	$1,9 \cdot 10^{-10}/12/$	$7,3 \cdot 10^{-10}$	25,2	7/8	0,0008	36000	$2,6 \cdot 10^{-3}$

Таблица 2.

Агро	$I_i X_i [N n_z \Lambda]_i$	$I_f X_f [N n_z \Lambda]_f$	E_{γ} кэВ	$\tau_{1/2}$ сек	$\tau_{1/2 \gamma}$ сек	$B(E \pm)$ $[e^2 \text{ баэрн}] \cdot 10^{-8}$	η	R_{γ}	$B(E \pm) [R_{\gamma}]^{-1}$ $[e^2 \text{ баэрн}] \cdot 10^{-8}$	$F_N \cdot R_{\gamma}$
2) $\Delta N = \pm 1$ $\Delta n_z = \pm 2$ $\Delta \Lambda = \pm 1$ $\Delta \Sigma = 0$ $\Delta K = \pm 1$										
E_{μ}^{155}	3/2 + [411]	5/2 - [532]	141	$1,2 \cdot 10^{-9}/8/$	$1,1 \cdot 10^{-8}$	24	I	0,005	4800	$2 \cdot 10^{-2}$
G_{d}^{155}	5/2 + [642]	3/2 - [521]	106		$4,2 \cdot 10^{-10}/13/$	880	2/3	0,07	19000	0,31
T_{β}^{159}	5/2 - [532]	3/2 + [411]	364	$1,7 \cdot 10^{-10}/14/$	$1,7 \cdot 10^{-10}$	51	2/3	0,28	273	0,24
D_{γ}^{161}	3/2 - [521]	5/2 + [642]	75	$2 \cdot 10^{-9}/8/$	$3,3 \cdot 10^{-8}$	31	I	0,19	163	6,3
N_{ρ}^{237}	3/2 - [521]	5/2 + [642]	267,5	$5,4 \cdot 10^{-9}/15/$	$7,7 \cdot 10^{-7}$	0,03	I	$\sim 0,2$	$\sim 0,15$	$\sim 6,9 \cdot 10^3$
ρ_{μ}^{239}	7/2 - [743]	5/2 + [622]	106	$1,9 \cdot 10^{-7}/10/$	$2,4 \cdot 10^{-7}$	1,5	3/4	$\sim 0,2$	~ 10	$\sim 1,26 \cdot 10^2$
γ_{β}^{173}	7/2 + [633]	5/2 - [512]	351	$4,2 \cdot 10^{-10}/14/$	$1,47 \cdot 10^{-8}$	0,68	3/4	0,57	1,58	$2,3 \cdot 10^2$

Таблица 3.

Ядро	$I_i \pi_i [N n_z A]_i$	$I_f \pi_f [N n_z A]_f$	E_{γ} кэВ	$\tau_{1/2}$ сек	$\tau_{1/2 \gamma}$ сек	$B(E2)$ $(e^2 \cdot \text{барн}) \cdot 10^4 \text{ ?}$	R_{γ}	$B(E1) [R_{\gamma}]^{-1}$ $(e^2 \cdot \text{барн}) \cdot 10^4$	$F_N \cdot R_{\gamma}$
а) $\Delta N = \pm 1$ $\Delta n_z = \pm 1$ $\Delta \Lambda = 0$ $\Delta \Sigma = \pm 1$ $\Delta K = \pm 1$									
Lu^{175}	9/2 - [514]	7/2 + [404]	396	$3,4 \cdot 10^{-9}/18/$	$6,7 \cdot 10^{-9}$	1,02 0,0	0,20	6,4	38,2
Lu^{177}	9/2 - [514]	7/2 + [404]	147	$1,2 \cdot 10^{-7}/16/$	$1,6 \cdot 10^{-7}$	0,84 0,0	0,20	5,3	46,2
Ta^{181}	9/2 - [514]	7/2 + [404]	6,25	$6,8 \cdot 10^{-6}/16/$	$3,05 \cdot 10^{-4}$	5,75 0,8	0,4	18	14
Hf^{177}	9/2 + [624]	7/2 - [514]	321	$6,3 \cdot 10^{-10}/16/$	$5 \cdot 10^{-8}$	0,26 0,8	0,57	0,57	$5,9 \cdot 10^2$
				$2,2 \cdot 10^{-10}/17/$	$1,2 \cdot 10^{-8}$	1,1 0,8	0,57	2,41	$1,4 \cdot 10^2$
Hf^{179}	7/2 - [514]	9/2 + [624]	217	$< 3,4 \cdot 10^{-7}/3/$	$< 3,5 \cdot 10^{-7}$	0,12 1,0	0,085	$> 1,41$	$< 20,5$
б) $\Delta N = \pm 1$ $\Delta n_z = \pm 3$ $\Delta \Lambda = 0$ $\Delta \Sigma = 0$ $\Delta K = 0$									
Gd^{155}	3/2 + [651]	3/2 - [521]	87	$5 \cdot 10^{-9}/8/$	$7,6 \cdot 10^{-9}$	86 0,6	0,07	2050	0,21

Таблица 4.

Ядро	$I_i \pi_i [N n_z A]_i$	$I_f \pi_f [N n_z A]_f$	E_{γ} кэВ	$\tau_{1/2}$ сек	$\tau_{1/2 \gamma}$ сек	$B(M2)$ $[(\frac{e\hbar}{mc})^2 \times R^2] \cdot 10^{-5} \text{ ?}$	R_{γ}	$B(M2) [R_{\gamma}]^{-1}$ $[(\frac{e\hbar}{mc})^2 \times R^2] \cdot 10^{-5}$
$\Delta N = \pm 1$ $\Delta n_z = \pm 1$ $\Delta \Lambda = \pm 2$ $\Delta \Sigma = 0$ $\Delta K = \pm 2$								
Ta^{181}	5/2 + [402]	9/2 - [514]	476	$1,1 \cdot 10^{-8}/18/$	$6,88 \cdot 10^{-7}$	0,163 1	0,815	0,200
W^{182}	$\begin{Bmatrix} 5/2 + [402] \\ 9/2 - [514] \end{Bmatrix}$	0+	1290	$1,02 \cdot 10^{-9}/19/$	$3,16 \cdot 10^{-8}$	0,024 4/5	0,24	0,125
Re^{183}	9/2 - [514]	5/2 + [402]	496	$1 \cdot 10^{-9}/8/$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	0,076 3/5	0,82	0,154
Re^{187}	9/2 - [514]	5/2 + [402]	206	$5,5 \cdot 10^{-7}/8/$	$1,49 \cdot 10^{-4}$	0,049 3/5	0,02	0,100
W^{181}	5/2 - [512]	9/2 + [624]	366	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$2,05 \cdot 10^{-5}$	0,021 1	0,87	0,024