

Б - 865

26/11-72

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

2165/2-72

P7 - 6415



Б.Бочев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, Я.Ухрин,  
Е.Наджаков, Ц.Венкова, Р.Калпакчиева

АБСОЛЮТНЫЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

164  
ВРЕМЕНА ЖИЗНИ РОТАЦИОННЫХ УРОВНЕЙ УЬ,  
ИЗМЕРЕННЫЕ МЕТОДОМ ЭФФЕКТА ДОППЛЕРА  
НА ЯДРАХ ОТДАЧИ

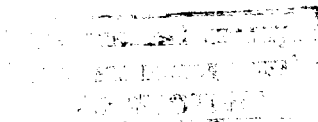
1972

P7 - 6415

Б.Бочев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, Я.Ухрин,  
Е.Наджаков, Ц.Венкова, Р.Калпакчиева

164  
ВРЕМЕНА ЖИЗНИ РОТАЦИОННЫХ УРОВНЕЙ  $^{164}\text{Yb}$ ,  
ИЗМЕРЕННЫЕ МЕТОДОМ ЭФФЕКТА ДОПPLЕРА  
НА ЯДРАХ ОТДАЧИ

*Направлено в ЯФ*



Изучение электромагнитных свойств короткоживущих ядерных состояний дает ценную информацию о структуре ядра. В частности, экспериментальное определение времен жизни уровней позволяет получить абсолютные матричные элементы переходов и провести проверку существующих модельных волновых функций.

В работе <sup>/1/</sup> нами была описана аппаратура для измерений времен жизни ядерных состояний, в основе которой лежит использование эффекта доплеровского смещения гамма-излучения возбужденных ядер, образованных в реакции и распадающихся на лету <sup>/2/</sup>. Данный метод применим в диапазоне ( $10^{-9}$  -  $10^{-12}$ ) сек и особенно эффективен при использовании реакций с тяжелыми ионами и  $Ge(Li)$  детекторов для регистрации гамма-лучей. При помощи этой методики в настоящей работе были измерены времена жизни уровней ротационной полосы  $^{164}Yb$ , полученного в реакции  $^{128}Te(^{40}Ar, 4n)$ .

## 2. Эксперимент

Опыты проводились на выведенном пучке тяжелых ионов циклотрона У-300 ЛЯР. Использовалась реакция  $^{128}Te(^{40}Ar, 4n)^{164}Yb$ . Пучок ионов аргона коллимировался диафрагмами из висмута до размеров

$\phi = 8$  мм. Мишень толщиной  $800 \text{ мкг/см}^2$  изготовливалась испарением металлического  $^{128}\text{Te}$  в вакууме на подложку из  $\text{Al}$  ( $0,7 \text{ мкм}$ ). Она укреплялась на решетке из висмута. При использовании тонкой мишени ядра отдачи, образованные в реакции ( $^{40}\text{Ar}$ ,  $4n$ ), движутся в узком конусе по направлению пучка ионов. На разных расстояниях от мишени их можно останавливать металлическим стоппером и изучать изменение интенсивностей гамма-лучей от заторможенных ядер и от ядер, распавшихся на лету, которые дают гамма-кванты, смещенные по энергии в результате эффекта Допплера. Стоппер в наших опытах был покрыт слоем висмута и перемещался по отношению к мишени при помощи микрометра. Расстояние между мишенью и стоппером можно было определять с точностью  $\pm 5 \text{ мкм}$ . Гамма-излучение регистрировалось под углом  $0^\circ$  к направлению пучка  $\text{Ge(Li)}$  детектором с активным объемом  $0,9 \text{ см}^3$  и разрешением  $1,2 \text{ кэВ}$  для  $E_\gamma = 122 \text{ кэВ}$  ( $^{57}\text{Co}$ ) и  $1,7 \text{ кэВ}$  для  $E_\gamma = 662 \text{ кэВ}$  ( $^{137}\text{Cs}$ ).

При данной геометрии энергетическое смещение для гамма-лучей с энергией  $E_0$  дается выражением:  $\Delta E = E_0 (v/c)$ , где  $v$  — компонента скорости ядер отдачи по направлению пучка. При хорошем разрешении использованного детектора энергетическое смещение, а следовательно, и  $v$  можно было определять непосредственно из спектра гамма-лучей. Для средней скорости ядер отдачи в нашем опыте было получено значение  $v = (0,0205 \pm 0,0004) \text{ с}$ .

### 3. Обработка экспериментальных данных

Интенсивности гамма-лучей смещенного пика  $J_s$  и несмещенного пика  $J_u$  для распада изолированного возбужденного уровня даются выражениями:

$$\begin{aligned} J_s &= n (1 - e^{-t/\tau}), \\ J_u &= n e^{-t/\tau}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $n$  - полное число гамма-квантов, образованных в реакции,  $t = D/v$  - время пролета расстояния  $D$  от мишени до стоппера составным ядром со скоростью  $v$ ,  $\tau$  - среднее время жизни возбужденного уровня.

Зависимость доли интенсивности несмещенного пика  $[R(D) = J_u / (J_u + J_s)]$  от времени после реакции представляет кривую распада возбужденного уровня  $R(D) = e^{-D/v\tau}$ . Последнее соотношение имеет место в том случае, когда угловое распределение гамма-лучей не зависит от времени.

При последовательном распаде нескольких возбужденных уровней извлечение значений их времен жизни из данных об отношениях  $R(D)$  несколько усложнено. В реакциях составного ядра с использованием тяжелых частиц, таких как  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{32}\text{S}$  и  $^{31}\text{P}$ , заселение коллективных полос происходит почти полностью при высоких значениях спина  $^{13/}$ . Поэтому нужно рассмотреть последовательные переходы между уровнями  $i$  (среднее время жизни  $\tau_i$ ) основной ротационной полосы. Если считать, что каждый последующий ротационный уровень питается только распадом предыдущего, а не прямыми переходами от более высоких уровней, то число ядер отдачи  $N_i(t)$ , находящихся на уровне  $i$  в моменте времени  $t$  после окончания реакции, можно найти по правилам цепочки радиоактивных распадов. Будем аппроксимировать все переходы, имеющие место в ядре после испарения последнего нейтрона и приводящие к заселению высшего наблюдаемого уровня 1 ротационной полосы, распадом одного уровня 0 со временем  $\tau_0$ . Тогда имеем цепочку  $0 \rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow \dots$  с начальными условиями  $N_0(0) = 1$ ,  $N_i(0) = 0$ ,  $i = 1, 2, \dots$

Можно считать

$$J_u + J_s = n \sum_{i=0}^j N_i(0) = n N_0(0) = n$$

и  $(J_u)_j = n \sum_{i=0}^j N_i(t)$ ,  $t = D/v$ ,

тогда

$$R_j = [J_u / (J_u + J_s)]_j = \sum_{i=0}^j N_i(t). \quad (2)$$

Используя формулы для  $N_j(t)$  нашей цепочки, получаем:

$$R_j = \sum_{i=0}^j \mu_{ji} e^{-t/\tau_i}, \quad (3)$$

$$\mu_{ji} = \prod_{\substack{\ell=0 \\ (\ell \neq i)}}^j \tau_i / (\tau_i - \tau_\ell). \quad (4)$$

Если сделать приближение  $\tau_j \gg \tau_i, j > i$ , что обычно оправдано за исключением, может быть, высших переходов  $j = 1, (2)$ , и для  $t \approx \tau_j$  пренебречь в (3) всеми экспонентами кроме  $i = j$ , то

$$R_j \approx \left\{ \prod_{\ell=0}^{j-1} \tau_j / (\tau_j - \tau_\ell) \right\} e^{-t/\tau_j} \approx e^{-(t - \sum_{m=0}^{j-1} \tau_m) / \tau_j}. \quad (5)$$

Получается одна экспонента, но со смещенным в точку  $\sum_{m=0}^{j-1} \tau_m$  нулем.

Если вместо этого использовать экспоненту с несмещенным нулем:

$$R_j \approx e^{-t/\nu_j} \quad (6)$$

и определять  $\nu_j$ , приравнявая (5) и (6) для  $t = \nu_j$ , то получим:

$$\nu_j = \sum_{m=0}^j \tau_m. \quad (7)$$

т.е. в этом приближении время для перехода  $j \rightarrow j+1$  от конца реакции складывается из времен жизни всех предыдущих переходов.

Изменение относительной интенсивности смещенного и несмещенного пиков для ряда переходов между ротационными уровнями  $^{164}\text{Yb}$  проиллюстрировано на рис. 1. При обработке спектров определялись площади смещенного и несмещенного пиков и находились отношения  $R = J_u / (J_u + J_s)$ . Прежде чем обрабатывать полученные зависимости  $R(D)$  по формулам, описанным выше, необходимо было внести поправки в  $R(D)$  на ряд систематических погрешностей, имеющих место в эксперименте <sup>12/</sup>. Обозначим через  $R_0 = e^{-t/\tau}$  исправленное значение, а через  $R = J_u / (J_u + J_s)$  — неисправленное значение данного отношения, которые связаны так:

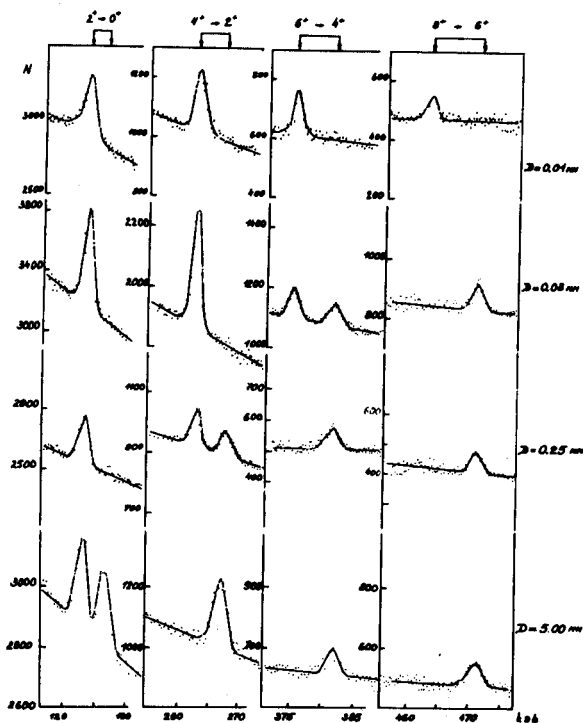


Рис. 1. Спектры  $\gamma$ -лучей для переходов между ротационными уровнями в ядре  $^{164}\text{Yb}$  при разных расстояниях между мишенью и стоппером.

$$R = (1 + \delta) R_0 = (1 + \delta) e^{-t/r}, \quad (8)$$

и будем оценивать влияние разных поправок на  $R$  фактором  $(1 + \delta)$ .

3.1. Распределение скоростей  $v$  ядер отдачи (компонент по направлению пучка) в зависимости от распределения скоростей ионного пучка, конечной толщины мишени и разных углов отдачи. Это даст для скоростей  $v + \Delta v$  :

$$\delta \approx [(1/2)(t/\tau)^2 - t/\tau](\Delta v/v)^2, \quad (9)$$

т.е. при  $t = \tau$ ,  $\delta = -0,01$  при разбросе в скорости  $\Delta v = \pm 0,14v$ . У нас обычно  $|\delta| < 1\%$ , и мы можем этой поправкой пренебречь.

3.2. Распределение расстояний  $D$  из-за неточной планарности и параллельности мишени и стоппера (дающее поправку при конечных поперечных размерах пучка и разных углах отдачи). Это дает (для равномерного разброса  $D$  в пределах  $\pm \Delta D$ ):

$$1 + \delta = (v\tau/\Delta D) \operatorname{sh}(\Delta D/v\tau), \quad (10)$$

что означает для  $t = \tau$ ,  $v\tau = D$ ,  $\delta = +0,01$  при  $\Delta D = \pm 0,25 D$ . Этой поправкой тоже можно пренебречь, так как она весьма мала при допустимых в эксперименте величинах  $\Delta D$ .

3.3. Конечная глубина проникновения ядер отдачи в стоппер, равная пробегу  $\Delta x$ . Обозначим  $\Delta t = \Delta x/v$ , тогда:

$$1 + \delta \approx [e^{(3/2)(\Delta t/\tau)} + e^{-t/\tau} - e^{-(t-\Delta t)/\tau}]^{-1}, \quad (11)$$

что дает для  $t = \tau$ ,  $\delta = -0,01$  при  $\Delta t = 0,009t$  и  $\delta = -0,1$  при  $\Delta t = 0,09t$ . Это означает, что поправка важна для малых расстояний. Для расстояний  $D \lesssim 11 \Delta x$  (у нас  $\Delta x \approx 5$  мкм) эту поправку надо учитывать ( $\delta \lesssim -0,1$ ).

3.4. Гамма-излучение из ядер отдачи, образованных в реакциях составного ядра с тяжелыми ионами, неизотропно и имеет максимум при угле  $0^\circ$  по отношению к направлению пучка<sup>/4/</sup>. Анизотропия углового распределения ослабляется во времени под влиянием больших сверхтонких полей, действующих на ядра, которые получают отдачу в вакуум<sup>/5/</sup>. Зависимость углового распределения  $\gamma$ -лучей от времени для нашей геометрии можно выразить в виде:



$$W(t) = 1 + \sum_{k=2,4} A_k Q_k G_k(t); \quad G_k(t) = e^{-t/\tau_k},$$

где  $t$  - время после вылета ядра из мишени,  $\tau_k$  - мера сверхтонкого ослабления,  $A_k$  - параметры углового распределения,  $Q_k$  - коэффициенты конечного телесного угла детектора. Интенсивности смещенного и несмещенного пиков изменяются соответственно:

$$(I_s)_0 = n \left\{ 1 - e^{-t/\tau} + \sum_{k=2,4} \tau_k / (\tau_k + \tau) [1 - e^{-t(\tau + \tau_k)/\tau \tau_k}] A_k Q_k \right\} \quad (12)$$

$$(I_n)_0 = n \left\{ e^{-t/\tau} + \sum_{k=2,4} e^{-t(\tau + \tau_k)/\tau \tau_k} A_k Q_k \right\}. \quad (13)$$

Оценка величины поправки, связанной с изменением углового распределения, проводилась с использованием данных <sup>15/</sup> о параметре  $G_2$ . Она максимальна для перехода  $4^+ \rightarrow 2^+$  и приводит к увеличению  $R$  на  $\sim 3\%$  при  $t \approx \tau$ , ( $\delta = -0,029$ ).

3.5. Релятивистское изменение телесного угла, под которым виден детектор из подвижных по отношению к покоящимся ядрам отдачи:

$$1 + \delta = [1 + (1 - R_0) \chi]^{-1}, \quad (14)$$

где

$$\chi = \left\{ [1 + v/c] / [1 - (v/c) \cos \theta_c] \right\} - 1 \approx 2v/c \quad (15)$$

( $\theta_c$  - половина угла раствора, под которым виден детектор). Это означает для  $t = \tau$ ,  $\delta \approx -1,3 v/c$ , или для  $v/c = 0,02$ ,  $\delta \approx -0,025$ .

3.6. Изменение эффективности детектора для смещенного  $\epsilon_s$  по отношению к несмещенному пику  $\epsilon_n$ ,

$$1 + \delta = [1 - (1 - R_0) \Delta \epsilon]^{-1}, \quad \Delta \epsilon = (\epsilon_n - \epsilon_s) / \epsilon_n, \quad (16)$$

где  $\Delta \epsilon \approx 0,025$ , откуда для  $t = \tau$ ,  $\delta = 0,015$ .

Это показывает, что обе поправки 5 и 6 компенсируются с точностью до 1% и поэтому ими тоже можно было пренебречь.

3.7. Изменение телесного угла, под которым виден детектор из более отдаленных ядер, излучающих на лету, по отношению к более близким ядрам в стоппере:

$$1 + \delta = [1 - (1 - R_0) \kappa]^{-1}, \quad (17)$$

где

$$\kappa = (2/t_0) [t / (1 - e^{-t/\tau}) - \tau], \quad (18)$$

$t_0 = D_0 / v$ ,  $D_0$  - расстояние от мишени до детектора ( $D_0 - D$  - от стоппера до детектора). Для  $t = \tau$ ,  $\kappa \approx 1,2 t / t_0$  или  $\delta = 0,75 t / t_0 = 0,75 D / D_0$ . У нас  $D_0 = 45$  мм. Это означает, что для перехода  $2^+ \rightarrow 0^+$ , для которого  $D \approx 4-8$  мм, эту поправку нужно учитывать ( $\delta \approx +0,1$ ), тогда как для следующих ( $D < 0,5$  мм) ею можно пренебречь ( $0 < \delta < 0,01$ ).

Результаты подсчета поправок для всех переходов представлены для иллюстрации в таблице 1.

#### 4. Экспериментальные результаты

Средние времена жизни были получены решением системы уравнений относительно  $\tau_i$  на ЭВМ с использованием регуляризованных итерационных процессов типа Ньютона /6а/. Была использована стандартная программа *AUTORE* /6б/. На рис. 2,3 показаны кривые распада для переходов между ротационными уровнями  $^{164}\text{Yb}$ , полученные из значений  $\tau_i$ . Экспериментальные точки приведены с ошибками, соответствующими статистическим ошибкам в определении отношений  $R$  из площадей пиков.

Таблица 1. Результаты подсчета поправок к экспериментальным значениям  $R$  для наблюдаемых переходов.  $t$  - время от конца реакции. Значения поправок даны в процентах.

Переход	$t$ (сек. $10^{-12}$ )	$\delta_1$	$\delta_2$	$\delta_3$	$\delta_4$	$\delta_5$	$\delta_6$	$\delta_7$	$\delta$
8 → 6	7	-0,2	+0,2	-10,0	-0,4	-2,4	+3,0	+0,0	-9,8
6 → 4	7	-0,2	+0,0	-5,0	-0,3	-1,4	+2,0	+0,0	-4,9
4 → 2	40	-0,2	+0,0	-0,0	-2,9	-1,7	+2,0	+0,0	-2,8
2 → 0	780	-0,2	+0,0	-0,0	-0,3	-1,8	+2,0	+6,3	+6,0

Таблица 2. Времена жизни уровней ротационной полосы  $^{164}\text{Yb}$ . При-  
веденные вероятности нормализованы к экспериментальному значению  
 $B(E2; 2 \rightarrow 0)$ .

Переход	Энергия (кэВ)	$T_{1/2}$ ( $10^{-12}$ сек.)	$\alpha_T$	$B(E2; I \rightarrow I-2)$ эксп.	$e^2 \cdot 10^{-48} \frac{\text{см}^4}{\text{рот.}^\circ}$
2 → 0	123,5	$882 \pm 88$	1,44	$0,91 \pm 0,09$	(0,91)
4 → 2	262,8	$29,9 \pm 3,0$	0,111	$1,35 \pm 0,13$	1,30
6 → 4	375,0	$5,2 \pm 0,7$	0,039	$1,40 \pm 0,20$	1,43
8 → 6	462,8	$1,6 \pm 0,5$	0,022	$1,62 \pm 0,51$	1,50

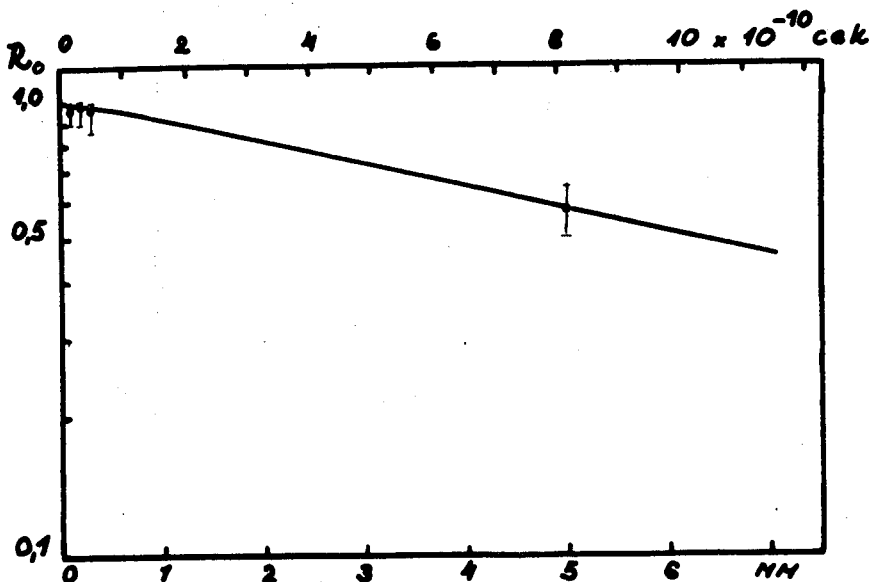


Рис. 2. Расчетная кривая распада для перехода  $2^+ \rightarrow 0^+$ , полученная на ЭВМ. Точки - экспериментальные результаты. отношения  $R_0$ .

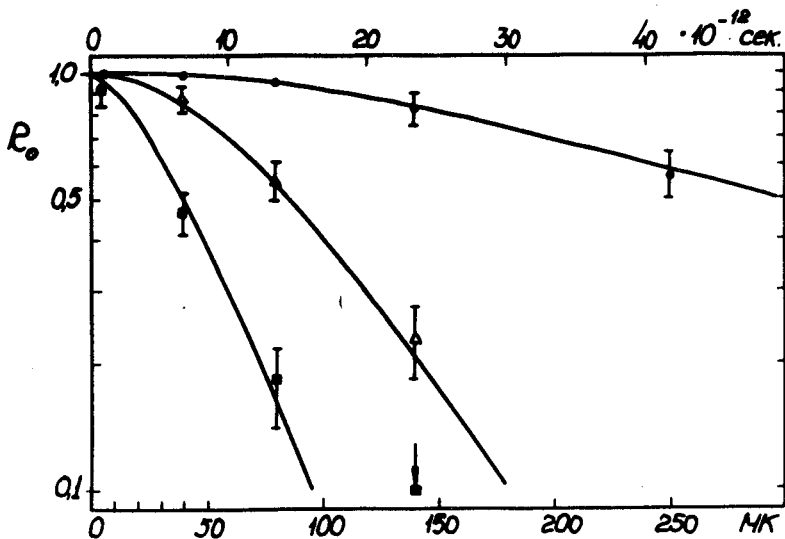


Рис. 3. Расчетные кривые распада для переходов  $4^+ \rightarrow 2^+$ ,  $6^+ \rightarrow 4^+$  и  $8^+ \rightarrow 6^+$ , полученные на ЭВМ. Точки - экспериментальные результаты. отношения  $R_0$ .

В таблице 2 суммированы данные об энергиях изучаемых переходов  $^{164}\text{Yb}$ , периодах полураспада  $T_{1/2}$ , полных коэффициентах конверсии  $\alpha_T$  и приведенных вероятностях переходов  $V(E2)$ . Ошибки в определении  $T_{1/2}$  включают в основном статистические погрешности в определении площадей пиков и ошибку для средней скорости  $v$ . Для первого наблюдаемого перехода  $8^+ \rightarrow 6^+$  в ошибку входит также неопределенность обработки, т.к. его период определяется по отношению к суммарному времени распада всех ненаблюдаемых переходов.

Экспериментальные значения  $V(E2)$  сравниваются в таблице 2 с расчетными данными для жесткого ротатора. В пределах точности эксперимента наблюдается неплохое согласие между ними, как можно ожидать для ротационного ядра  $^{164}\text{Yb}$ .

По известным формулам [7] из полученного экспериментального значения  $V(E2, 2 \rightarrow 0)$  были далее определены внутренний квадрупольный момент  $Q_0$  и параметр квадрупольной деформации  $\beta$   $^{164}\text{Yb}$ , которые равны соответственно  $(6,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$  и  $0,28 \pm 0,01$ . Значения квадрупольного момента, определенные из экспериментальных значений  $V(E2)$ , для уровней  $4^+$ ,  $6^+$  и  $8^+$  в пределах экспериментальных ошибок совпадают со значением  $Q_0$ , определенным из  $V(E2; 2 \rightarrow 0)$ .

Авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флерову за постоянный интерес к работе, Ю.Ц.Оганесяну за полезные обсуждения, Л.Александрову за составление программы и многочисленные консультации при обработке данных, коллективу эксплуатации циклотрона У-300 за обеспечение четкой работы ускорителя.

Литература

1. Б. Бочев, С.А. Карамян, Т. Куцарова, Е. Наджаков, В.Г. Субботин, Я. Ухрин, В.А. Чугреев. Препринт ОИЯИ, Р6-6229, Дубна, 1972.
2. K.W. Jones, A.Z.Schwarzschild, E.K.Warburton, D.B.Fos-  
san. Phys.Rev., 178, 1773 (1969).
3. J.O.Newton, F.S.Stephens, R.M.Diamond, W.H.Kelly,  
D.Ward. Nucl.Phys., A141, 631 (1970).
4. J.O.Newton, F.S.Stephens, R.M.Diamond, R.Kotajima,  
E.Matthias. Nucl.Phys., A95, 357 (1967).
5. R.Nordhagen, G.Goldring, R.M.Diamond, K.Nakai,  
F.S.Stephens. Nucl.Phys., A142, 577 (1970).
6. а) Л. Александров. Журнал выч.матем. и матем. физ. 11, №1,(1971).  
б) Л. Александров. Сообщение ОИЯИ Р5-5515, Дубна, (1971).
7. Сборник "Гамма-лучи". Изд. АН СССР, гл. 1, (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 апреля 1972 г.рда.