

3117

В.А. Морозов

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА  
ИЗОТОПОВ  $^{164}\text{Tm}$ ,  $^{155}\text{Dy}$ ,  $^{138*}\text{Pr}$ ,  $^{138}\text{Pr}$

Автореферат диссертации, представленной на соискание  
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
кандидат физико-математических наук  
К.Я. Громов

Дубна 1967

3117

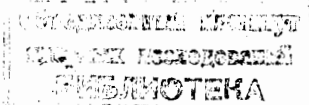
В.А. Морозов

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

ИЗОТОПОВ  $^{164}\text{Tm}$ ,  $^{155}\text{Dy}$ ,  $^{138*}\text{Pr}$ ,  $^{138}\text{Pr}$

427267  
Автореферат диссертации, представленной на соискание  
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
кандидат физико-математических наук  
К.Я. Громов



Диссертация является частью исследований, проводимых в ОИЯИ в Дубне по изучению распада нейтронодефицитных изотопов редкоземельной области, которые получают как продукты реакции глубокого расщепления на Та при облучении его протонами с энергией 660 Мэв на синхроциклотроне ОИЯИ.

Основное внимание было уделено изучению распада короткоживущих ядер и состояний ядер методами гамма-спектрометрии, магнитной спектрометрии (изучение спектров конверсионных линий и позитронов) и методами  $e-\gamma$ ,  $\gamma-\gamma$  и  $\beta^+-\gamma$  совпадений.

Нами изучались следующие изотопы:

- 1)  $^{164}\text{Tm}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 2,04$  мин,
- 2)  $^{155}\text{Dy}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 9,8$  часа,
- 3)  $^{138}\text{Pr}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 1,5$  мин,
- 4)  $^{138*}\text{Pr}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 2,12$  часа.

Установление квантовых характеристик возбужденных состояний ядер позволяет провести последовательное сравнение экспериментальных результатов с существующими представлениями о строении ядра.

Создание всеобъемлющей теории ядра (в смысле объяснения всех известных ядерных свойств) наталкивается на значительные трудности, связанные с необходимостью рассмотрения системы из большого, но конечного числа нуклонов, между которыми действуют силы сложного вида.

Поэтому в теоретической ядерной физике развился подход, позволяющий при определенном числе упрощающих предположений объяснить некоторые свойства ядра, оставляя при этом другие свойства вне рассмотрения. Учитывая многообразие ядерных свойств, мы не должны удивляться и большому количеству моделей строения атомного ядра: гидродинамическая модель, оболочечная модель, обобщенная модель, оптическая модель, модель составного ядра и т.д.

В ядерной спектроскопии наиболее широкое применение находят оболочечная и обобщенная модель ядра, а также все их модификации, связанные с учетом остаточного взаимодействия между нуклонами.

Изученные нами изотопы представляют области ядер, имеющие различные параметры деформации:

- 1) ядро  $^{164}\text{Er}$  — сильнодеформированное,
- 2) ядро  $^{158}\text{Tb}$  — находится в переходной области от сильнодеформированных ядер к сферическим,
- 3) ядро  $^{138}\text{Ce}$  — сферическое ядро (указываются ядра, возбужденные состояния которых изучались нами при распаде соответствующих изотопов).

Полученные нами результаты позволяют провести последовательное сравнение наших данных с основными положениями оболочечной и обобщенной модели ядра, модели неаксиально-симметричного ядра и сверхтекучей модели ядра, с тем, чтобы определить границы применения той или иной модели.

Диссертация состоит из шести глав.

Глава I посвящена требованиям, которыми мы руководствовались при выборе фотоумножителей, сцинтилляторов, усилителей, дискриминаторов и при разработке вспомогательных электронных устройств, исходя из задач изучения распада короткоживущих изотопов.

В первой главе рассматривается также созданный нами комплекс аппаратуры, предназначенный для изучения  $e-\gamma$ ,  $\gamma-\gamma$  и  $\beta^+-\gamma$ -совпадений с разрешающим временем от 10 до 100 нсек. Установка  $e-\gamma$  совпадений была собрана на основе магнитного линзового бета-спектрометра с разрешением от 1,7 до 3% (оно изменялось в зависимости от примененных диафрагм) и сцинтилляционного гамма-спектрометра на фотоумножителе ФЭУ-13 с кристаллом  $\text{NaJ}(\text{Tl})$  размером 40x40 мм. Остальные установки  $\gamma-\gamma$  и  $\beta^+-\gamma$  совпадений собраны на основе сцинтилляционных гамма-спектрометров.

Включено также описание сцинтилляционной установки, предназначенной для измерения времен жизни уровней в диапазоне от  $10^{-10}$  до  $10^{-8}$  сек. Установка представляет собой многоканальный временной анализатор с разрешающим временем  $2\tau = 6 \cdot 10^{-10}$  сек. Такое разрешение было получено на источнике  $^{60}\text{Co}$  для гамма-лучей в районе 1000 кэв. Нами были использованы фотоумножители ФЭУ-36 с пластическими сцинтилляторами.

Кроме того, нам была предоставлена возможность проводить измерения на такой аппаратуре высокого класса, как: 1) бесфоновый прибор с двойной двукратной фокусировкой  $2\pi\sqrt{2}$  с разрешением 0,2% и светосилой 0,3%; 2) спектрограф с постоянным однородным магнитным полем с разрешением 0,07%; 3) гамма-спектрометр с  $\text{Ge}(\text{Li})$  детектором с разрешением 0,3–0,4% на линии 1332 кэв  $^{60}\text{Co}$ .

Применение вышеназванной аппаратуры при изучении распада нейтрондефицитных изотопов позволило нам с хорошей точностью и большой степенью достоверности провести анализ схем распада изотопов  $^{164}\text{Tu}$ ,  $^{155}\text{Dy}$ ,  $^{138}\text{Pr}$ ,  $^{138*}\text{Pr}$ .

Глава II посвящена описанию методов обработки экспериментальных результатов, полученных с помощью сцинтилляционных спектрометров, а также на установках двойных совпадений.

В главе III приведены данные по изучению распада  $^{164}\text{Tu}$  ( $T_{1/2} = 2,04 \pm 0,01$  мин). Изучение распада  $^{164}\text{Tu}$  производилось как на чистом препарате  $^{164}\text{Tu}$  2 мкг  $^{164}\text{Er}$ , так и в пепочке  $^{164}\text{Yb}$  75 мкг  $^{164}\text{Tu}$  2 мкг  $^{164}\text{Er}$ .

Применение при изучении распада  $^{164}\text{Tu}$ , помимо обычных методов сцинтилляционной и магнитной спектрометрии, спектрометрии гамма-излучения на спектрометре с полупроводниковым  $\text{Ge}(\text{Li})$  детектором позволило надежно установить большое количество новых переходов. Было обнаружено более 70 новых гамма-переходов и определены мультипольности некоторых из них, в результате чего было идентифицировано шесть переходов типа E0 (таблица 1). Анализ схемы распада  $^{164}\text{Tu}$  привел к доказательству предложенных ранее уровней 860,8; 1245,5; 1766,1; 2170,5 кэв, а также введению шести новых уровней 1334; 1386; 1698,2; 1789; 2027,1 и 2185,0 кэв (рис. 1).

Было установлено, что при распаде  $^{164}\text{Tu}$  возбуждаются пять уровней типа  $0^+$ : 1245,5; 1698,2; 1766,1; 2170,5 и 2185,0 кэв. В работе Соловьева /1,2/ рассмотрен вопрос о возможности коллективного характера состояний с  $K\pi = 0^+$ . Правильность данной трактовки была бы подтверждена, если бы были найдены быстрые бета-переходы, по крайней мере, на три возбужденных состояния с  $1\pi K = 0^+$  в одном ядре. Проведем сравнение наших данных с расчетами Соловьева /1,2/ (см. таблицу 2).

Т а б л и ц а 2

Энергия возбужденных состояний с  $\pi K = 0^+ 0$  в ядре  $^{164}\text{Er}$  и вероятности бета-переходов на эти состояния

Эксперимент		Соловьев /1,2/		Тип перехода
Энергия уровня (кэВ)	log ft	Энергия уровня (кэВ)	log ft	
0 (основн. сост.)	$4,9 \pm 0,1$	0 (основн. сост.)	$5,0^x$	au
1245,5	$\geq 5,4$	1230	4,6	
1688,2	$\geq 5,6$	1600	6,5	
1766,1	$\geq 5,4$	1900	5,9	
2170,5	$\geq 5,4$	2100	5,1	
2185,0	$\geq 5,6$			

Т А Б Л И Ц А 1

Коэффициенты внутренней конверсии на К-оболочке для некоторых переходов в ядре  $^{164}\text{Er}$ 

$E_\gamma$ кэВ	Относит. интенс. К-линий	Интенс. $\gamma$ -лучей в % на распад	$\alpha_K$ жж эксп.	Мультипольность, вытекающая из $\alpha_K$
672,9	0,018	0,34	$3,37 \pm 0,75$ (-2)	E3, M2
769,1	0,014	1,86	$4,79 \pm 0,68$ (-3)	E2
860,6	0,011	1,87	3,75 (-3)	Принято E2
907,5	0,005	0,84	$3,78 \pm 0,85$ (-3)	E2
929,5	0,008	0,15	3,40 (-2)	M3 или E0
1157,0	0,008	2,84	$1,80 \pm 0,25$ (-3)	E2
1166,6	0,0045	1,46	$1,96 \pm 0,44$ (-3)	E2
1225,7	0,014	0,71	$1,26 \pm 0,23$ (-2)	M3
1245,5	0,015	0,10	1,00 (-1)	M5 или E0
1294,2	0,0017	1,54	$7,02 \pm 1,57$ (-4)	E1
1311,1	0,0016	1,32	7,73 (-4)	E1
1313,7	0,0014		6,76 (-4)	E1
1322,5	0,0029	0,88	$2,10 \pm 0,47$ (-3)	E2, M1
1676,8	0,0035	1,55	$1,44 \pm 0,32$ (-3)	E2, M1
1698,2	0,0045	0,40	$7,15 \pm 2,28$ (-3)	M3, M4 или E0
1742,7	0,003	0,27	$7,10 \pm 2,26$ (-3)	M3, M4
1766,1	0,01	0,15	4,16 (-2)	M5 или E0
1819	0,0021	0,70	$1,91 \pm 0,48$ (-3)	E3, M2
1861	0,0025	0,81	$1,97 \pm 0,44$ (-3)	E3, M2
2079,5	0,0013	1,14	$7,75 \pm 1,62$ (-4)	E2, M1
2170,5	0,007	0,15	2,92 (-2)	M5 или E0
2185,0	0,004	0,11	2,35 (-2)	M5 или E0

ж Энергии гамма-переходов даны по измерениям на магнитных спектрометрах

жж Цифры в скобках - это степени десяти

x) Это значение  $\log ft = 5,0$  было использовано при вычислении остальных значений  $\log ft$  для бета-распада на возбужденные состояния  $^{164}\text{Er}$ .

Обращает на себя внимание хорошее согласие вычисленных значений энергий уровней с экспериментальными. Интересно также отметить, что в  $^{164}\text{Er}$  состояния с  $K\pi = 2^+$  будут находиться ниже состояний с  $K\pi = 0^+$  в согласии с предсказаниями теории.

На данном этапе изучения схемы распада  $^{164}\text{Tm}$  получение точных значений вероятностей бета-переходов на возбужденные состояния  $^{164}\text{Er}$  затруднительно. Но отклонения от приведенных значений не могут быть очень большими, так как в предлагаемой схеме распада (рис. 1) учтены почти все наиболее интенсивные гамма-переходы. В таком случае нужно отметить также довольно хорошее согласие с расчетом значений  $\log ft$ . Разрешенный характер бета-переходов на возбужденные состояния с  $\pi K = 0^+ 0$  с несомненностью свидетельствует о коллективной природе этих состояний. Возможно, об этом же говорит плавный ход зависимости  $x \left( \frac{E_{0,0 \rightarrow 0}}{E_{2,0 \rightarrow 2}} \right) \approx \frac{B(E_{0,0 \rightarrow 1})}{B(E_{2,0 \rightarrow 1})}$  от энергии E0 перехода (рис. 2). Отклонение от общего хода кривой значения, соответствующего энергии 2185,0 кэВ, возможно, связано со структурой состояния. Таким образом,

коллективный характер состояний с  $1\pi K=0^+0$  говорит о том, что в  $^{164}\text{Er}$  наряду с парными взаимодействиями существенную роль играют квадруполь-квадрупольные взаимодействия.

Кроме коллективных возбуждений, соответствующих квадрупольным деформациям поверхности ядра и имеющих всегда положительную четность, в четно-четных ядрах наблюдаются коллективные возбужденные состояния отрицательной четности, по-видимому, они соответствуют октупольным колебаниям поверхности ядра. Уровень 1386 кэВ отрицательной четности со спином  $I=1$  или  $2$  мы рассматриваем как октупольное состояние с  $1\pi K=1^-0$ . По расчетам Соловьева<sup>/2/</sup> следует, что в  $^{164}\text{Er}$  самым низким из уровней с отрицательной четностью будет уровень с  $1\pi=1^-$  и  $K=0$ , т.е. октупольное состояние с  $\lambda=3$  и  $\nu=0$ . Нужно отметить хорошее согласие в значении энергии уровня, полученного в опыте и в расчете (см. таблицу 3). В таблице также даны отношения приведенных вероятностей переходов с уровня 1386 кэВ на полосу основного состояния. Сравнение экспериментальных данных со значениями по Алага<sup>/3/</sup> свидетельствует в пользу приписания уровню 1386 кэВ  $K=0$ , что подтверждает наш вывод об октупольной природе этого состояния.

Т а б л и ц а 3

Сравнение энергии уровня с  $1\pi K=1^-0$  и отношения приведенных вероятностей переходов на полосу основного состояния

Ядро	E(1 <sup>-</sup> ) кэВ	E(1 <sup>-</sup> ) кэВ	B(E1, 1 <sup>-</sup> → 0 <sup>+</sup> ) / B(E1, 1 <sup>-</sup> → 2 <sup>+</sup> )		
			эксп	K=0(3) теор.	K=1(3) теор.
$^{164}\text{Er}$	1386	1430	0,35 ± 0,05	0,5	2,00

В результате проведенного баланса интенсивностей были рассчитаны абсолютные интенсивности переходов в % на распад и значения  $\log ft$  для переходов на возбужденные состояния  $^{164}\text{Er}$ .

Было показано, что состояние  $^{164}\text{Th}$  со спином  $1\pi=1^+$  является основным, а возможное состояние со спином  $1\pi=3^-$  должно быть изомерным. Опыты по  $e-\gamma$  совпадениям (L 91,4) ( $\gamma$ ) позволили установить, что на уровень

91,4 кэВ происходит  $\beta^+$ -распад и определить, что квантовое число K для основного состояния  $^{164}\text{Th}$  равно 1.

Проведенное сравнение экспериментальных результатов с неаксиальной моделью ядра, развиваемой Давыдовым<sup>/4/</sup>, позволяет указать на хорошее согласие в ряде случаев в описании коллективных эффектов в ядре: положение ротационных уровней, отношения приведенных вероятностей переходов, происходящих в ротационных полосах или между различными полосами. Однако параметры неадиабатичности  $\mu$  и неаксиальности  $\Gamma$  для данного ядра, вычисленные по различным комбинациям уровней, отличаются друг от друга. Это, возможно, свидетельствует о том, что различные возбужденные состояния имеют разную деформацию. Но в таком случае расчет положения того или другого уровня, не относящегося к системе определенной ротационной полосы, становится затруднительным ввиду отсутствия критерия для выбора параметров  $\mu$  и  $\Gamma$ .

Сверхтекучая модель ядра, развиваемая Соловьевым и др., отличается большей последовательностью в интерпретации возбужденных состояний четно-четных ядер. Сверхтекучая модель ядра позволяет получить единое описание как двухквартичных, так и коллективных неротационных состояний четных деформированных ядер.

При распаде  $^{164}\text{Th}$  удалось идентифицировать систему коллективных состояний с  $1\pi K=0^+0$  и октупольное состояние с  $1\pi K=1^-0$ , энергия и структура которых хорошо согласуются с расчетами. Это указывает на то, что в сверхтекучей модели ядра, учитывающей, кроме парных взаимодействий, мультиполь-мультипольные взаимодействия, удалось правильно описать ту часть остаточных взаимодействий между нуклонами, которая играет наиболее существенную роль в ядре при сравнительно небольших энергиях возбуждения.

Глава IV посвящена изучению распада  $^{165}\text{Dy}$  ( $T_{1/2} = 9,8 \pm 0,5$  ч).

При изучении распада  $^{165}\text{Dy}$  нами были решены следующие задачи:

- 1) Было доказано, что  $\beta^+$ -спектр с граничной энергией  $E_{\text{гр}} = 860 \pm 20$  кэВ принадлежит  $^{165}\text{Dy}$
- 2) Методом  $\beta^+-\gamma$  совпадений было установлено, что  $\beta^+$ -распад с граничной энергией 860 кэВ идет на уровень 226,9 кэВ в  $^{165}\text{Tb}$ .
- 3) Было определено отношение числа позитронов к числу K-конверсионных электронов перехода с энергией 226,9 кэВ:  $\beta^+/K_{226,9} = 0,82 \pm 0,10$ .



4. Измерено время жизни уровня 226,9 кэв в  $^{155}\text{Tb}$ , которое оказалось равно  $T_{1/2} = (3,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-10}$  сек. При этом факторы задержки  $F_w = 0,7 \cdot 10^4$  и  $F_N = 0,5$ .

Эти результаты привели к следующим выводам:

1) Разность масс атомов  $^{155}\text{Dy}$  —  $^{155}\text{Tb}$   $Q = 2109 \pm 20$  кэв.  
 2) Отношение  $K$ -захвата к  $\beta^+$ -распаду на уровень 226,9 кэв равно  $K/\beta^+ = 31,6 \pm 6,8$ , что не противоречит разрешенному характеру перехода. Значение  $\log ft = 6,2 \pm 0,1$  для перехода на этот уровень также указывает на то, что этот переход либо типа  $ah$ , либо типа  $1u$ .

3) Факторы задержки для перехода с энергией 226,9 кэв между состояниями  $5/2^- / 532/$  —  $3/2^+ / 411/$  свидетельствуют о выполнении правил отбора по асимптотическим квантовым числам и позволяют утверждать, что ядро  $^{155}\text{Tb}$  является сильнодеформированным ядром.

3) Основное состояние  $^{155}\text{Dy}$  должно иметь характеристики  $3/2^- / 521/$ , хотя это должно привести к предположению о том, что ядро  $^{155}\text{Dy}$  либо слабо деформированное, либо схема уровней Нильссона не совсем точно передает порядок расположения уровней для нечетно-нейтронных ядер в переходной области.

Позднее наши результаты по изучению распада  $^{155}\text{Dy}$  были подтверждены в работах [5,6].

В главе V приводятся результаты исследований распада изомерного состояния  $^{138*}\text{Pr}$  и результаты по идентификации нового изотопа  $^{138}\text{Pr}$  (основное состояние).

$^{138*}\text{Pr}$  ( $T_{1/2} = 2,12 \pm 0,03$  часа).

В результате наших исследований было установлено, что при распаде  $^{138*}\text{Pr}$  возбуждаются уровни 787,1; 1825,8; 2128,4; 2216,2; 2371,8 и 2482,6 кэв с квантовыми характеристиками  $2^+$ ;  $4^+$ ;  $7^-$ ;  $5^-$ ; 5 или 6,  $6^+$  или  $7^+$  соответственно. Точность определения положения уровней по энергиям не хуже 0,1%.

Установлено, что, кроме известной  $\beta^+$ -компоненты с граничной  $E_{\text{гр}} = 1,65$  Мэв, при распаде  $^{138*}\text{Pr}$  существуют еще две  $\beta^+$ -компоненты с граничной энергией  $E_{\text{гр}} = 1,56$  и 1,41 Мэв, идущие на уровни 2216,2 и 2371,8 кэв соответственно. Была определена мультипольность большинства наблюдавшихся переходов.

Проведенный баланс интенсивностей позволил нам определить абсолютную интенсивность переходов в процентах на распад и значения  $\log ft$  для переходов на возбужденные состояния  $^{138}\text{Ce}$ .

Наши результаты позволяют заключить, что квантовыми характеристиками изомерного состояния  $^{138*}\text{Pr}$  с конфигурацией  $[p(d_{5/2}), n(h_{11/2})]$  будут  $1\pi = 6^-$ . На основе полученных результатов была разработана схема распада  $^{138*}\text{Pr}$  (рис. 3).

Интерпретацию нижних возбужденных состояний ядра  $^{138}\text{Ce}$  можно провести на основе простой вибратонной модели О. Бора для сферических ядер.

Первый возбужденный уровень 787,1 кэв со спином  $1\pi = 2^+$ , очевидно, однофонный уровень квадрупольного возбуждения. Второй уровень 1825,6 кэв со спином  $1\pi = 4^+$  и третий уровень 1478 кэв со спином  $1\pi = 0^+$ , обнаруженный при распаде  $^{138}\text{Pr}$ , являются двухфонными колебательными уровнями квадрупольного возбуждения.

Изомерное состояние с энергией 2128,4 кэв со спином  $1\pi = 7^-$  является двухчастичным состоянием, обусловленным конфигурацией  $[n(h_{11/2}), n(d_{3/2})]$ . Относительно природы остальных возбужденных состояний в настоящее время высказаться затруднительно.

$^{138}\text{Pr}$  ( $T_{1/2} = 1,5 \pm 0,15$  мин).

По позитронному излучению с граничной энергией  $E_{\text{гр}} = 3440$  кэв идентифицирован новый изотоп  $^{138}\text{Pr}$  (основное состояние) с  $T_{1/2} = 1,5 \pm 0,15$  мин. Спин основного состояния  $1\pi = 1^+$ .

Изомерное состояние  $^{138*}\text{Pr}$  со спином  $1\pi = 6^-$  { конфигурация  $[p(d_{5/2}), n(h_{11/2})]$  } — лежит на 340 кэв выше основного состояния { конфигурация  $[p(d_{5/2}), n(d_{3/2})]$  }.

Сравнение этой величины с разностью энергии уровней  $\Delta E = E_{h_{11/2}} - E_{d_{3/2}}$  для соседних с  $^{138}\text{Pr}$  нечетно-нейтронных ядер с  $N = 79$   $^{131}\text{Te}$ ,  $^{133}\text{Xe}$ ,  $^{135}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Ce}$ ,  $^{139}\text{Nd}$  показывает, что влияние в ядре  $^{138}\text{Pr}$  протона в состоянии  $d_{5/2}$  на энергетическое расщепление состояний нейтрона  $d_{3/2}$  и  $h_{11/2}$  является не слишком сильным, что находится в согласии с исходными предположениями оболочечной модели.

В главе VI подводятся итоги результатов исследования радиоактивного распада ядер  $^{164}\text{Tm}$ ,  $^{155}\text{Dy}$ ,  $^{138*}\text{Pr}$  и  $^{138}\text{Pr}$ .

Результаты, изложенные в диссертации, доложены на XIII, XIV и XV Всесоюзных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, на VI, VII и IX рабочих совещаниях по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов и теории ядра в Дубне (1963-1966 г.г.) и на Международной конференции по ядерной физике (Париж - 1964 г.).

Материал, положенный в основу диссертации, опубликован в работах /7-15/.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.Г. Соловьев. Препринт ОИЯИ Р-1811, Дубна 1964.
2. В.Г. Соловьев. Препринт ОИЯИ Р-1973, Дубна, 1965.
3. S. Alaga, K. Alder, A. Bohr, B. R. Mottelson, Kgl. Dan Vid Selsk Mat-Fys. Medd 29, 9 (1955).
4. А.С. Давыдов. УФН, 87, 599 (1965).
5. L. Persson, H. Ryde, K. Oelsner-Ryde, Nucl. Phys., 44, 653 (1963)
6. И. Звольский, А. Кокеш. Доклад на 16 ежегодном совещании по ядерной спектроскопии, Москва 1966.
7. А.С. Басина, К.Я. Громов, Б.С. Джелепов, Ку За Хек, В.А. Морозов. Препринт ОИЯИ Р-1479, 3, Дубна 1963.  
Программа и тезисы докладов XIII ежегодного совещания по ядерной спектроскопии в Киеве. Издательство АН СССР, 66 (1963).
8. T. Badica, K. Gromov, V. Morozov, A. Basina, B. Dzheleпов, A. Novgorodov. Compt. Rendus du Congrès International de Physique Nucleaire, n 2, 588 (1964)
9. А.С. Басина, Т. Бэдикэ, К.Я. Громов, Б.С. Джелепов, В.А. Морозов, А.Ф. Новгородов. Программа и тезисы докладов XIV ежегодного совещания по ядерной спектроскопии в Тбилиси. Изд. "Наука" 60 (1964); Препринт ОИЯИ Р-2031, Дубна 1965; Ядерная физика 2, вып. 2, 204 (1965).
10. Я. Врзал, К.Я. Громов, Я. Липтак, Ф. Молнар, В.А. Морозов, Я. Урбанец, В.Г. Чумин. Препринт ОИЯИ Р-2820, Дубна 1966.
11. А.С. Басина, К.Я. Громов, Б.С. Джелепов, Д. Енчев, Ж. Желев, В.А. Морозов, А.Ф. Новгородов. Препринт ОИЯИ Р-1479, 35, Дубна 1963.
12. П. Бедроян, А.С. Кучма, В.А. Морозов. Препринт ОИЯИ Р-2441, Дубна 1965. Программа и тезисы докладов XVI ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Изд. "Наука", Москва, 41 (1966); Ядерная физика 4, вып. 5, 905 (1966).
13. А.С. Басина, Т. Бэдикэ, К.Я. Громов, Б.С. Джелепов, Н.А. Лебедев, В.А. Морозов, А.Ф. Новгородов. Программа и тезисы докладов XIV ежегодного совещания по ядерной спектроскопии в Тбилиси. Изд. "Наука", 47 (1964); Препринт ОИЯИ Р-2032, Дубна 1965; Ядерная физика 2, вып. 6, 966 (1965).

14. К. Громов, И. Деметер, Ж. Желев, В. Калинин, Ким Ен Су, Н. Лебедев, Ф. Молнар, В. Морозов, Г. Пфреппер, В. Халкин, Э. Херрманн, Д. Христов. Препринт ОИЯИ Р-2570, Дубна 1966; Nucl. Phys., 88, 225 (1966).
15. Р. Бабаджанов, Я. Врзал, К.Я. Громов, Я. Липтак, В.А. Морозов, Ф.Н. Мухтасимов, Я. Урбанец. Препринт ОИЯИ Р-2819, Дубна 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 января 1967 г.



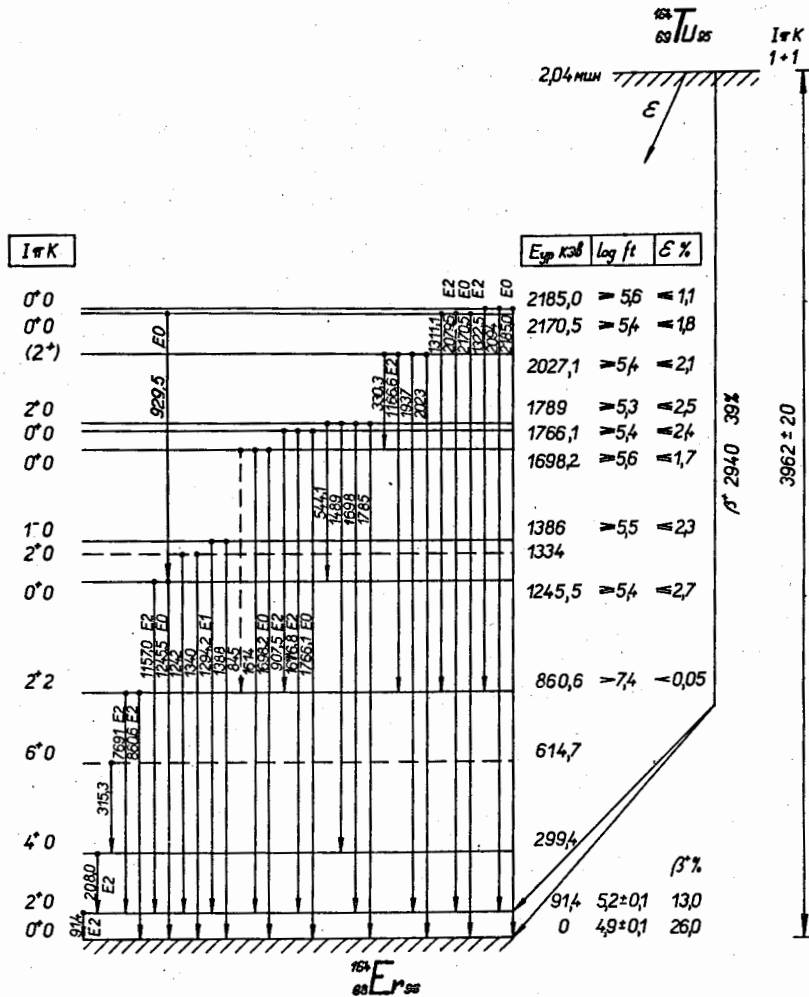


Рис. 1. Схема распада  $^{184}\text{Tl}$ .

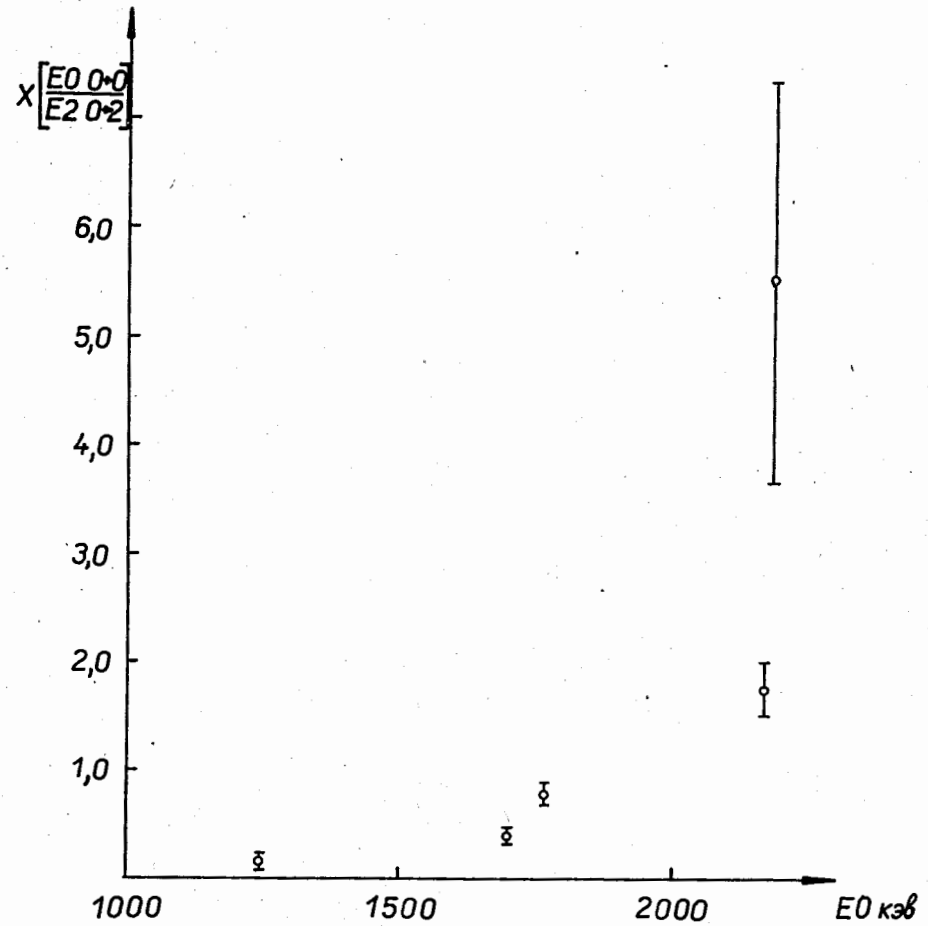


Рис. 2. Значения параметра  $x = \left( \frac{E_{0,0 \rightarrow 0}}{E_{2,0 \rightarrow 2}} \right)$  в зависимости от энергии  $E_0$  перехода.

