

С 341.18

B-818

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Czechoslov. J. Phys, 11/I-68

1969, v. 19 Sec B N 8, p. 10

P6 - 3312



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Я. Врзал, П. Галан, Т.И. Галанова, Я. Липтак,
Я. Урбанец, М. Фингер

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА ^{160}Tb \rightarrow ^{160}Dy

1967.

Врзал Я., Галан П., Галанова Т., Липтак Я., Урбанец Я,
Фингер М.

P6-3312

Исследование распада $^{160}\text{Tb} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$

С помощью двух полупроводниковых германиевых детекторов проведено исследование спектра гамма-лучей ^{160}Tb . Определены абсолютные интенсивности и мультипольности переходов в ядре ^{160}Dy . Сделан вывод о двухквaziчастичной природе уровня с энергией 1264,4 кэв и предположение о существовании ротационной полосы на этом состоянии. Экспериментальные данные сравниваются с предсказаниями различных моделей ядра.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований,
Дубна, 1967.**

Vrzal J., Galan P., Galanova T., Liptak J., Urbanec J.,
Finger M.

P6-3312

The Decay $^{160}\text{Tb} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$

Gamma-ray spectrum of ^{160}Tb was investigated by using two germanium semiconductor detectors. The absolute intensities and multipolarities of γ -transitions in a ^{160}Dy nucleus have been investigated. A conclusion was drawn about two-quasiparticle nature of the 1264.4 keV energy level and an assumption was made about the existence of rotational band on this state. Experimental data are compared with the predictions of different nuclear models.

**Preprint, Joint Institute for Nuclear Research,
Dubna, 1967.**

P6 - 3312

Я. Врзал, П. Галан, Т.И. Галанова, Я. Липтак,
Я. Урбанец, М. Фингер

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА ^{160}Tb - ^{160}Dy

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

5540/1 pz.

В в е д е н и е

Радиоактивный изотоп ^{160}Tb распадается с периодом полураспада 72,4 дня путем β^- -излучения в стабильный изотоп ^{160}Dy . Исследование излучения, сопровождающего распад ^{160}Tb , после открытия этого изотопа в работе Боте^{/1/} проводилось многими авторами.^{/2/} В течение многих лет подробно исследовались β -спектры, спектры конверсионных электронов, фотоэлектронов и электронов отдачи с помощью различных магнитных спектрометров, а также спектры γ -лучей с помощью сцинтилляционных и кристалл-дифракционных спектрометров.

Исследования спектра β^- -излучения^{/3,4/}, спектров $\beta^- - e^-$ -совпадений^{/5/} и $\beta^- - \gamma$ -совпадений^{/3,6,7/} показали, что β^- -спектр ^{160}Tb сложный и состоит по меньшей мере из 6 компонент.

Спектр конверсионных электронов, возникающих при распаде ^{160}Tb , наиболее подробно исследован в работах^{/4,5,8,9/}. Юан и др.^{/9/} изучали спектр конверсионных электронов с помощью безжелезного магнитного β -спектрометра с двойной фокусировкой на угол $\pi\sqrt{2}$ при разрешении 0,04 - 0,1%.

Спектры γ -лучей ^{160}Tb исследовались в основном с помощью сцинтилляционных спектрометров. В работах^{/4,5,8,10/} изучались спектры фотоэлектронов и электронов отдачи, возникающих при взаимодействии γ -квантов с различными мишенями. Наиболее точные данные об энергиях и интенсивностях мягких γ -лучей ($E_\gamma < 400$ кэВ) получены на прецизионных кристалл-дифракционных спектрометрах^{/8,11,12/}.

Изучались также спектры $e - \gamma$ -совпадений^{/9/}, $\gamma - \gamma$ -совпадений^{/3,13,14,15/} и суммарных совпадений^{/15/} при распаде ^{160}Tb . Большое количество работ^{/13-19/} посвящено исследованию $\gamma - \gamma$ -угловых корреляций. Наиболее точные результаты получены в работе Яклевича и др.^{/19/}, в которой впервые изучались угловые корреляции γ -лучей ^{160}Tb с помощью полупроводникового $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора. В работе^{/19/} приводятся также относительные интенсивности некоторых γ -переходов в ядре ^{160}Dy , определенные с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора.

2. Результаты измерений

2.1. С п е к т р и о т н о с и т е л ь н ы е и н т е н с и в н о с т и γ - л у ч е й ^{160}Tb

Нами изучался спектр γ -лучей, сопровождающих распад $^{160}\text{Tb} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$. Препарат был получен на реакторе по реакции $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)^{160}\text{Tb}$. Спектр γ -лучей измерялся с помощью двух $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов коаксиального типа с чувствительным объемом $\approx 5 \text{ см}^3$ и $\approx 13 \text{ см}^3$. Разрешающая способность обоих детекторов составляла 5 - 6 кэв при энергии $\approx 1 \text{ Мэв}$. Измерения были начаты спустя ≈ 15 месяцев после изготовления препарата. К этому времени все возможные радиоактивные примеси с периодом полураспада значительно меньшим, чем у ^{160}Tb (72,4 дня), распались. Препарат содержал лишь небольшое количество ($< 0,4\%$) долгоживущего изомера ($T_{1/2} = 12 \text{ лет}$) ^{152}Eu .

Были проведены 3 серии измерений. Отдельные участки γ -спектра ^{160}Tb представлены на рис. 1-4. Для определения энергий использовались данные работ^{/9,12/}, в которых точность измерения энергии была лучше чем 0,05%. Энергии слабых линий, которые ранее не наблюдались или наблюдались только на сцинтилляционном спектрометре, определены по положению в γ -спектре с точностью $\pm 0,5 \text{ кэв}$.

В спектре γ -лучей ^{160}Tb мы наблюдали, кроме хорошо известных уже переходов, несколько новых линий. Переходы с энергией 486,5; 1069,0 и 1102,5 кэв ранее при исследовании излучения ^{160}Tb не наблюдались. Переход с энергией 1069,0 кэв известен из распада ^{160}Ho ^{/20,21/} и расположен между уровнями 1155,6 и 86,8 кэв.

В γ -спектре ^{160}Tb , полученного с помощью кристалл-дифракционного γ -спектрометра ^{/11,12/}, обнаружены новые γ -линии малой интенсивности с энергией 230,7 и 337,1 кэВ. Наши данные подтверждают существование указанных переходов.

На рис. 4 представлена жесткая область γ -спектра ($E_\gamma > 1000$ кэВ), измеренная с помощью Ge(Li) -детектора с чувствительным объемом $\approx 13 \text{ см}^3$. Эти измерения проводились с фильтром, состоящим из 5 мм свинца, 1 мм меди и 1 мм кадмия с целью обнаружения жестких переходов малой интенсивности с энергией больше 1300 кэВ. Однако в этой области проявилась только линия с энергией 1408 кэВ, принадлежащая долгоживущему изомеру ^{182}Eu . Линия с энергией 1250,8 кэВ ранее в одиночных спектрах γ -лучей и конверсионных электронов ^{160}Tb не наблюдалась. Этот переход был обнаружен в работе Михаэлиса ^{/15/} в спектре суммарных и γ - γ совпадений с переходом 197 кэВ.

Относительные интенсивности γ -переходов определялись с погрешностью 10%, обусловленной в основном погрешностью кривой эффективности детектора. Результаты измерений приведены в табл. 1 и сравниваются с данными работ Юана и др. ^{/9/}, Михаэлиса ^{/15/} (сцинтилляционные γ -спектрометры), Бэма и Роджерса ^{/12/}, Дагласа ^{/11/} (кристалл-дифракционные γ -спектрометры) и Яклевича и др. ^{/19/} (полупроводниковый γ -спектрометр). Получено хорошее согласие наших данных об относительных интенсивностях γ -лучей с результатами указанных работ.

В табл. 2 указаны верхние пределы интенсивностей некоторых предполагаемых переходов с высоковозбужденных уровней на состояния основной ротационной полосы ^{160}Dy .

2.2. Мультипольности и абсолютные интенсивности переходов в ядре ^{160}Dy

Мультипольности переходов определялись путем сравнения экспериментальных коэффициентов внутренней конверсии (КВК) с теоретическими ^{/22/}. Для вычисления КВК мы использовали наиболее точные данные о спектре конверсионных электронов ^{160}Tb ^{/9/}. В этой работе определены абсолютные интен-

сивности конверсионных линий с погрешностью $\leq 10\%$. Связывание шкал интенсивностей γ -лучей и конверсионных электронов проводилось таким образом, чтобы экспериментальное значение КВК для пяти наиболее интенсивных переходов чистой мультипольности как можно точнее совпало с теоретическим значением. В качестве реперных мы использовали переходы: 86,8 (E2); 197,0 (E2); 298,6 (E1); 879,2 (E2) и 1177,7 (E1) кэВ.

Сравнение экспериментальных значений КВК с теоретическими представлено в табл. 4. Выводы о возможных мультипольностях переходов, сделанные на основе этого сравнения, приведены в последнем столбце таблицы. При окончательном определении мультипольностей переходов мы учли также результаты работ /13-15, 17,19/ по измерению угловых γ - γ -корреляций (табл. 3), а также выводы, сделанные в работах /20,21/ по изучению распада $^{160}\text{Ho} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$.

На основе полученных нами значений КВК и данных об абсолютных интенсивностях конверсионных электронов /8/ мы определили абсолютные интенсивности γ -лучей и полные интенсивности переходов, возникающих при распаде ^{160}Tb (табл. 5). Используя полученные интенсивности переходов в % на распад, мы составили баланс интенсивностей гамма-переходов (табл. 6) и определили интенсивности компонент β^- -распада на отдельные уровни ^{160}Dy . Для определения значений $\log ft$ мы приняли в качестве энергии распада ^{160}Tb значение 1830 ± 10 кэВ, соответствующее граничной энергии 1745 ± 10 кэВ /6/ наиболее жесткой β^- -компоненты, заселяющей уровень 86,8 кэВ в ^{160}Dy .

3. Обсуждение

Структура уровней чётно-чётного деформированного ядра ^{160}Dy исследовалась в вышеупомянутых работах по изучению радиоактивного распада ядер ^{160}Tb и ^{160}Ho , а также методом кулоновского возбуждения /23-25/ и методом ядерных реакций (α, n) /26,27/. На основе результатов этих исследований и данных настоящей работы нами предлагается схема распада $^{160}\text{Tb} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$, представленная на рис. 5.

3.1. Основное состояние ^{160}Tb

Спин основного состояния ^{160}Tb определялся по измерению углового распределения γ -излучения ориентированных ядер ^{160}Tb /28/, а также методом магнитного резонанса атомных пучков /29/. В этих работах получено значение спина $I = 3$. Ядро ^{160}Tb состоит из 65 протонов и 95 нейтронов. В схеме Нильссона 65-ому протону соответствует орбиталь $\frac{3}{2}^+ [411]$, относящаяся к основному состоянию в ядрах тербия с $A = 155 + 163$. Поэтому можно считать, что в ядре ^{160}Tb нечётный протон находится в состоянии $\frac{3}{2}^+ [411]$. 95-му нейтрону в ядре ^{161}Dy в основном состоянии соответствует орбиталь $\frac{5}{2}^+ [642]$, а в возбужденном состоянии с энергией 75 кэв - орбиталь $\frac{3}{2}^- [521]$, которая, кроме того, относится также к основному состоянию ядра $^{159}\text{Gd} (N=95)$. Если принять, что нечётный нейтрон в основном состоянии ^{160}Tb занимает орбиталь $\frac{5}{2}^+ [642]$, то правило Галлахера - Мошковского /30/ приводит к квантовым характеристикам $I^\pi = 4^+$. Это противоречит указанным выше экспериментальным фактам, а также значениям $\log ft$ для β^- -переходов на уровни ^{160}Dy (рис. 5). В работе Джонсона и др. /28/ сделано предположение, что основному состоянию ^{160}Tb соответствует конфигурация $p\ 411f + n\ 521g$, приводящая к значению $I^\pi = 3^-$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

3.2. Уровни ^{160}Dy с положительной чётностью

В ядре ^{160}Dy хорошо известна типичная для чётно-чётных деформированных ядер ротационная полоса основного состояния. При распаде ^{160}Tb наблюдаются только два нижних уровня полосы с $I^\pi = 2^+$ и 4^+ , соответственно; третий уровень с $I^\pi = 6^+$ и с энергией 581,0 кэв образуется только при распаде основного состояния ^{160}Ho с $I^\pi = 5^+$ /20,21/. Нижние три состояния ротационной полосы наблюдались в опытах по кулоновскому возбуждению ядер ^{160}Dy . Уровни основной ротационной полосы с более высокими значениями спинов ($I = 8; 10; 12; 14$) были обнаружены в работах /26,27/ по изучению спектров γ -лучей, возникающих при реакции $(\alpha, 4n)$.

β^- -распад ^{160}Tb ($1^\pi K = 3^- 3$) на уровне ротационной полосы основного состояния ^{160}Dy запрещен по квантовому числу K ($\Delta K > \lambda$). Однако в работах ^{/3,4/} была обнаружена жесткая компонента β^- -спектра с $E_{\text{гр.}} = 1740$ кэВ. Бэкстрём и др. ^{/5/} исследовали $\beta^- - e^-$ -совпадения при распаде ^{160}Tb и показали, что эта компонента идет не первый возбужденный уровень основной ротационной полосы ^{160}Dy . В работах ^{/6,7/} по изучению $\beta^- - \gamma$ -совпадений было показано, что жесткая часть β^- -спектра ^{160}Tb состоит из двух компонент с граничными энергиями 1745 и 1552 кэВ, заселяющими уровни 2^+ и 4^+ ротационной полосы основного состояния ^{160}Dy . В связи с этим следует отметить идентичность характера β^- -распада ядер ^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{160}Tb и ^{182}Ta с характеристиками $1^\pi = 3^-$. Во всех четырех случаях β^- -распад на уровне основной ротационной полосы дочерних ядер является K -запрещенным, а соответствующие значения $\log ft$ находятся в пределах $11,9 \leq \log ft \leq 13,9$. В работе Джелёва и др. ^{/7/} проведен количественный анализ K -запрещенных β^- -переходов ^{160}Tb и показано, что их вероятности можно объяснить примесью по квантовому числу K в начальном и конечном состояниях. Эти выводы имеют место и для распада ^{182}Ta . Однако, как показано в работе Хансена и др. ^{/32/}, наличие примесей по квантовому числу K имеет значительно меньшее влияние на вероятность β^- -распада в ядрах переходной области в ^{152}Eu и ^{154}Eu .

На рис. 8 показано сравнение экспериментальных данных о ротационной полосе основного состояния ^{160}Dy с предсказаниями различных модельных представлений о структуре ядра. Обращает на себя внимание исключительно хорошее согласие экспериментальных значений энергий уровней с энергиями, вычисленными по так называемой вращательно-колебательной модели (RV - модель), развиваемой Фэсслером и др. ^{/31/}. Получено также довольно хорошее согласие с предсказаниями модели аксиально-несимметричного ядра (эти энергии вычислены в работе ^{/31/} по несколько видоизмененной модели Давыдова). Сравнение данных еще раз доказывает полную неприменимость простой ротационной формулы, как однокомпонентной, так и двухкомпонентной, для расчёта энергий уровней с высокими спинами.

Состояния с энергией 965,8 и 1048,9 кэВ в ядре ^{160}Dy известны уже давно. В работе Натана ^{/3/} они впервые рассматриваются с точки зрения обобщенной модели ядра и трактуются как состояния γ -вибрационной полосы с $K^\pi = 2^+ .$

Уровень с энергией 965,8 кэВ разряжается тремя переходами типа E2 на уровне ротационной полосы основного состояния. Это позволяет однозначно определить его квантовые характеристики $I^\pi = 2^+$, что подтверждается также данными по измерениям угловой $\gamma - \gamma$ -корреляции (табл. 3).

Уровень с энергией 1048,9 кэВ высвечивается двумя переходами на состояния 2^+ и 4^+ основной ротационной полосы. Оба перехода имеют небольшую примесь мультипольности M1, что приводит к значению $I^\pi = 3^+$. Такой же вывод получается из опытов ^{19/} по измерению угловых корреляций каскада ($\gamma 962$) ($\gamma 87$).

Третий уровень γ -вибрационной полосы с характеристиками 4^+ и энергией 1155,6 кэВ интенсивно заселяется при распаде основного состояния ¹⁶⁰No. В схему распада ¹⁶⁰Tb он введен впервые в работе Бэма и Роджерса ^{12/} на основе двух слабых переходов, разность энергий которых хорошо совпадает с разностью энергий уровней 1155,6 и 1048,9 кэВ. Рассматриваемый уровень разряжается двумя переходами с энергией 1069,0 и 871,8 кэВ на состояния 2^+ и 4^+ основной ротационной полосы. Эти переходы обнаружены в спектрах конверсионных электронов и γ -лучей при распаде ¹⁶⁰No ^{20,21/}, где установлена также их мультипольность - E2. В наших измерениях довольно отчетливо проявился пик с энергией 1069 кэВ (рис. 3 и 4). Однако переход 372 кэВ мы не обнаружили и можем оценить только верхний предел его интенсивности $J \leq 0,18\%$ на распад (табл. 2).

При изучении распада основного состояния ¹⁶⁰No ^{20,21/} обнаружены еще два состояния γ -вибрационной полосы с энергиями 1288,4 (5^+) и 1438,0 кэВ (6^+). На рис. 7 проводится сравнение экспериментальных значений энергии уровней полосы с теоретическими. Как и в случае ротационной полосы основного состояния, наилучшее совпадения получено с расчетами по вращательно-колебательной модели Фэсслера.

На основе полученных интенсивностей γ -лучей нами вычислены отношения приведенных вероятностей E2 - переходов с уровнями γ -вибрационной полосы на состояния основной ротационной полосы. Эти данные приведены в табл. 7 вместе с данными по распаду ¹⁶⁰No ^{21/} и ¹⁶⁰Tb ^{9,15/} и сравниваются с величинами, вычисленными по правилам интенсивностей Алага, без учёта и с учётом взаимодействия между полосами с $K = 2$ и $K = 0$. При значении параметра $Z_2 = 0,05$ можно получить хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими данными.

Коллективная природа состояния с энергией 965,8 кэв подтверждается также опытами по исследованию кулоновского возбуждения вибрационных состояний в ядре ^{160}Dy ионами ^{16}O ^{/24/}. Для величины $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ получено значение $(0,07 \pm 0,02)e^2 \text{ барн}^2$, что соответствует $(2,7 \pm 0,8)$ одночастичным единицам.

Экспериментальное значение энергии γ -вибрационного уровня 965,8 кэв очень хорошо согласуется с результатами вычислений, основанных на сверхтекучей модели ядра. В обзорной работе Соловьева ^{/33/} указано значение энергии для первого возбужденного уровня с $K = 2^+$ в ядре ^{160}Dy , равное 970 кэв. Расчёты по сверхтекучей модели ядра показывают, что эти состояния в ядрах Dy имеют преимущественно коллективную природу, так как их волновые функции являются суперпозицией волновых функций большого числа двухквасичастичных конфигураций ^{/33/}.

Для приведенной вероятности β^- -перехода на уровень с энергией 965,8 кэв получено значение $\log ft = 8,85 \pm 0,10$. Экспериментальные значения $\log ft$ для β^- -переходов первого порядка запрещения на низшие коллективные состояния с $K^\pi = 2^+$ находятся в пределах 6,3 + 11,6, причём половина из них превышает 8,5 ^{/33/}. Наше значение $\log ft$ хорошо согласуется с этими данными.

3.3. Уровни с отрицательной чётностью

В предыдущих работах по изучению распада ^{160}Tb установлено существование пяти уровней с отрицательной чётностью в ядре ^{160}Dy . В работах Юана и др. ^{/9/}, Бэма и Роджерса ^{/12/} и Михаэлиса ^{/15/} были экспериментально определены возможные квантовые характеристики и обсуждалась природа этих состояний. Однако однозначная интерпретация сделана не была.

Уровни с энергией 1264,4 и 1358,3 кэв впервые введены в схему распада ^{160}Tb в работе Натана ^{/3/} на основе γ - γ -совпадений. Каждый из этих уровней разряжается тремя переходами мультипольности $E1$ на состояния 2^+ и 3^+ γ -вибрационной полосы и на первый возбужденный уровень основ-

ной полосы. Между обоими состояниями происходит слабый переход типа $M1 + E2$ с энергией 93,9 кэв. Переходы с рассматриваемых уровней на другие состояния основной ротационной полосы в наших измерениях не наблюдались. Верхние пределы интенсивностей этих переходов оценены в табл. 2. Из мультипольностей указанных переходов следует отрицательная четность и возможные значения спинов $I = 2$ или 3 для рассматриваемых уровней. Результаты работ по изучению угловых $\gamma - \gamma$ -корреляций однозначно определяют спин состояния 1264,4 кэв, равный 2, в то время как для уровня 1358,3 вопрос о значении спина не был решен однозначно.

В табл. 7 представлены отношения приведенных вероятностей $E1$ - переходов с рассматриваемых уровней на состояния γ -вибрационной полосы. Наилучшее согласие экспериментальных значений с правилами интенсивностей Алага получается при квантовых характеристиках $K^\pi = 2^-$ для уровня 1264,4 кэв и 3^- для уровня 1358,8 кэв.

Из квантовых характеристик уровня 1264,4 кэв следует, что он имеет либо коллективную природу и представляет октупольное колебательное состояние, либо он является двухквaziчастичным. В обзоре Соловьева^{/33/} приводится значение энергии октупольного состояния с $K^\pi = 2^-$ для ^{160}Dy , равное 1180 кэв, что довольно хорошо согласуется с экспериментальным значением. Однако в этой же работе автор указывает на то обстоятельство, что нижние возбужденные состояния типа $K^\pi = 2^-$ в четно-четных деформированных ядрах коллективизированы значительно слабее, чем состояния с $K^\pi = 0^-$, и в большинстве случаев довольно близки к двухквaziчастичным.

Галлахер и Соловьев^{/34/} вычислили на основе сверхтекучей модели расположение нижних двухквaziчастичных уровней в ядре ^{160}Dy :

$$\begin{array}{lll} \text{pp} [411\uparrow - 523\uparrow] & K^\pi = 2^-, & E = 1400 \text{ кэв;} \\ \text{np} [521\uparrow - 642\uparrow] & K^\pi = 1^-, & E = 1500 \text{ кэв.} \end{array}$$

В указанной работе авторы приписывают состояниям 1264,4 и 1358,3 кэв либо первую, либо вторую конфигурацию. Если принять для обоих уровней $K = 2$ (табл. 7), то вторая конфигурация исключается и остается только двухквaziчастичное состояние $411\uparrow - 523\uparrow$, которое следует, по-видимому, приписать уровню с энергией 1264,4 кэв. В работе Соловьева^{/33/} рассчитан вклад различных двухквaziчастичных конфигураций в первое октупольное состояние типа $K^\pi = 2^-$ для ядра ^{160}Dy :

$pp [411^+ - 523^+]$	- 95,06%,
$nn [633^+ - 521^+]$	- 2,31%,
$nn [642^+ - 530^+]$	- 0,98%,
другие	- 0,58%.

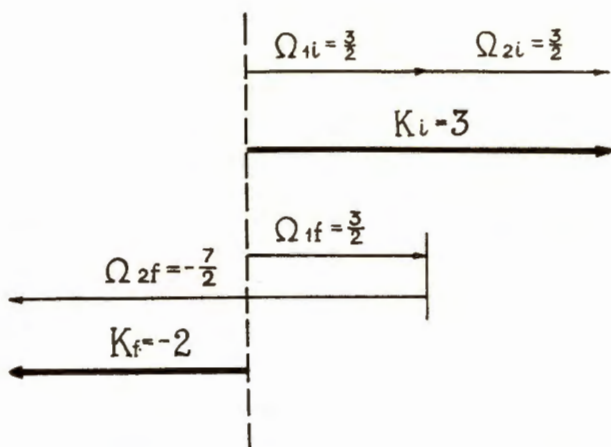
Следовательно, состояние $411^+ - 523^+$ является доминирующим, вклад всех других конфигураций не превышает 5%. Поэтому на основе определения, приведенного в работе ^{/35/}, состояние 1264,4 кэВ с $K^\pi = 2^-$ в ядре ^{160}Dy следует считать двухквaziчастичным. Энергия уровня несколько ниже, чем энергия 1400 кэВ, рассчитанная ^{/34/} для состояния $pp [411^+ - 523^+]$. Однако это расхождение несущественно и его можно объяснить вкладом октуполь-октупольного взаимодействия, учёт которого приводит к некоторому уменьшению энергии двухквaziчастичных состояний ^{/33/}.

Основное состояние ^{160}Tb , как уже упоминалось, имеет квантовые характеристики $1^\pi = 3^-$, поэтому β -переход на уровень 2^- с энергией 1264,4 кэВ в ядре ^{160}Dy должен быть разрешенным с соответствующим значением $\log ft \approx 4,5 + 5,0$. Из баланса интенсивностей нами получено значение $\log ft = 8,0 \pm 0,05$, которое указывает на существование некоторого дополнительного запрета. Если предположить, что уровню 1264,4 соответствует конфигурация $pp [411^+ - 523^+]$, то замедление β -перехода на это состояние можно объяснить Δ -запретом, связанным с изменением схемы связи нуклонов при переходе.

В работе Бонитца и др. ^{/38/} указывается на то обстоятельство, что для гамма-переходов, происходящих с изменением схемы связи нуклонов (Δ -запрещенные переходы) в нечётно-нечётных ядрах, имеют место два разных правила отбора по квантовому числу K в зависимости от взаимной ориентации проекций спина на ось симметрии ядра в исходном и конечном состояниях. В случае изменения направления K -переход является K -разрешенным при условии

$$|K_i| + |K_f| \leq L.$$

K этой категории переходов следует отнести рассматриваемый бета-распад ^{160}Tb на двухквaziчастичный уровень типа $pp [411^+ - 523^+]$ в ядре ^{160}Dy .



В данном случае мы имеем $|K_i| + |K_f| = 5$, что при значении $L = 1$ приводит к четырехкратному запрету по квантовому числу K .

Целесообразно сравнить наши данные с результатами работы Функе и др. /38/, в которой исследовался распад $^{162}\text{Tb} \rightarrow ^{162}\text{Dy}$:

	^{160}Tb $p411\uparrow + n521\uparrow$ $I^{\pi}K=3^{-}3$	^{162}Tb $p411\uparrow - n523\downarrow$ $I^{\pi}K=1^{-}1$
^{160}Dy $pp[411\uparrow - 523\uparrow]$ $I^{\pi}K=2^{-}2$	$\log ft = 8,0$	—
^{162}Dy $pp[411\uparrow - 523\uparrow]$ $I^{\pi}K=2^{-}2$	—	$\log ft = 4,9$

Значение $\log ft = 4,9$ указывает на то, что β^{-} -распад на двухквazi-частичный уровень $pp[411\uparrow - 523\uparrow]$ в ядре ^{162}Dy является разрешенным незатрудненным (au). Следовательно, наличие упомянутых выше запретов приводит к замедлению β^{-} -распада на двухквaziчастичное состояние в ядре ^{160}Dy приблизительно на 3 порядка.

Уровень с энергией 1284,4 кэВ возбуждается также при распаде изомерно-

го состояния ^{160}Ho с $K^\pi = 2^-$, которому в работе ^{/20/} приписана конфигурация $\text{p r } [411\frac{1}{2} - 523\frac{1}{2}]$. Если состояние 1264,4 кэВ является двухквaziчастичным типа $\text{p r } [411\frac{1}{2} - 523\frac{1}{2}]$, то рассматриваемый β^- -переход должен быть типа a f , что хорошо объясняет экспериментальное значение $\log ft \geq 7,8$ ^{/21/}

На основе всех приведенных фактов мы считаем возможным рассматривать уровень с энергией 1264,4 кэВ в ядре ^{160}Dy как двухквaziчастичное состояние типа $\text{p r } [411\frac{1}{2} - 523\frac{1}{2}]$.

Уровень с энергией 1358,3 кэВ должен иметь, как уже упоминалось выше, квантовые характеристики $I^\pi K = 3^- 2$ в полном согласии с данными Бэма и Роджерса ^{/12/}. На основе этого авторы работы ^{/12/} делают предположение, что уровень 1358,3 кэВ представляет ротационное состояние полосы с $K^\pi = 2^-$, построенной на уровне 1264,4 кэВ. Отношение приведенных вероятностей β^- -переходов с основного состояния ^{160}Tb на уровни 2^- и 3^- предполагаемой ротационной полосы равно:

$$\frac{ft(3^- \rightarrow 2^-)}{ft(3^- \rightarrow 3^-)} = 0,40 \pm 0,10,$$

что хорошо согласуется с теоретическим значением 0,35, вычисленным по правилам интенсивностей Алага. Это обстоятельство вместе с фактами, приведенными в работе ^{/12/}, позволяет нам интерпретировать уровни 1264,4 и 1358,3 кэВ как состояния ротационной полосы с $K^\pi = 2^-$.

Уровни с энергиями 1286,5 и 1398,7 кэВ были введены в работе Юана и др. ^{/9/} на основе $e - \gamma$ -совпадений при распаде ^{160}Tb . Установлено, что оба состояния разряжаются двумя переходами мультипольности E1 на уровни 2^+ и 4^+ основной ротационной полосы. Это позволяет однозначно определить их квантовые характеристики $I^\pi K = 3^-$. Отношения приведенных вероятностей E1 - переходов с рассматриваемых уровней показывают, что состоянию с энергией 1286,5 кэВ следует приписать значение $K = 1$, в то время как для уровня 1398,7 кэВ остаются две возможности: $K = 0$ или 1. Это позволяет нам предположить, что рассматриваемые уровни имеют октупольный колебательный характер.

Для состояния с энергией 1286,5 кэВ это предположение подкрепляется также экспериментальными фактами. Шелтон ^{/25/} исследовал спектр протонов,

неупруго рассеянных на ядрах ^{160}Dy , и установил, что сечение возбуждения уровня с энергией 1287 кэВ приблизительно равно сечению возбуждения γ -вибрационного состояния 965,8 кэВ. Это позволило сделать заключение о коллективной природе состояния 3^- с энергией 1286,5 кэВ.

Уровень с энергией 1386,0 кэВ введен в работе Бэма и Роджерса /12/ на основе двух переходов с энергиями 230,66 и 337,09 кэВ, идущих на состояния 3^+ и 4^+ γ -вибрационной полосы. Нами обнаружен новый переход с энергией $1102,5 \pm 0,5$ кэВ, который хорошо размещается между рассматриваемым уровнем и состоянием 4^+ основной ротационной полосы. Указанные переходы в спектре конверсионных электронов не наблюдались, что позволяет приписать им мультипольность E1. Следовательно, квантовые характеристики уровня 1386,0 кэВ должны быть: $1^\pi = 3^-$ или 4^- . Отсутствие перехода на γ -вибрационное состояние с $1^\pi = 2^+$ позволяет отдать предпочтение значению спина

$I = 4$. Этот аргумент, однако, не является строгим, и поэтому вопрос о квантовых характеристиках и природе уровня с энергией 1386,0 кэВ остается пока нерешенным.

Михаэлис /15/ наблюдал совпадения между γ -лучами ^{160}Tl с энергией ≈ 1250 и 197 кэВ, что позволило ему направить новый переход 1250 кэВ на состояние 283,8 кэВ и таким образом ввести новый уровень с энергией ≈ 1550 кэВ. В спектре γ -лучей ^{160}Tl (рис. 4) мы обнаружили пик, соответствующий энергии $1250,8 \pm 0,5$ кэВ; на основе этого мы уточнили энергию исходного уровня, которая равна $1534,6 \pm 0,5$ кэВ. Нами обнаружен переход $486,5 \pm 0,5$ кэВ, энергия которого совпадает с разностью энергий уровней 1534,6 и 1048,9 кэВ. В работе Войновой и др. /10/ по исследованию спектра электронов отдачи γ -лучей ^{160}Tl дается оценка интенсивности ($J \leq 0,07\%$ на распад) для перехода с энергией 1448 кэВ. Переход с такой энергией может происходить между состояниями 1534,6 и 283,8 кэВ. Однако в наших измерениях этот переход не был обнаружен; оценка его интенсивности дает предел $J \leq 0,01\%$ на распад (табл. 2). Имеющиеся в настоящее время данные об уровне с энергией 1534,6 кэВ не позволяют делать выводы о его квантовых характеристиках и природе.

3.4. Некоторые уровни, обнаруженные при распаде ^{160}Ho

В работе Авотиной и др.^{/20/} установлено существование в ядре ^{160}Dy двухквaziчастичного уровня типа $\pi\pi[521^{\dagger} + 523^{\dagger}]$, $1^{\pi}K = 4^{+}4$ с энергией 1694,0 кэв. Этот уровень может возбуждаться и при распаде ^{160}Tb ($Q_{\beta^{-}} = 1830$ кэв), и переход на него должен быть первого порядка запрещения, затрудненный ($1h$), так как не соблюдаются правила отбора по асимптотическим квантовым числам. Для грубой оценки интенсивности β^{-} -распада ^{160}Tb ($\rho 411^{\dagger} + \pi 521^{\dagger}$) на этот уровень мы использовали значение $\log ft > 8,0$ ^{/37/}, полученное для β^{-} -перехода между основным состоянием ^{161}Tb $\rho \frac{3^{+}}{2}[411]$ и возбужденным состоянием ^{161}Dy $\pi \frac{5^{-}}{2}[523]$. Отсюда мы получили, что уровень с энергией 1694,0 кэв не должен заселяться при распаде ^{160}Tb с интенсивностью, большей чем 0,4% на распад. Поиски наиболее интенсивного перехода с этого состояния^{/21/} с энергией 728 кэв привели к оценке верхнего предела его интенсивности $\approx 0,15\%$. Из этого можно заключить, что рассматриваемый уровень не возбуждается при распаде ^{160}Tb с интенсивностью, превышающей $\approx 0,2\%$ на распад ($\log ft \geq 8,3$).

В работе Бонч-Осмоловской и др.^{/21/} при распаде ^{160}Ho установлено существование β^{-} -вибрационной полосы, состоящей из уровней 1263 кэв ($0^{+}0$) и 1350 кэв ($2^{+}0$). Распад основного состояния ^{160}Tb на эти уровни является K -запрещенным. Несмотря на это, возбуждение уровня с $1^{\pi} = 2^{+}$ нельзя заранее исключить. Однако переход с энергией 1350 кэв нами не обнаружен; в табл. 2 указан верхний предел его интенсивности, равный 0,01%, что соответствует значению $\log ft \geq 11,5$.

В результате большого количества работ, посвященных исследованию распада $^{160}\text{Tb} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$, и настоящей работы можно считать установленным:

1. Существование ротационной полосы основного состояния.
2. Существование γ -вибрационного состояния с $K^{\pi} = 2^{+}$ и построенной на нем полосы.
3. Существование двухквaziчастичного уровня с $K^{\pi} = 2^{-}$ типа $\rho\rho[411^{\dagger} - 523^{\dagger}]$ и соответствующего вращательного состояния.
4. Существование октупольного колебательного состояния с характеристиками $1^{\pi}K = 3^{-}1$.
5. Существование трех уровней отрицательной четности, природа которых в настоящее время еще не установлена.

23. B. Elbek, M.C. Olesen, O. Skilbreid. Nucl. Phys., 19, 523 (1960).
24. Y. Yoshizawa, B. Elbek, B. Herskind, M.C. Olesen.
Nucl. Phys., 73, 273 (1965).
25. W.N. Shelton. Phys. Lett., 20, 651 (1966).
26. H. Morinaga, P.C. Gugelot. Nucl. Phys., 46, 210 (1963).
27. K. Kotajima, D. Vinciguerra. Phys. Lett., 8, 68 (1964).
28. C.F. Johnson, J.F. Schooley, D.A. Skirley. Phys. Rev., 120, 2108 (1960).

29. A. Y. Cabezas, J. Lindgren, R. Harms.
Phys. Rev., 122, 1796 (1961).
30. C. J. Gallagher, S.A. Moszkowski. Phys. Rev., 111, 1282 (1958).
31. A. Faessler, W. Greiner, R.K. Sheline. Nucl. Phys., 70, 33 (1965).
32. P.G. Hansen, H.L. Nielsen, K. Wilsky. Nucl. Phys., 89, 571 (1966).
33. В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ, Р-1973, Дубна, 1965.
34. C.J. Gallagher, V.G. Soloviev. Mat. fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 2, N 2 (1962).
35. Н.И.Пятов, В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер.физ., 28, 1617 (1964).
36. L. Funke, H. Greber, K.H. Kaun, H. Sodan, G. Geske, J. Frana.
Nucl. Phys., 84, 424 (1966).
37. L. Funke, H. Greber, K.H. Kaun, H. Sodan. Dissertation. Preprint ZfK - PhA 23, 1966.
38. M. Bonitz, A. Andreef, B. Kastner. Preprint ZfK - PhA, 26, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел

3 мая 1967 года.

Таблица 1
Относительные интенсивности γ -лучей ^{100}Tb

№№ пп	Энергия перехода (кэв)	Относительные интенсивности гамма-переходов					
		Бэм и Род- жерс /12/ а)	Даглас /11/	Юан и др. /8/	Михаэлис /15/	Яклевич и др. /18/	Наши данные
1	2	3	4	5	6	7	8
1.	86,8	37,1 \pm 1,9	—	45,5 \pm 11,4	30 \pm 3	46,2 \pm 5,0	45,4 \pm 5,0
2!	93,9	~ 0,15	0,19	—	—	—	—
3.	197,0	17,3 \pm 0,9	—	} 25 14 11	12 \pm 1	16,1 \pm 1,6	17,3 \pm 1,8
4.	215,6	13,1 \pm 0,7	—		11 \pm 1	13,4 \pm 1,3	13,8 \pm 1,5
5.	230,7	0,35 \pm 0,05	0,23	—	—	—	~ 0,25
6.	298,5	98,5 \pm 5,0	—	} 91 \pm 22 —	65 \pm 13	77,4 \pm 7,7	84,8 \pm 9,0
7.	309,5	2,75 \pm 0,14	2,91		—	—	2,6 \pm 0,3
8.	337,1	1,20 \pm 0,06	0,97	—	—	—	1,05 \pm 0,12
9.	392,4	4,4 \pm 0,22	4,2	4,8 \pm 1,2	2,9 \pm 0,9	3,6 \pm 0,4	4,2 \pm 0,5
10.	436,5 ⁰)	—	—	—	—	—	0,4 \pm 0,1
11.	682,2	—	2,26	2,4 \pm 0,6	1,7 \pm 0,7	1,64 \pm 0,2	2,4 \pm 0,5
12.	765,3	—	6,14	7,5 \pm 2,0	2,5 \pm 0,8	5,9 \pm 0,7	6,3 \pm 0,8
13.	879,2	—	—	100	100	100	100

Продолжение таблицы 1

1	2	3	4	5	6	7	8	
14.	962,1	-	-	} 109	33	26±5	26,2±5,0	30,1±6,0
15.	965,8	-	-		75	83±8	88,2±17,0	81,1±16,0
16.	1002,7	-	-	3,0±0,7	2,5±0,8	3,9±0,4	3,1±0,4	
17.	1069,с ^{в)}	-	-	-	-	-	~ 0,25	
18.	1102,5 ^{б)}	-	-	-	-	-	1,62±0,18	
19.	1115,0	-	-	5,2±1,3	6,2±1,5	-	5,3±0,6	
20.	1177,7	-	-	51,5±13	48±5	49,6±5,0	49,6±5,0	
21.	1199,8	-	-	7,6±1,9	7±1	7,5±0,8	7,3±0,8	
22.	1250,8 ^{б)}	-	-	-	0,5±0,3	-	0,48±0,06	
23.	1271,5	-	-	24,2±6,0	20±4	23,3±2,3	25,3±2,5	
24.	1311,8	-	-	8,5±2,1	7,3±1,4	-	9,5±1,0	

а) - интенсивности γ -переходов нормированы так, чтобы $I_{\gamma 197} = 17,3$.

б) - энергии, определенные нами с точностью $\pm 0,5$ кэв.

в) - энергия, определенная в работе ^{20/} при изучении распада ¹⁸⁰Ho

Таблица 2
 Пределы интенсивностей некоторых переходов в
¹⁶⁰Dy

Энергия перехода	$E_i \rightarrow E_f$	J(%)
728 [*]	1694,0 [*] → 965,8	0,15
872 [*]	1155,6 → 283,8	0,18
980,6	1264,4 → 283,8	0,04
1074,5	1358,3 → 283,8	0,03
1264,4	1264,4 → 0	0,05
1350 [*]	1350 [*] → 0	0,01
1358,3	1358,3 → 0	0,01
1448	1534,6 → 86,8	0,01
1607 [*]	1694,0 [*] → 86,8	0,01

x/ Энергия переходов и уровней, обнаруженных при распаде ¹⁶⁰No

Таблица 3

Выводы о мультипольностях переходов, сопровождающих распад $^{160}\text{Tb} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$ по измерениям угловых $\gamma\text{-}$ корреляций

Энергия перехода (кэв)	Исследуемый каскад (кэв)	Уровни, между которыми происходят переходы (кэв)	Последовательность спинов	Мультипольность перехода	Работа
1	2	3	4	5	6
215,5	(γ 215) (γ 260)	1264,4 → 1048,8 → 86,8	2-3-2	$n+1, 5\%$ q	/17/
			2-3-2	n или $n+1, 5\%$ q	/15/
			2-3-2	$n+(1, 9+4, 2)\%$ q	/19/
298,6	(γ 298) (γ 879)	1264,4 → 965,8 → 86,8	2-2-2	$n+4, 5\%$ q	/17/
			2-2-2	n	/14/
			2-2-2	$n+4, 2\%$ q	/15/
			2-2-2	$n+4, 25\%$ q	/19/
	(γ 298) (γ 966)	1264,4 → 965,8 → 0	2-2-0	$n+4, 1\%$ q	/13/
			2-2-0	$n+4, 5\%$ q	/14/
879,2	(γ 298) (γ 879)	1264,4 → 965,8 → 86,8	2-2-2	$q+(4, 5+4, 2)\%$ n	/17/
			2-2-2	$q/n > 3600$	/13/
			2-2-2	$q+(4+3, 5)\%$ n	/14/
			2-2-2	$q+(3, 5+2, 5)\%$ n	/15/
			2-2-2	$q+<1, 5\%$ n	/19/

Продолжение таблицы 3

1	2	3	4	5	6
962, I	(γ215) (γ962)	1264,4 → 1048,9 → 86,8	2-3-2	$q + \leq 0,9\% n$	/17/
	(γ962) (γ87)	1048,9 → 86,8 → 0	2-3-2	$q + (14,5 + 13,5)n$	/15/
			3-2-0	$q + (0,6 + 3,3)n$	/19/
1177,7	(γ1178) (γ87)	1264,4 → 86,8 → 0	2-2-0	$q + 30\% n$	/13/
			2-2-0	$n + (2,5 + 1,5)\% q$	/14/
			2-2-0	$n + \leq 0,9\% q$	/19/
1271,5	(γ1272) γ87)	1358,3 → 86,8 → 0	3-2-0	$n + 39\% q$	/13/
			3-2-0	$n + (11 + 7)\% q$	/14/
			2-2-0	$n + \leq 1,2\% q$	/19/

Таблица 4

№	Энергия перехода (кэВ)	Наблю-даемая линия	Коэффициенты конверсии $\alpha \times 10^3$				Мультипольности переходов, вытекающие из КВК	Принятые мультипольности	
			Эксперимент. значения	Теоретические значения					
				E1	E2	M1			M2
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1.	86,8	γ L_1 L_{II} L_{III}	1740 ± 280 135 ± 35 1050 ± 120 1050 ± 120	38I 36 9,4 12,5	1550 140 995 1120	3080 435 35,5 5,8	27300 7100 775 1450	$E2 + (0+10)\%M1$	E2
2.	93,9	γ	~ 1750	305	1300	2450	20500	M1+E2 или E1+M2	M1+E2
3.	197,0	K L_1 L_{II} L_{III}	166 ± 18 $17,9 \pm 2,6$ $27,4 \pm 3,3$ $20,8 \pm 2,8$	41,8 4,7 0,65 0,80	168 17,5 26,0 21,2	305 39,8 3,1 0,50	1600 270 31 28,0	$E2 + (0+12)\%M1$	E2
4.	215,5	K	$33,1 \pm 3,7$ $4,02 \pm 1,03$	33,2 3,85	128 13,6	238 30,5	1170 193	$E1 + \leq 0,3\%M2$	$E1 + \leq 0,3\%M2$
5.	298,6	K L_1 L_{II}	$15,0 \pm 1,7$ $1,54 \pm 0,22$ $0,31 \pm 0,05$	15 1,65 0,175	48 5,42 4,40	97,5 12,9 0,95	392 57,5 7,0	$E1 + \leq 0,5\%M2$	$E1 + \leq 0,5\%M2$

Продолжение таблицы 4

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10
6.	309,5	к	13,5±2,4	13,7	43,8	90	348	E1+ ≤ 0,7%M2	E1+ ≤ 0,7%M2
7.	392,4	р	8,53±1,49	7,65	23,6	47,6	162	E1+ ≤ 2 %M2	E1+ ≤ 2%M2
8.	682,2	р	6,03±2,11	2,26	5,77	11,7	30,9	E2+(0+40)%M1 или E1+(13±7)%M2	E2
9.	765,3	к	6,46±0,97	1,79	4,52	8,80	22,9	E2+(23+68)%M1 или E1+(22,5±4,5)%M2	E2+(23+68)%M1
10.	879,2	р I ₁	3,36±0,37 0,52±0,06	1,38 0,17	3,37 0,435	6,21 0,825	16,0 2,22	E2+(0+10)%M1 или E1+(15±3)%M2	E2+ ≤ 1,5%M1
11.	962,1	р I ₁	3,14±0,60 0,433±0,086	1,16 0,141	2,79 0,34	4,97 0,665	12,5 1,75	E2+(0+44)%M1 или E1+(16±5)%M2	E2+(0,6+3,3)%M1
12.	965,8	р I ₁	2,89±0,50 0,434±0,095	1,15 0,136	2,76 0,365	4,92 0,66	12,4 1,72	E2+(0+30)%M1 или E1+(15±5)%M2	E2
13.	1002,7	к	0,84±0,19	1,07	2,54	4,52	11,2	E1	E1
14.	1115,0	р	0,98±0,13	0,87	2,02	3,42	8,5	E1+ ≤ 3%M2	E1+ ≤ 3%M2
15.	1177,7	р I ₁	0,786±0,067 0,116±0,026	0,785 0,097	1,81 0,247	3,0 0,415	7,35 1,05	E1+ ≤ 1,5%M2	E1+ ≤ 1,5%M2
16.	1199,8	р	0,80±0,12	0,763	1,75	2,87	6,97	E1+ ≤ 2,5%M2	E1+ ≤ 2,5%M2
17.	1271,5	р I ₁	0,631±0,075 ~ 0,103	0,681 0,085	1,56 0,208	2,49 0,355	5,97 0,86	E1+ ≤ 0,5%M2	E1+ ≤ 0,5%M2
18.	1311,6	р	0,651±0,078	0,645	1,47	2,30	5,50	E1+ ≤ 2%M2	E1+ ≤ 2%M2

Таблица 5
 Абсолютные интенсивности переходов при распаде ^{160}Tb

№№ пп	Энергия перехода	$J_{\text{K+L+M}}$ ^{а)} (%)	J_{γ} (%)	J перехода (%)
1	36,8	66,0 \pm 3,2	13,8 \pm 1,4	79,8 \pm 3,5
2	93,9	0,10 \pm 0,02	0,15 \pm 0,03 ^{б)}	0,25 \pm 0,03
3	197,0	1,32 \pm 0,04	5,3 \pm 0,5	6,62 \pm 0,5
4	215,5	0,16 \pm 0,01	4,23 \pm 0,45	4,39 \pm 0,45
5	230,7	< 0,003 ^{в)}	0,08 \pm 0,02	0,08 \pm 0,02
6	298,6	0,46 \pm 0,03	26,0 \pm 2,6	26,46 \pm 2,60
7	309,4	0,012 \pm 0,0015	0,89 \pm 0,10	0,90 \pm 0,10
8	337,1	< 0,0035 ^{в)}	0,32 \pm 0,04	0,32 \pm 0,04
9	392,4	0,011 \pm 0,0015	1,29 \pm 0,14	1,30 \pm 0,14
10	486,5	< 0,003 ^{в)}	0,12 \pm 0,03	0,12 \pm 0,03
11	682,2	0,005 \pm 0,0015	0,83 \pm 0,16	0,84 \pm 0,16
12	765,3	0,0125 \pm 0,001	1,93 \pm 0,25	1,94 \pm 0,25
13	872	-	< 0,18	< 0,18
14	879,2	0,128 \pm 0,06	30,7 \pm 3,1	30,83 \pm 3,10
15	962,1	0,0351 \pm 0,002	9,24 \pm 1,80	9,28 \pm 1,80
16	965,8	0,0885 \pm 0,005	24,9 \pm 5,0	25,0 \pm 5,0
17	1002,7	0,0008 \pm 0,00015	0,95 \pm 0,12	0,95 \pm 0,12
18	1069	-	< 0,08	< 0,08
19	1102,3	< 0,0005 ^{в)}	0,50 \pm 0,06	0,50 \pm 0,06
20	1115,0	0,0016 \pm 0,0001	1,63 \pm 0,16	1,63 \pm 0,16
21	1177,7	0,014 \pm 0,001	15,2 \pm 1,5	15,2 \pm 1,5
22	1199,8	0,002 \pm 0,0002	2,24 \pm 0,25	2,24 \pm 0,25
23	1250,8	< 0,0002 ^{в)}	0,15 \pm 0,025	0,15 \pm 0,025
24	1271,5	0,006 \pm 0,0006	7,77 \pm 0,75	7,78 \pm 0,75
25	1311,8	0,002 \pm 0,0002	2,92 \pm 0,29	2,92 \pm 0,29

а) - интенсивности конверсионных электронов из работы ^{в)}.

б) - интенсивность γ -лучей из работы ^{в)}.

в) - предел интенсивности конверсионных электронов, вычисленный при предположении мультипольности E1.

Таблица 6
Баланс интенсивностей переходов, сопровождающих
распад ¹⁶⁰Tb

Уровень	Приходят		Уходят		Разность (%)
	Е	J(%)	Е	J(%)	
1	2	3	4	5	6
0	86,8	79,8			
	965,8	25,0			
	Итого:	104,8±6,1	0	0	104,8±6,1
36,8	197,0	6,62	86,8	79,8	
	879,2	30,83			
	962,1	9,28			
	1069,0	0,08			
	1177,7	15,21			
	1199,8	2,24			
	1271,5	7,78			
	1311,8	2,92			
	Итого:	74,92±4,1			
285,8	602,2	0,84	197,0	6,62	
	765,3	1,94			
	872	0,18			
	1002,7	0,95			
	1102,3	0,50			
	1115,0	1,63			
	1250,8	0,15			
	Итого:	6,19±0,59			

Продолжение таблицы 6

1	2	3	4	5	6
965,6	298,6	26,46	682,2	0,34	
	392,4	1,30	874,2	30,83	
			965,8	25,0	
	Итого:	27,76±2,7		56,67±5,9	28,9±5,5
1048,8	215,5	4,39	765,3	1,94	
	309,5	0,90	962,1	9,28	
	337,1	0,32			
	486,5	0,12			
	Итого:	5,73±0,47		11,22±2,1	5,49±2,11
1155,6	230,7	~ 0,082	(872)	< 0,13	
			1069	~ 0,08	
	Итого:	~ 0,08		~ 0,26	< 0,18
1264,4	93,9	0,25	215,5	4,39	
			298,6	26,46	
			1177,7	15,21	
	Итого:	0,25±0,03		46,06±3,2	45,8±3,2
1285,5		0	1002,7	0,95	
			1199,8	2,24	
	Итого:	0		3,19±0,29	3,19±0,29
1358,3		0	93,9	0,25	
			309,5	0,90	
			392,4	1,30	
			1271,5	7,78	
	Итого:	0		10,23±0,81	10,2±0,8
1385,9		0	230,7	0,06	
			337,1	0,32	
			1102,3	0,50	
	Итого:	0		0,90±0,07	0,90±0,07
1398,5		0	1115,0	1,63	
			1311,8	2,92	
		Итого:	0		4,55±0,34

Продолжение таблицы 6

1	2	3	4	5	6
1534,6		0	486,5	0,12	
			1250,8	0,15	
	Итого:			0,27+0,04	0,27+0,04

Таблица 7
 Отношения приведенных вероятностей E2-переходов в ^{160}Dy между
 полосами $\gamma'' = 2^+$ $\gamma'' = 0^+$

$\frac{B(E2, J_i K_i \rightarrow J_f K_f)}{B(E2, J_i K_i \rightarrow J_f' K_f')}$	Эксперимент				Теория	
	Юан и др. /8/	Михаэлис /15/	Данные по распаду ^{160}Dy /21/	Наши данные	Без поправки	С поправкой $Z_2 = 0.05$
$\frac{B(E2, 22 \rightarrow 00)}{B(E2, 22 \rightarrow 20)}$	0,53	0,52	$0,58 \pm 0,06$	$0,51 \pm 0,05$	0,70	0,52
$\frac{B(E2, 22 \rightarrow 40)}{B(E2, 22 \rightarrow 20)}$	0,095	0,05	$0,059 \pm 0,010$	$0,082 \pm 0,012$	0,05	0,086
$\frac{B(E2, 32 \rightarrow 40)}{B(E2, 32 \rightarrow 20)}$	0,81	0,35	$0,65 \pm 0,10$	$0,66 \pm 0,15$	0,40	0,75
$\frac{B(E2, 42 \rightarrow 20)}{B(E2, 42 \rightarrow 40)}$	-	-	$0,21 \pm 0,04$	0,15	0,34	0,16

Таблица 8
 Отношения приведенных вероятностей E2-переходов с уровней отрицательной четности в ядре ^{160}Dy

Исходный уровень (энергия)	Конечный уровень $I \pi K$	Э к с п е р и м е н т			Т е о р и я					
		Юан и др. /8/	Михаэлис /15/	Наши данные	$I_1 = 2$		$I_1 = 3$			
					$K_1 = 1$	$K_1 = 2$	$F_1 = 0$	$F_1 = 1$	$K_1 = 2$	$K_1 = 3$
I264,4	2+2 3+2	$2,4 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,6$	$2,3 \pm 0,3$	0,5	2,0	-	0,II	0,7I	0,86
I286,5	2+0 4+0	$1,70 \pm 0,35$	$1,9 \pm 0,8$	$1,37 \pm 0,22$	-	-	0,75	I,33	-	-
I358,3	2+2 3+2	$0,80 \pm 0,15$	-	$0,72 \pm 0,11$	0,5	2,0	-	0,II	0,7I	0,86
I398,7	2+0 4+0	$0,96 \pm 0,10$	$0,80 \pm 0,33$	$1,10 \pm 0,33$	-	-	0,75	I,33	-	-

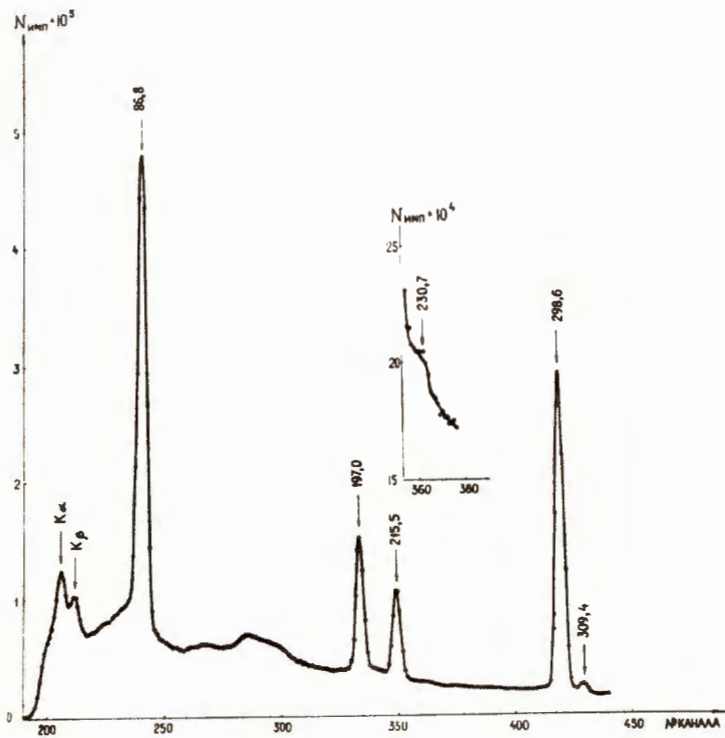


Рис. 1. Гамма-спектр ^{160}Tl в области энергий $E_\gamma < 320$ кэВ, измеренный на $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторе с чувствительным объемом $\approx 5 \text{ см}^3$.

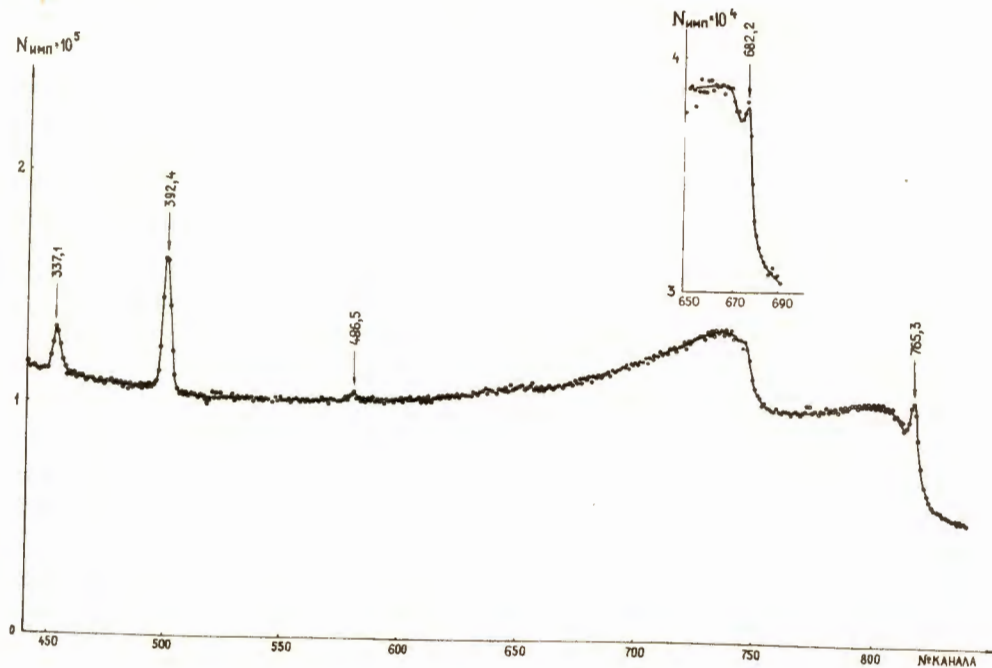


Рис. 2. Гамма-спектр ^{160}Tb в области энергий 320–800 кэВ, измеренный на $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторе с чувствительным объемом $\approx 5 \text{ см}^3$.
 В верхней части показан участок спектра в области $E_{\gamma} \approx 680 \text{ кэВ}$, измеренный с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора с чувствительным объемом $\approx 13 \text{ см}^3$.

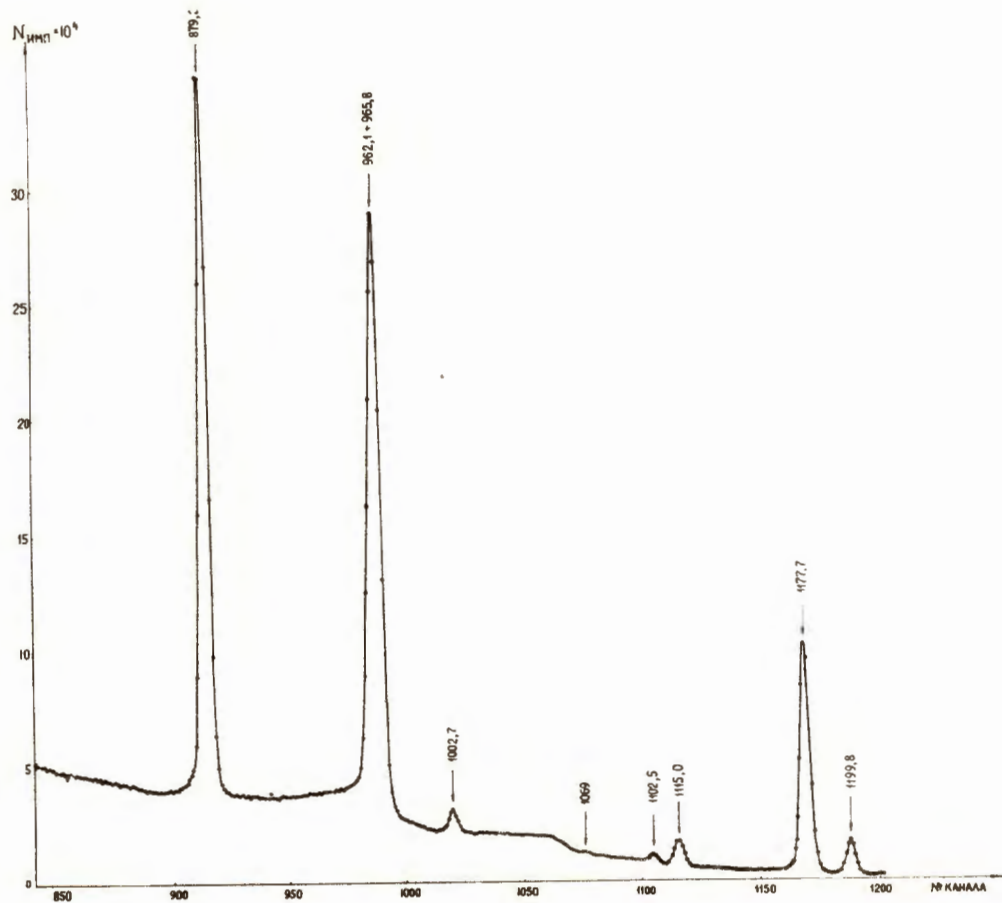


Рис. 3. Гамма-спектр ^{160}Tb в области энергий 800–1210 кэВ, измеренный на Ge(Li) -детекторе с чувствительным объемом, 5 см³.

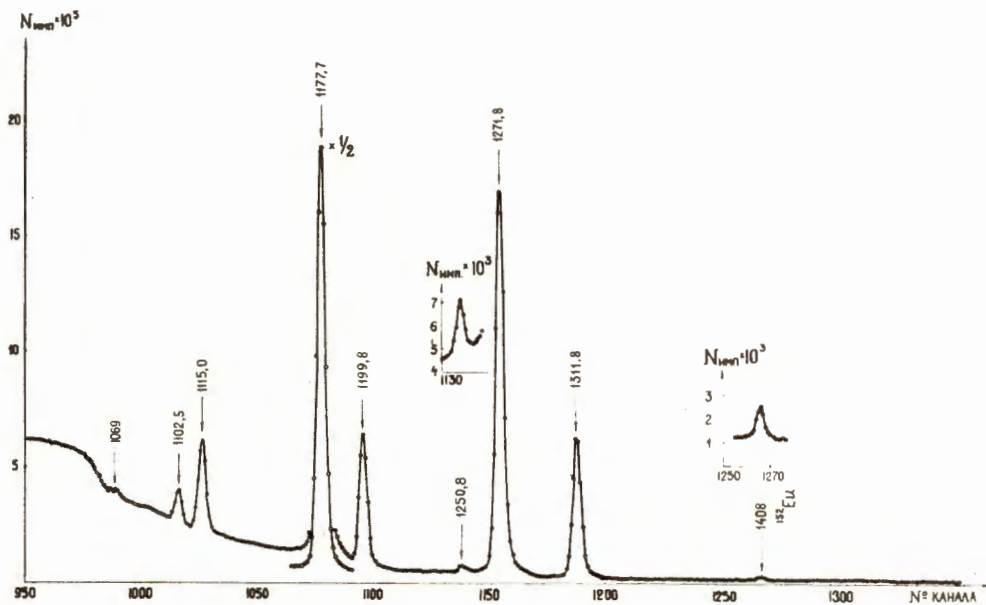


Рис. 4. Гамма-спектр ^{180}Tb в области энергий $E_\gamma > 1020$ кэВ, измеренный β с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора с чувствительным объемом ≈ 13 см 3 .

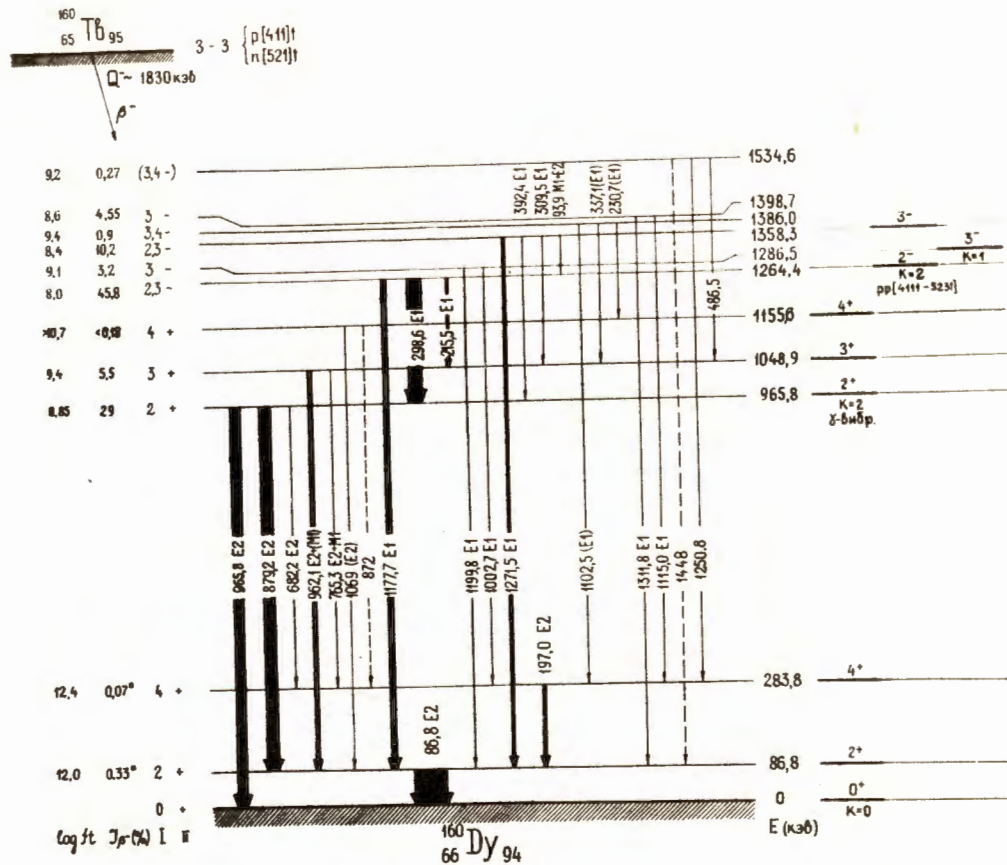


Рис. 5. Схема распада ¹⁶⁰Тб * -интенсивности β^- -переходов, определенные в работе [7].

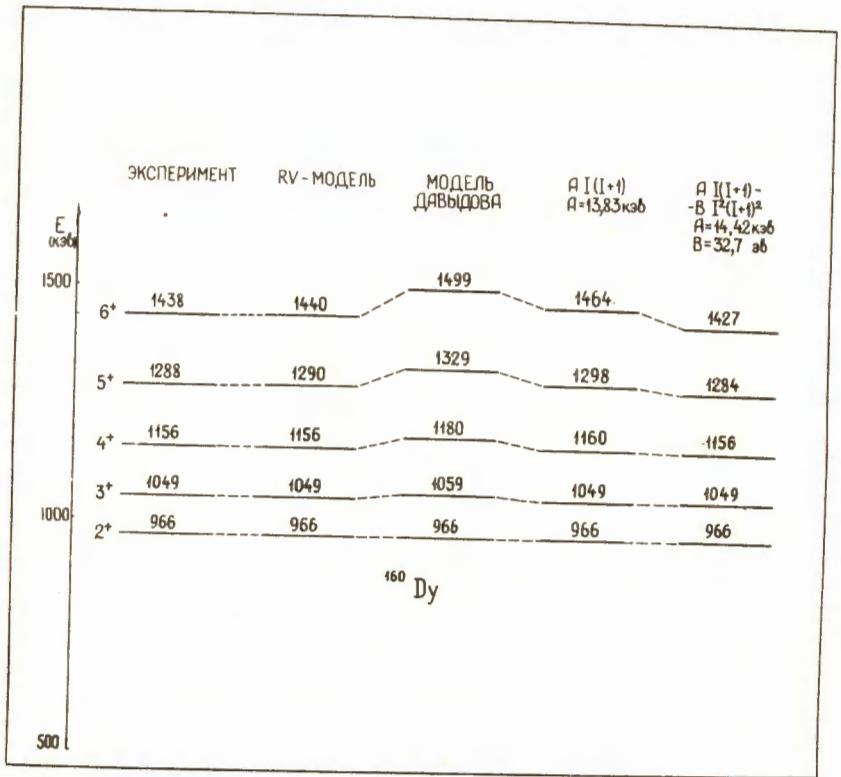


Рис. 7. Уровни гамма-вибрационной полосы ^{160}Dy .