

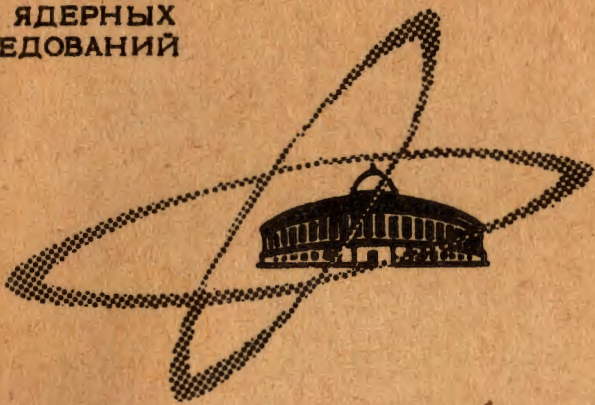
Б-88

29/III/70

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P6 - 5094



Р. Брода, В. Валюс, И. Звольски, Й. Молнар,
Н. Ненов, Э.З. Рындина, У.М. Файнер,
П. Шошев

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ИССЛЕДОВАНИЕ УРОВНЕЙ ^{176}Hf
ПРИ РАСПАДЕ ^{176}Ta

1970

P6 - 5094

8416/2 48

Р. Брода, В. Валуc, И. Звольски, Й. Молнар,
Н. Ненов, Э.З. Рындина, У.М. Файнер,
П. Шошев

ИССЛЕДОВАНИЕ УРОВНЕЙ ^{176}Hf
ПРИ РАСПАДЕ ^{176}Ta

Работа доложена на XII совещании
по ядерной спектроскопии нейтронно дефицитных изотопов
и теории деформированных ядер
(Дубна, 1-5 июля 1968 г.)

Направлено в "Известия АН СССР"

Имеющиеся в настоящее время опубликованные данные об уровнях ^{176}Hf получены при изучении реакции $^{176}\text{Lu}(p,n)^{176}\text{Hf}$ и бета-распада ^{176}Lu и ^{176}Ta . В реакции $^{176}\text{Lu}(p,n)^{176}\text{Hf}$ /2/ установлено существование изомерных уровней с энергиями 1335 кэВ ($T_{1/2} = 13$ мксек) и 1562 кэВ ($T_{1/2} = 10,3$ мксек), интерпретируемых как состояния $\pi\pi[512 \uparrow + 514 \downarrow]6^+$ и $\rho\rho[514 \uparrow + 404 \downarrow]8^-$ соответственно. При изучении бета-распада основного состояния ^{176}Lu наблюдались три первых возбужденных уровня основной ротационной полосы /3/, а в работе Рила /4/ обнаружено состояние 1248 кэВ, возбуждающееся при распаде изомерного уровня ^{176m}Lu ($T_{1/2} = 3,7$ часа). Наибольшее количество информации о переходах и уровнях в ядре ^{176}Hf было до сих пор получено при изучении бета-распада ^{176}Ta ($T_{1/2} = 8$ часов). Харматцем и др. /5/ были впервые опубликованы сведения о конверсионных электронах ^{176}Ta с энергиями до 2 МэВ, а Верэлом и др. /6/ - до 3 МэВ. В работе /6/ были также проведены эксперименты по $e-\gamma$ -совпадениям. Информация о гамма-излучении ^{176}Ta , исследованном с помощью сцинтилляционных детекторов, содержится в работах /3,3,7/. После окончания наших измерений вышла из печати работа Боддендизка и др. /8/, посвященная изучению гамма-лучей, гамма-гамма- и $e-\gamma$ -совпадений при распаде ^{176}Ta с применением $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов. Разные варианты схемы распада ^{176}Ta были опубликованы в /6,7,8/. Они до-

вольно сильно расходятся друг с другом и во многом отличаются от результатов наших исследований. Недавно нам стало известно об экспериментах Бернтала^{/9/} по изучению конверсионных электронов, гамма-лучей и гамма-гамма-совпадений, существенно пополняющих данные о гамма-лучах ^{176}Ta . Предложенная в^{/9/} схема возбужденных уровней ^{176}Hf в основном согласуется с нашими результатами.

Настоящая работа посвящена изучению состояний ^{176}Hf , возбуждающихся при распаде ^{176}Ta . С этой целью мы исследовали спектры конверсионных электронов, позитронов и гамма-лучей, а также совпадения между гамма-квантами, возникающими при распаде ^{176}Ta . Нами измерялся также период полураспада уровня ^{176}Hf с энергией 1247,5 кэВ. На основе полученных данных предлагается схема распада ^{176}Ta . Информация об уровнях ^{176}Hf сравнивается с результатами расчетов, проведенных в рамках сверхтекучей модели с учетом мультиполь-мультипольного взаимодействия на базе потенциала Вудса-Саксона. О предварительных результатах наших исследований сообщалось в^{/1,10/}.

1. Условия эксперимента

1.1. Радиоактивные источники

В наших опытах использовались источники трех типов:

- 1) фракция тантала, выделенная из золота, облученного протонами с энергией 660 МэВ на синхротроне ОИЯИ;
- 2) дочерний тантал, накопленный при распаде вольфрама, образовавшегося также в облученном золоте;
- 3) активность тантала, полученная при облучении тербиевой мишени ионами ^{22}Ne с энергией 100 МэВ на циклотроне У-300 ОИЯИ ($^{159}\text{Tb} (^{22}\text{Ne}, 5n) ^{176}\text{Re} \rightarrow ^{176}\text{W} \rightarrow ^{176}\text{Ta}$).

Из облученных мишеней тантал выделялся следующим образом. После растворения мишени тантал адсорбировался на стенках стеклянного сосуда, затем растворялся в 0,5М HF и, наконец, экстрагировался метилизобутилкетонем. С целью получения тонких источников для бета-спектрометра метилизобутилкетон отгонялся и его остатки разрушались перекисью водорода. Потом добавлялся 0,5 МНФ, и полученный раствор упаривался на тefлоне досуха. После растворения остатков в электролите (0,1 М оксалат натрия + ≈ 0,1 мл 0,36 М масляная кислота) проводилось электроосаждение тантала на катод при плотности тока 200 ма/см². Катодом служила никелевая или хромоникелевая фольга.

Радиоактивные препараты содержали, кроме ¹⁷⁶Ta, и другие изотопы тантала. Спустя 5 часов после конца облучения, источники первого типа содержали 40% ¹⁷⁶Ta (присутствовали также ¹⁷³Ta, ¹⁷⁵Ta и ¹⁷⁷Ta), второго - 70% (присутствовал также ¹⁷⁵Ta и ¹⁷⁷Ta) и источники третьего типа были практически чистым изотопом ¹⁷⁶Ta (> 90%).

1.2. Аппаратура

Для исследования электронных и позитронных спектров использовался бета-спектрометр с двукратной двойной фокусировкой на угол $\pi\sqrt{2}$, характеризующийся малым фоном ^{/11/}. Действительное разрешение на линии конверсионных электронов в области энергий > 700 кэВ составляло 0,18 + 0,25%.

Спектры гамма-лучей изучались с помощью Ge(Li) -детекторов объемом 5,7; 12 и 33 см³ в соединении с 4096-канальным амплитудным анализатором. Разрешение γ -спектрометра составляло 3,8 + 6 кэВ на линиях ⁶⁰Co.

Для изучения совпадений между гамма-квантами был применен двухмерный спектрометр совпадений с возможностью выбора цифровых окон, построенный на базе ЭВМ "Минск-2"^{/12/}. В качестве детекторов были использованы два Ge(Li) - кристалла объемом 30 и 33 см³. Дополнительные опыты по гамма-гамма совпадениям были выполнены со сцинтилляционным детектором (NaJ(Tl) ; (40 x 40 мм) в задающем тракте и Ge(Li) - детектором (13 см³) в анализирующем тракте.

Для изучения времен жизни возбужденных состояний был использован спектрометр совпадений, описанный в^{/13/}. В качестве детекторов служили или два кристалла NaJ(Tl) (40 мм x 40 мм), или комбинация Na(Tl) с детектором Ge(Li) (13 см³).

2. Результаты измерений

Период полураспада ¹⁷⁶Ta определялся по более интенсивным гамма-переходам в измерениях спектров гамма-лучей и конверсионных электронов. Полученное значение $T_{1/2} = 8,1 \pm 0,1$ час хорошо согласуется с данными предыдущих работ.

2.1. Гамма-излучение

Для изучения гамма-лучей ¹⁷⁶Ta применялись источники всех трех типов. Спектр, полученный с источником второго типа, показан на рис. 1. Энергетическая калибровка производилась по фотопикам ¹⁸⁹Yb, ²²⁶Ra, ²²Na, ¹³⁷Cs, ⁶⁰Co, ⁵⁴Mn и ⁸⁸Y. Для точного определения энергий гамма-переходов в области энергий ≥ 1500 кэВ были использованы также пики двойного вылета. Зависимость эффективности регистрации гамма-квантов от энергии была изучена с помощью изотопов ¹⁸⁹Yb, ²²⁶Ra и ²⁴Na. Наши данные о гамма-лучах ¹⁷⁶Ta приведены в табл.1. Они находятся в хорошем согласии с данными работ^{/8,9/}. Из наших опытов следует, что гамма-лучи переходов с энергиями 1249, 1658, 1744 и 1792 кэВ, отнесенные в работе^{/8/} к распаду ¹⁷⁶Ta, возникают при распаде ¹⁷⁵Ta.

2.2. Конверсионные электроны

Используя радиоактивные источники первого и второго типа (см. выше), мы изучали конверсионные электроны в области энергий 700–3000 кэВ. Источники второго типа применялись в основном для выяснения структуры некоторых сложных линий. Участки полученного спектра изображены на рис. 2 а,б,в. Данные об относительных интенсивностях К-конверсионных электронов ^{176}Ta приведены в табл. 1. Они не противоречат в пределах погрешностей значениям, полученным в работах^{/5,6/}.

В использованном бета-спектрометре напряженность магнитного поля определялась методом протонного резонанса. Для перехода от непосредственно измеряемой резонансной частоты к величине $H\rho$ были использованы К-конверсионные линии переходов $1053,38 \pm 0,13$ кэВ ^{177}Ta ^{/14/}, $1190,0 \pm 0,4$ кэВ и $1861,9 \pm 0,6$ кэВ ^{176}Ta . Последние два значения были нами определены по спектру гамма-лучей.

2.3. Совпадения между гамма-квантами

Основная информация о совпадениях между гамма-квантами ^{176}Ta была получена нами при помощи аппаратуры с двумя $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторами. Изучались спектры совпадений с гамма-квантами от 28 переходов (см. табл. 2). Для учёта совпадений с комптоновским фоном под линией одновременно снимался спектр совпадений с "окном" за соответствующим фотопиком. Примеры полученных спектров совпадений показаны на рис. 3 а,б,в. Отметим, что в спектре совпадений с квантами γ 125 проявлялись пики, соответствующие ^{175}Ta , но совпадений этого γ -перехода с гамма-лучами ^{176}Ta замечено не было, хотя в использованном источнике активность ^{176}Ta составляла $\approx 90\%$.

В качестве дополнительного опыта $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектор в отбирающем тракте был заменен кристаллом $\text{NaI}(\text{Cl})$ и "окнами" выделялись гамма-кванты с энергиями 200, 1100–1250, 1200–1350, 1450–1650 и 1600–1800 кэВ.

Полученная таким образом информация подтвердила результаты опытов с двумя Ge(Li)-детекторами и, кроме того, позволила установить, что переходы 213,0 и 1268,8 кэВ могут находиться в каскаде с переходами 1553 и 1642 кэВ (рис. 4).

Относительные интенсивности гамма-гамма-совпадений приводятся в табл. 2. Они выражены в единицах интенсивностей гамма-лучей табл. 1. В табл. 2 даны также расчётные значения интенсивностей совпадений, соответствующие схеме распада, изображенной на рис. 10.

Следует отметить, что полученные в ^{18/} данные согласуются большей частью с результатами наших измерений. Существенное отличие наблюдается в двух случаях: 1) значение интенсивности совпадений $\gamma(1159 + 1157)$ с γ_{201} в ^{18/} в 2,5 раза завышено по сравнению с нашими данными; 2) в наших опытах не наблюдалось заметного числа совпадений γ_{201} с γ_{239} и γ_{1290} .

2.4. Определение коэффициентов внутренней конверсии

В работе Харматца и др. ^{15/} были впервые определены мультипольности переходов 88,35 кэВ (E2) и 201,5 кэВ (E2), происходящих между нижними уровнями ротационной полосы основного состояния. Мультипольности переходов более высоких энергий были в большинстве случаев неизвестны. Для определения КВК мы использовали наши данные о гамма-лучах и в области энергий > 700 кэВ также наши данные о конверсионных электронах. Для контроля в мягкой области спектра нами были сняты конверсионные линии перехода $\gamma_{201,5}$, однако интенсивность линии К_{201,5} в нашем опыте содержит сравнительно большую погрешность. Для остальных переходов в низкоэнергетической области мы воспользовались значениями относительных интенсивностей конверсионных электронов работы ^{15/}. КВК были вычислены в предположении, что переход 1553 кэВ, разряжающий состояние 1642 кэВ ($1^{\pi} K = 1^{\pi} 0$), - типа E1,

и переход 1252,5 кэв, разряжающий уровень 1341 кэв ($I^{\pi} K = 2^{+} 2$), - типа E2. Таким образом, полученное значение a_K для перехода 201,5 кэв согласуется в пределах погрешностей с теорией для мультиполя E2. Экспериментальные значения КВК приводятся в табл. 1. Сопоставление экспериментальных значений a_K с теоретическими дано на рис. 5.

2.5. Позитроны

По изучению позитронов ^{176}Ta нами были выполнены опыты двух типов:

- 1) исследовался позитронный спектр,
- 2) измерялись тройные совпадения γ 511- γ 511- γ .

Для изучения позитронного спектра использовался радиоактивный источник второго типа ($\approx 70\%$ ^{176}Ta). Был обнаружен слабый позитронный спектр (см. рис. 6), интенсивность которого в точках, соответствующих энергии < 1800 кэв, убывала с периодом полураспада ($7,5 \pm 1,5$) час, а в точке, соответствующей энергии 2200 кэв, с $T_{1/2} = (6 \pm 3)$ час. Общая интенсивность позитронов $I_{\beta^+}/K(1155+1157+1159) = 13 \pm 4$, что соответствует, в единицах табл. 1, значению $I_{\beta^+} = (0,6 \pm 0,2)\%$ на распад. В спектре были замечены три компонента с граничными энергиями $E_1 = 860 \pm 60$, $E_2 = 1860 \pm 60$ и $E_3 = 3000 \pm 80$ кэв с отношением интенсивностей $I_1 : I_2 : I_3 = 5 : 7 : 1$. Интерпретация этих результатов затруднена присутствием ^{175}Ta ($\approx 30\%$, $T_{1/2} = 10$ час), а также ^{178}Ta ($\leq 3\%$, $T_{1/2} = 4$ часа), в спектре которых также были замечены пики аннигиляционных квантов. В наших опытах по изучению распада ^{175}Ta было установлено, что позитронный распад ^{175}Ta должен совершаться преимущественно на уровни 81 и 348 кэв а при распаде ^{178}Ta - на уровень 242 кэв. Воспользовавшись табличным значением разности масс $^{175}\text{Ta} \rightarrow ^{175}\text{Hf}$ (2330 кэв) и $^{178}\text{Ta} \rightarrow ^{178}\text{Hf}$ (3180 кэв), мы

получаем, что для β^+ -спектров ^{175}Ta возможны граничные энергии ≈ 960 и ≈ 1200 кэВ и для ^{173}Ta ≈ 1900 кэВ. Таким образом, обе мягкие компоненты обнаруженного β^+ -спектра могут содержать смесь позитронов ^{175}Ta и ^{173}Ta .

Опыты по тройным совпадениям гамма-спектра с аннигиляционными квантами были выполнены с источником третьего типа ($\geq 90\%$ ^{176}Ta). Из-за слишком "теплой" геометрии в спектре тройных совпадений (рис. 7), кроме пигов, соответствующих совпадениям с позитронами от β^+ -распада и совпадениям гамма-квантов от тройных каскадов, заметны и совпадения с пиками двойного вылета. После вычета совпадений с пиками двойного вылета и совпадений между квантами тройных каскадов было установлено, что заметная доля позитронного распада направлена на уровни 1247,5 и 88,3 кэВ. В работе /8/ определялась разность масс $^{176}\text{Ta} - ^{176}\text{Hf}$ по эффекту уменьшения К-захвата на уровень 2920 кэВ и найдено значение (3050_{-40}^{+380}) кэВ. В этом случае следовало бы отнести β^+ -компоненты с $E_{\text{гр.}} = 1860$ и 860 кэВ к β -распаду на уровни 88,3 и 1247,5 кэВ, а жесткую компоненту ($E_{\text{гр.}} = 3000$ кэВ) приписать другой, неизвестной активности.

2.6. Измерение времен жизни уровней 1247,5 и 1313 кэВ

Определение периода полураспада возбужденных уровней было проведено методом задержанных совпадений по экспоненциальному спаду кривых временного спектра совпадений. С целью получить информацию о периоде полураспада состояния 1247,5 кэВ были выполнены опыты двух типов. В первом из них в качестве детекторов гамма-квантов служили два кристалла NaI(Tl) . Дискриминаторами выделялись участки гамма-спектров, содержащие в одном канале фотопик γ_{1159} и в другом канале — последовательно фотопики γ_{710} и γ_{1695} . Интенсивные переходы 710 и 1695 кэВ заселяют уровень 1247,5 кэВ, разряжающийся

переходом γ 1159 кэв (см. рис. 10). Кривые временного спектра совпадений для обоих каскадов изображены на рис. 8. В том и другом случае в пределах погрешностей был получен одинаковый период полураспада

$T_{1/2} = (4,43 \pm 0,11) \cdot 10^{-9}$ сек. Чтобы убедиться, что полученный результат не искажен наложением временного спектра совпадений от других каскадов, нами был выполнен второй вариант опыта: в первом тракте кристаллом NaI(Tl) выделялись гамма-кванты с энергиями 1500–1800 кэв, а во втором тракте Ge(Li) – детектором отбирались фотопики γ 1159 и γ 1224. Таким образом селективно регистрировались совпадения:

1) (γ 1695) (γ 1159) и 2) (γ 1632) (γ 1224). Соответствующие временные спектры совпадений также показаны на рис. 8. В первом случае было подтверждено значение периода полураспада уровня 1247,5 кэв, полученное выше, во втором – определена верхняя граница периода полураспада состояния с энергией 1313 кэв: $T_{1/2} \leq 2 \cdot 10^{-9}$ сек.

Результаты наших измерений находятся в согласии с данными работы Хенига^{/15/}, в которой при изучении временного спектра совпадений (Кх) ($\gamma \approx 1100$) при распаде ^{176}Ta наблюдался период полураспада $T_{1/2} = (4,75 \pm 0,25) \cdot 10^{-9}$ сек. В этой же работе приводится также значение $T_{1/2} = (4,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$ сек, полученное другим автором (см. частное сообщение в^{/15/}).

3. Теоретические исследования возбужденных состояний

^{176}Hf

Первые расчёты двухквaziчастичных уровней ^{176}Hf были проведены в работе Галахера и Соловьева^{/16/} в рамках "сверхтекучей модели" ядра с использованием потенциала Нильссона. На той же основе, учитывая мультиполь-мультипольные взаимодействия, Железнова и др.^{/17/} вычислили энергии первых двух квадрупольных состояний с $K^\pi = 0^+, 2^+$

и октупольных уровней с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и определили компонентный состав первых коллективных состояний этого типа. В работах Малова и др. /18,19/ были рассчитаны энергии тех же состояний для чётно-чётных ядер переходной области, в том числе и для ^{176}Hf с волновыми функциями и одночастичными энергиями потенциала Саксона-Вудса с деформацией $\beta = 0,23$ /20/.

В настоящей работе мы рассчитали энергии двухквaziчастичных, а также квадрупольных и октупольных состояний ^{176}Hf . Для первых двух однофононных состояний с $K^\pi = 2^+, 0^-, 1^-$ и 2^- был определен компонентный состав. При расчётах энергий была использована схема одночастичных уровней и волновых функций потенциала Саксона-Вудса и те же константы квадрупольного ($\kappa^{(2)}$) и октупольного ($\kappa^{(3)}$) взаимодействия, что и в /18,19/. Константы парного взаимодействия также взяты из работы /19/. При расчёте энергий уровней с $K^\pi = 1^-$ была более последовательно проведена блокировка соответствующих полюсов, чем в предыдущих работах. Для определения компонентного состава однофононных состояний использовались экспериментальные значения $\kappa^{(2)}$ и $\kappa^{(3)}$.

Результаты наших расчётов энергий двухквaziчастичных состояний с $K \leq 3$ и первых двух однофононных уровней с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-, 2^-$ показаны на рис. 9. В табл. 3 приводятся наиболее интенсивные компоненты некоторых однофононных состояний. Следует отметить, что на рис. 9 среди двухквaziчастичных уровней приведены также третьи и более высокие уровни с $K^\pi = 2^+, 0^-, 1^-, 2^-$ и состояния с $K^\pi = 3^-$, которые имеют коллективную природу, для которых, однако, не был рассчитан компонентный состав.

В последнее время Пятовым и др. /21,22/ была развита теория состояний с $I^\pi = 1^+$ в чётно-чётных ядрах на основе представлений об осцилляциях магнитного дипольного момента. Результаты расчётов для ^{176}Hf , выполненных Габраковым и др. /22/, приведены в табл. 4 и на рис. 9.

4. Схема распада ^{176}Ta . Обсуждение результатов

На рис. 10 представлена схема распада $^{176}\text{Ta} \rightarrow ^{176}\text{Hf}$, не противоречащая всей совокупности полученных экспериментальных данных. В ней размещено большинство наблюдавшихся нами переходов. Интенсивность неразмещенных переходов, включенных в табл. 1, составляет $\approx 7\%$ на распад. Баланс интенсивностей переходов по отдельным уровням схемы приводится в табл. 5.

Наиболее вероятными квантовыми характеристиками основного состояния ^{176}Ta являются $1^{\pi} = 1^{-}$. Для такого утверждения имеются следующие соображения.

1. Уровни ^{176}Hf , возбуждающиеся при бета-распаде ^{176}Ta , имеют спины, не превышающие значения 4 (см. рис. 10), и электронный захват на уровни со спинами $I = 1$ и 2 совершается с наиболее низкими значениями $\log ft$ (табл. 5).

2. Все известные нечётные изотопы тантала имеют в основном состоянии квантовые характеристики $7/2^{+}$ (орбиталь 404), а для 10^3 -го нейтрона в соседних нечётных ядрах ^{173}Yb и ^{175}Hf установлено основное состояние $5/2^{-}$ [512]. Отсюда вытекает, что наиболее вероятная конфигурация основного состояния $^{176}\text{Ta} - [p\ 404_{\downarrow} - n\ 512_{\uparrow}] 1^{-}$.

3. К такому же заключению приводит и обсуждение результатов по распаду $^{176}\text{W} \rightarrow ^{176}\text{Ta}$ в работе /23/.

Ядро ^{176}Ta превращается путем электронного захвата и β^{+} -распада в чётно-чётное ядро ^{176}Hf . Ядро ^{176}Hf обладает в основном состоянии сравнительно большой деформацией. В работе /24/ был определен период полураспада первого вращательного уровня $88,3$ кэв (2^{+}): $T_{1/2} = (1,39 \pm 0,04) \cdot 10^{-9}$ сек, который соответствует параметру деформации $\beta = 0,24$.

4.1. Состояния с $K^\pi = 0^+$

Переходы 1137,7; 1150,0; 1292,8 и, вероятно, также 1290,2 кэВ, отличаются большими значениями КВК. Интерпретация их мультипольностей дана в табл. 1 (рис. 5). Мультипольность переходов 1150,0 и 1292,8 кэВ типа $E0$, а переходов 1137,7 и, по-видимому, 1290,2 кэВ - $E0 + M1 + E2$. На основе этих данных, а также результатов совпадений было установлено существование двух состояний с $I^\pi = 0^+$ с энергиями 1149,7 и 1283 кэВ и соответствующих им первых ротационных состояний 1226 и 1378 кэВ с $I^\pi K = 2^+0$. Значения КВК остальных переходов, разряжающих перечисленные состояния на основную ротационную полосу, не противоречат предположению, что это переходы типа $E2$.

В табл. 6 приведены экспериментальные значения величины $X = \frac{e^2 R^4 \rho(E0)^2}{B(E2)}$, которая характеризует отношение приведенных вероятностей переходов $E0$ и $E2$, разряжающих состояние с $K^\pi = 0^+$ на уровни ротационной полосы основного состояния. Кроме значений $X_0 = \frac{B(E0, 0^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+)}{B(E2, 0^+ \rightarrow 2_{g.s.}^+)}$, даны также аналогичные значения для ротационных уровней ($I^\pi K = 2^+0$), а именно: $X_2 = \frac{B(E0, 2^+ \rightarrow 2_{g.s.}^+)}{B(E2, 2^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+)}$ и $X'_2 = \frac{B(E0, 2^+ \rightarrow 2_{g.s.}^+)}{B(E2, 2^+ \rightarrow 2_{g.s.}^+)}$. Отношения $s = \frac{X_2}{5X_0}$ и $s' = \frac{X'_2}{3,5X_0}$ должны быть равны 1, если внутренняя структура состояний 0^+ и 2^+ одной ротационной полосы одинакова. В табл. 6 приводятся также значения отношений приведенных вероятностей переходов

$$R_2 = \frac{B(E2, 2^+ \rightarrow 2_{g.s.}^+)}{B(E2, 2^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+)}, \quad R_4 = \frac{B(E2, 2^+ \rightarrow 4_{g.s.}^+)}{B(E2, 2^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+)}$$

и параметра ротационно-вибрационной связи z_0 . Величины s и s' для ротационной полосы уровня 1149,7 кэВ в рамках погрешностей

близки к 1 и могут свидетельствовать о том, что внутренняя структура состояния 1226 кэВ (2^+0) близка к структуре уровня 1149,7 кэВ (0^+) и что примесь M1-компоненты в переходе 1137,7 (E0 + M1 + E2) невелика. Состояние 1293 кэВ (0^+) отличается большим значением X_0 . Столь большое значение в низкой области возбуждений (ниже энергетической щели) в деформированных ядрах пока не наблюдалось. Малое значение величины s' для ротационного состояния 1379 кэВ (2^+0) обусловлено, по-видимому, присутствием интенсивной M1-компоненты перехода 1290,2 кэВ ($2^+0 \rightarrow 2^+_{g.s.}$), что свидетельствует о малом значении приведенной вероятности E2-компоненты γ 1290,2. Это предположение подтверждается также большим отступлением от правил Алаги экспериментального отношения $R_2 = \frac{B(E2; 2^+ \rightarrow 2^+_{g.s.})}{B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+_{g.s.})}$ для уровня 1379 кэВ.

В микроскопической теории деформированных ядер обсуждаются разные по внутренней структуре 0^+ -состояния.

1. Парные вибрации, обусловленные парными взаимодействиями ^{/27/}, представляют суперпозицию двухквазичастичных состояний, отдельно нейтронных и протонных, где обе квазичастицы одной пары находятся на одном уровне. Вклады разных состояний в суммы, квадраты которых определяют приведенные вероятности переходов, некогерентны, и значения $B(E0; 0^+ \rightarrow 0^+_{g.s.})$ и $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+_{g.s.})$, в общем, малы. Так как матричные элементы E0-переходов, разряжающих парные вибрации, значительно больше матричных элементов параллельных E2-переходов, то величина X , в общем, может принимать большие значения ($X > 1$). Парные вибрации должны наблюдаться выше энергетической щели.

2. Когерентные флуктуации спаривания, рассмотренные Беляевым^{/28/}, представляют собой особый случай парных вибраций, нечетных по отношению к оператору временной инверсии. В отличие от T -четных состояний, упомянутых выше, вклады частичных и дырочных возбуждений в T -нечетный фонон одинакового знака. Как показано в^{/29/}, эти состояния можно ожидать и в области энергий ниже энергетической щели и их разрядка на уровни полосы основного состояния должна происходить E_0 -переходами с большими значениями $V(E_0)$ и E_2 -переходами, для которых $V(E_2)$ может быть и значительно меньше, чем для аналогичных переходов с бета-вибрационных уровней. Вследствие этого величина X может принимать и очень большие значения ($X \gg 1$).

3. Бета-вибрации, обусловленные квадрупольными взаимодействиями лежат ниже энергетической щели и отличаются, как правило, большими значениями $V(E_2)$ ^{/30/}. Из-за когерентности вкладов отдельных двухквазичастичных компонент (квазичастицы одной пары на разных уровнях) в суммы, определяющие величину $V(E_2)$, и некогерентности вкладов в суммы для $V(E_0)$, можно ожидать $X < 1$. Однако из-за интерференции фононов парных и бета-вибраций для 0^+ -состояний с энергией, близкой к энергетической щели, величина X может существенно увеличиться.

4. Спин-квадрупольные взаимодействия^{/31/} также приводят к появлению 0^+ -состояний ниже энергетической щели. Основной вклад в $V(E_0)$ дают двухквазичастичные состояния (квазичастицы одной пары всегда на разных орбиталях), в которых квазичастицы одной пары находятся на уровнях, для которых $\Delta N = \Delta n_z = \pm 2$. Для состояний с квазичастицами на разных уровнях одной оболочке ($\Delta N = 0$) матричные элементы E_0 -переходов равны 0. Наоборот, в $V(E_2)$ дают вклад все состояния. Поэтому для спин-квадрупольных 0^+ -состояний в общем значение $V(E_0)$ мало и $X \ll 1$. Связь бета-вибраций со спин-квад-

рупольными возбуждениями приводит, как правило, к понижению величины χ нижних 0^+ -состояний.

В левой части табл. 7 приводятся значения величин, характеризующих 0^+ -состояния в ядре ^{176}Hf , рассчитанные Н.И.Пятовым в рамках сверхтекучей модели ядра с учётом парных, квадрупольных и спин-квадрупольных взаимодействий по ^{/32/}. При вычислении использовались волновые функции Нильссона и значения констант квадрупольного и спин-квадрупольного взаимодействий $\kappa_q = 8,7$; $\kappa_s = 9,0$. В правой части табл. 7 даны значения аналогичных величин для первых двух 0^+ состояний ^{176}Hf , вычисленные Беляевым ^{/29/} на основе модели, учитывающей квадрупольное взаимодействие, ϵ также спаривательное взаимодействие, удовлетворяющее требованию градиентной инвариантности ^{/28/}.

Из сравнения табл. 6 и 7 следует, что экспериментальное значение χ_0 для уровня 1149,7 кэВ можно объяснить в рамках расчётов Пятова, между тем как большое значение χ_0 для уровня 1293 кэВ близко к теоретическому, полученному для второго 0^+ -состояния в модели Беляева.

4.2. Гамма-колебательная полоса

Первым неротационным состоянием с квантовыми характеристиками $I^\pi = 2^+$, наблюдавшимся при распаде ^{176}Ta в ^{176}Hf , является уровень 1340,6 кэВ. Его существование и разрядка переходами $\gamma 1340,5$ (E2), $\gamma 1252,4$ (E2) и $\gamma 1051$ на уровни вращательной полосы основного состояния подтверждены опытами по совпадениям (см. габл. 2). В ядре соседнего изотопа ^{178}Hf реализуется аналогичный уровень с энергией 1174,3 кэВ ^{/34/}. Теория предсказывает существование гамма-вибрационного состояния ^{176}Hf при энергии 1,7 МэВ (табл. 3, рис. 9). Экспериментальные отношения приведенных вероятностей переходов разрядки состояния 1340,6 кэВ на уровни ротационной полосы основного состояния

равны: $V(E2, \gamma 1340,6) : V(E2, \gamma 1252,4) : V(E2, \gamma 1051) = (0,78 \pm 0,13) : 1 : (0,13 \pm 0,05)$, а по правилам Алаги: $V(L = 2,22 \rightarrow 00) : V(L = 2;22 \rightarrow 20) : V(L = 2;22 \rightarrow 40) = 0,7 : 1 : 0,05$. Параметр связи z_2 , учитывающий влияние вращательно-колебательного взаимодействия на вероятности переходов, вычисленный из отношений $V(E2,22 \rightarrow 00) : V(E2,22 \rightarrow 20)$ и $V(E2,22 \rightarrow 40) : V(22 \rightarrow 20)$, принимает возможные значения 0,02 и $0,11 \pm 0,05$ соответственно.

На основе совпадений было установлено существование состояния 1445 кэв, разряжающегося переходами $\gamma 1356,8$ и $\gamma 1155$ на уровни 2^+ и 4^+ полосы основного состояния. Следует отметить, что разрешение наших приборов не позволило разделить линии близких по энергии переходов $\gamma 1155$, $\gamma 1157$ и $\gamma 1159$. Поэтому интенсивность $I_{\gamma 1155} = 21(5)$ (в единицах табл. 1) была определена из интенсивностей совпадений ($\gamma 1357$) ($\gamma 466$) и ($\gamma 201$) ($\gamma 466$) (табл. 2). Для определения квантовых характеристик состояния 1455 кэв, кроме вышеуказанной разрядки на уровни $2^+_{g.s.}$ и $4^+_{g.s.}$, мы воспользовались еще следующими данными: 1. Значение КВК для $\gamma 1356,8$ не противоречит предположению, что это переход типа $E2$. 2. Уровень 1911 кэв (2^+1), принадлежащий ротационной полосе состояния 1862 кэв (1^+1), разряжается $M1$ -переходами на состояние 1340,6 (2^+2) и 1445 кэв, между тем как для уровня 1862 кэв (1^+1), разряжающегося интенсивным $M1$ -переходом на состояние 1340,6 кэв (2^+2), соответствующего перехода на уровень 1445 кэв замечено не было. Все эти факты позволяют сделать вывод о наиболее вероятных квантовых характеристиках уровня 1445 кэв: $I^\pi = 3^+$. Можно предположить, что это состояние является ротационным к вибрационному уровню 1340,6 кэв (2^+). Предполагая, что переходы $\gamma 1356,8$ и $\gamma 1155$ -типа $E2$, находим для отношения их приведенных вероятностей значение $V(E2, \gamma 1356,8) : V(E2, \gamma 1155) = 1 : (0,61 \pm 0,23)$, которое близко к значению, наблюдаемому в соседних ядрах для переходов, разряжаю-

ших состояния с $I^\pi K = 3^+ 2$. По правилам Алаги $B(L=2; 32 \rightarrow 22) : B(L=2; 32 \rightarrow 42) = 1 : 0,4$. Возможное значение параметра z_2 в этом случае : $z_2 \leq 0,06$.

В этой интерпретации природы уровня 1445 кэВ следует отметить существенное уменьшение момента инерции ядра ^{176}Hf при гамма-колебаниях: $\hbar^2 / 2J_{g.s.} : \hbar^2 / 2J_\gamma = J_\gamma / J_{g.s.} = 0,85$. Аналогичный эффект наблюдается в ядре ^{182}W ($J_\gamma / J_{g.s.} = 0,92$)^{/33/}, а в соседнем, ^{178}Hf , $J_\gamma / J_{g.s.} = 1$ ^{/34/}. В ядре ^{176}Hf он может быть вызван, по крайней мере частично, отталкиванием близких по энергии уровней 1340,6 кэВ ($2^+ 2$) и 1379 кэВ ($2^+ 0$) (см. рис. 10). Действительно, и в случае ротационной полосы, членами которой являются состояния 1293 кэВ (0^+) и 1379 кэВ ($2^+ 0$), наблюдаемое значение $J_{0^+} / J_{g.s.}$ существенно меньше, чем для полосы, основанной на уровне 1149,7 кэВ (0^+) (см. табл. 6). Эти явления известны и из исследования других ядер, в которых наблюдалось отталкивание уровней ($2^+ 2$) и ($2^+ 0$), принадлежащих гамма- и бета-вибрациям^{/35/}.

Если рассматривать ядро ^{176}Hf как неаксиальный ротатор, то согласно уравнениям Давыдова-Чабана^{/36/}, используя энергии состояний 88,3 кэВ ($2^+ 0$), 1340,6 кэВ ($2^+ 2$) и 1149 кэВ (0^+), для параметров неаксиальности (γ) и неадиабатичности (μ) можно получить значения:

$$\gamma = 9,4^0; \quad \mu = 0,26.$$

4.3. Состояния с $K^\pi = 2^-$

На основе совокупности экспериментальных данных было установлено существование состояний 1247,5; 1957; 2470 и 2343 кэВ с квантовыми характеристиками $I^\pi = 2^-$. Теория предсказывает первые два октупольных состояния с $K = 2$ при энергиях 1,2 и 2,0 МэВ (табл. 3, рис. 9).

Состояние 1247 кэВ разряжается интенсивным переходом γ 1159 (E1+M2) на уровень $2_{г.с.}^+$ и слабыми переходами γ 1248 (M2) и γ 957,4 (M2+E3) на уровни $0_{г.с.}^+$ и $4_{г.с.}^+$, соответственно. Отношение приведенных вероятностей переходов γ 1248 и γ 957,4, вычисленное в предположении, что γ 957,4 является чистым M2-переходом - $B(M2; \gamma 1248) / B(M2; \gamma 957,4) = 0,41$, - резко отличается от значения, ожидаемого по правилам Алаги: $B(L=2; 22 \rightarrow 20) : B(L=2; 22 \rightarrow 40) = 14$. Известно, что для M2-компонент разрядка 2^-2 уровней на полосу основного состояния обычно подчиняется правилам Алаги достаточно хорошо. В этом предположении можно сделать заключение, что переход γ 957,4 должен содержать интенсивную E3-компоненту. Если вышесказанное выполняется также для E3-переходов, то, воспользовавшись правилами Алаги и значениями интенсивностей переходов 1248 (M2) и 957,4 кэВ (E3), следовало бы ожидать для перехода 1159 кэВ смесь мультиполей: $\approx 88\% E1 + \approx 2\% M2 + \approx 10\% E3$, и для соответствующего КВК - значение $a_K \approx 1,6 \cdot 10^{-3}$.

Согласно вышеприведенным расчётам (табл. 3) основными двухквантовыми компонентами состояния 1247,5 кэВ являются конфигурации $\pi\pi [624^+ - 512^+]$ и $\rho\rho [514^+ - 402^+]$. Переходы $512^+ \xrightarrow{\gamma} 624^+$ и $514^+ \xrightarrow{\gamma} 402^+$ реализуются в ядрах $^{181}\text{W} / 3/$ и $^{183}\text{Re} / 3/$ соответственно. В табл. 8 сравниваются парциальные периоды полураспада для этих переходов, а также переходов, разряжающих уровень 1247,5 кэВ в ^{176}Hf , со значениями, рассчитанными по Мошковскому (F_M) и по Нильсону (F_N) с учётом парных взаимодействий.

Ротационная полоса состояния 1247,6 кэВ. Поскольку более высокие 2^- -состояния разряжаются на уровень 1247,5 кэВ (2^-), естественно ожидать возбуждения и его ротационных уровней 3^- и, возможно, 4^- . Нет сомнений, что уровень 1313 кэВ (3^-) является первым из них. Что касается ротационного состояния 4^-2 , то возможно,

что оно реализуется при энергии 1404 кэв. Возможные квантовые характеристики уровня 1404 кэв - $I^{\pi} = 3^{-}$ или 4^{-} . Для такого предположения имеются следующие аргументы. 1) Энергия 1404 кэв близка к энергии 1400 кэв, ожидаемой согласно ротационной формуле в адиабатическом приближении для 4^{-2} состояния. 2) Уровень 1404 кэв разряжается на состояния 1247,5 (2^{-}) и 1313 кэв (3^{-}) переходами 156,8 и 91,3 кэв соответственно, а, возможно, также переходом 1114,4 кэв на уровень 4^{+0} г.с. Значение КВК для 156,8 близко к теоретическому для E2 -перехода, а отношение $(K : L_{II} : L_{III}) \rightarrow 7 : 10 : 10$, приведенное в работе ^{/5/}, не противоречит предположению, что γ 91,3 является $M1 + E2$ -переходом с преобладающей E2 -компонентой. В таком случае отношение приведенных вероятностей $V(E2; \gamma 156,8) : V(E2; \gamma 91,3) \approx 6$ близко к значению, вычисленному по правилам Алаги для E2 -переходов внутри ротационной полосы с $K=2$: $V(L=2; 42 \rightarrow 22) / V(L=2; 42 \rightarrow 32) = 4,6$.

Состояния 1957; 2470 и 2943 кэв разряжаются в основном на уровни 1247,5 (2^{-}) и 1313 кэв (3^{-}). Мультипольности соответствующих переходов и интенсивное заселение этих состояний за счёт бета-распада ($\approx 7\%$) позволяют определить их квантовые характеристики: $I^{\pi} = 2^{-}$. В табл. 9 даны отношения приведенных вероятностей отмеченных γ -переходов. Во втором столбце находятся значения, вычисленные в предположении, что переходы - типа $M1$. Такое предположение справедливо для переходов, разряжающих состояния 1957 и 2943 кэв, но неверно для уровня 2470 кэв, так как переходу 1222,9 кэв ($2^{-} \rightarrow 2^{-}$) принадлежит большое значение КВК ($a_K = (2,4 \pm 1,2) \cdot 10^{-2}$), близкое к теоретическому для мультипольности $M3$. По-видимому, этот переход - типа $E0 + M1 + E2$. Значение $X = V(E0) / V(E2)$ для перехода 1222,9 кэв в табл. 9 вычислено в предположении, что вся интенсивность гамма-квантов обусловлена компонентой E2. Из табл. 9 видно удовлетворительное согласие отношений приведенных вероятностей переходов с правилами Алаги для

$M1$ -переходов в случае разрядки уровней 1957 и 2943 кэв и несоответствие в случае уровня 2470 кэв.

Отношение интенсивностей гамма-переходов, разряжающих состояние 2470 кэв на уровни 1247,5 (2^-) и 1313 кэв (3^-), ближе к значению, ожидаемому для переходов типа $E2$ (третий столбец табл. 9). Состояние 2470 кэв разряжается также переходом 1065,8 кэв на уровень 1404 кэв, который, вероятно, является членом с $I = 4$ ротационной полосы состояния 1247,5 кэв. Значение КВК для γ 1065,8 не противоречит предположению, что его мультипольность типа $E2$ (рис. 5). Отношение приведенных вероятностей переходов γ 1065,8 и γ 1222,9 близко к значению $V(E2; 22 \rightarrow 42) / V(E2; 22 \rightarrow 22)$, ожидаемому по правилам Алаги (последний столбец табл. 9).

Имея в виду вышеотмеченные факты, можно сделать следующее заключение: между тем как уровень 1957 кэв является одним из октупольных состояний с $K^\pi = 2^-$, уровень 2470 кэв по способу разрядки и мультипольности соответствующих переходов имеет свойства бета-вибрационного состояния, основанного на октупольном уровне 1247,5 кэв, т.е. является двухфононным состоянием.

4.4. Состояния с $I^\pi = 1^-$.

При бета-распаде ^{176}Ta возбуждаются состояния 1642; 1721; 2601; и 2920 кэв с квантовыми характеристиками $I^\pi = 1^-$, разряжающиеся $E1$ -переходами на уровни 0^+ и 2^+ основной ротационной полосы. В табл. 10 даны отношения приведенных вероятностей этих переходов и сделан вывод о квантовом числе K . Между тем как состояниям 1642, 2601 и 2920 кэв можно приписать $K = 0$, для уровня 1721 кэв однозначного заключения о значении K сделать нельзя. Отношение приведенных вероятностей $V(E1; \gamma 1633) / V(E1; \gamma 1720,8) = 0,93 \pm 0,18$ свидетельствует о присутствии компонент с $K = 1$ и $K = 0$.

Теория (табл. 3, рис. 9) предсказывает первые два октупольных состояния с $K = 0$ при энергиях 1,6 и 2,3 Мэв и следующие два двухквaziчастичных полюса с $K^\pi = 0^-$ на высоте 2,7 и 2,8 Мэв. По тем же расчётам первые два октупольных состояния с $K = 1$ должны реализоваться при энергиях 1,6 и 1,8 Мэв. Близость энергий первых октупольных состояний с $K = 0$ и $K = 1$ будет способствовать их смешиванию. Экспериментальные данные не исключают возможности приписать состоянию с $E = 1766$ кэв квантовые характеристики $I^\pi K = 2^- 1$. Таким образом, это состояние может принадлежать ротационной полосе состояния 1721 кэв (с $K = 1$).

При бета-распаде ^{176}Ta возбуждается также состояние 2911 кэв, разряжающееся интенсивными $M1$ -переходами на уровни 1642 (1^-) и 1721 кэв (1^-). Отсутствие параллельных переходов заметной интенсивности на возможные уровни ротационных полос состояний 1642 и 1721 кэв может служить аргументом в пользу того, что наиболее вероятными квантовыми характеристиками уровня 1911 кэв являются $I^\pi = 1^-$ или 0^- .

Наконец, отметим, что бета-распад на рассмотренные состояния 2911 (1^-), 2920 (1^-0) и 2943 кэв (2^-2) выделяется среди остальных самыми низкими значениями $\log ft$ (табл. 5). Если принять для разности масс ^{176}Ta и ^{176}Hf значение, полученное в работе ^{18/}, то величины $\log ft$ для бета-распада на уровни 2911 (1^-0); 2920 (1^-0) и 2943 (2^-2) кэв близки к значению ≤ 6 (см. табл. 5). Столь малые значения могли бы соответствовать β -распаду $p 514 \uparrow \rightarrow n 514 \downarrow$ и свидетельствовать о том, что в отмеченных состояниях присутствуют четырехквaziчастичные компоненты типа $0^- \{ p 404 \downarrow - p 514 \uparrow - n 512 \uparrow + n 514 \downarrow \}$ и $2^- \{ p 404 \downarrow + p 514 \uparrow - n 512 \uparrow - n 514 \downarrow \}$ соответственно.

4.5. Состояния с $I^\pi = 1^+$

При распаде ^{176}Ta , кроме рассмотренных уже состояний с $K^\pi = 0^+$ и 2^+ , наблюдалось возбуждение еще ряда уровней, которым экспериментальные данные также позволяют приписывать положительную четность. Все они разряжаются преимущественно на уровни 0^+ и 2^+ основной ротационной полосы. В области энергий $> 2,2$ Мэв заселение этих состояний маловероятно ($< 1\%$) и точность определения КВК соответствующих переходов невелика. В табл. 11 приводятся состояния, для которых квантовые характеристики $I^\pi = 1^+$ являются наиболее вероятными.

Согласно простой сверхтекучей модели в качестве первых двух уровней с $I^\pi = 1^+$ должны реализоваться двухквазичастичные конфигурации $nn[514_{\downarrow} - 512_{\uparrow}]1^+$ (1,6 Мэв) и $pp[404_{\downarrow} - 402_{\uparrow}]1^+$ (1,9 Мэв) (рис. 9). Расчёты, проведенные Пятовым и др. в рамках модели, учитывающей, кроме остаточных парных, и спин-спиновые взаимодействия ^{/22/}, приводят к аналогичным результатам (табл. 4). Эти конфигурации можно отождествить с уровнями 1862 (1^+1) и 2044 кэв (1^+1). Отметим, что дублетное состояние $[514_{\downarrow} + 512_{\uparrow}]6^+$ наблюдается при энергии 1335 кэв ^{/2/}.

Сравнительно большая заторможенность $M1$ -переходов, разряжающих состояние $nn[514_{\downarrow} - 512_{\uparrow}]$ (1862 кэв) на уровни основной ротационной полосы ($B(M1)/B(M1)_{\text{с.р.}} \approx 1 \cdot 10^{-3}$, табл. 4), будет способствовать концентрирующей разрядке на уровень 1340,6 кэв (2^+2) (компонента $nn[514_{\downarrow} - 512_{\downarrow}]$ 13%), что и наблюдается на опыте: $(I_{\gamma 521}/I_{\gamma 1862}) = 0,63$. Пользуясь волновыми функциями Нильссона для указанных конфигураций, в рамках сверхтекучей модели мы получаем близкое значение $(I_{\gamma 521}/I_{\gamma 1862})_{\text{теор.}} \approx 2$.

Уровень 1911 кэв (2^+), разряжающийся $M1$ -переходами на состояние 2^+0 г.с., а также на уровни β^- и γ^- -вибрационных состояний,

можно интерпретировать как ротационный к состоянию 1862 кэв (1^+1). С таким предположением находится в согласии экспериментальное отношение приведенных вероятностей переходов на уровне гамма-вибрационной полосы:

$$\frac{B(M1; \gamma 466,0; 2^+K \rightarrow 3^+2)}{B(M1; \gamma 569,6; 2^+K \rightarrow 2^+2)} = 2,7 \pm 0,7.$$

По правилам Алаги следует ожидать значения 2 для $K = 1$ и 0,5 для $K = 2$.

Авторы выражают свою благодарность К.Я. Грмову за ценное обсуждение работы, Ж.Т. Желеву и Г.Н. Флерову за постоянную поддержку и интерес к работе и Н.И. Пятову, В.Г. Соловьеву и Л.А. Малову за полезные замечания и дискуссию, особенно по теоретической части работы. Авторы рады выразить свою благодарность М. Неновой за большую помощь при измерениях и обработке экспериментальных данных.

Л и т е р а т у р а

1. Р. Брода, В. Валюс, И. Звольски, Й. Молнар, Н. Ненов, Э.З. Рындина, В.И. Фоминых, М.И. Фоминых. Тезисы докладов XI совещания по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов и теории деформированных ядер, Дубна, 1-5 июля 1969 г., Препринт ОИЯИ, 6-4756, Дубна, 1969.
2. J. Borggreen, N.J.S. Hansen, J. Pedersen, L. Westgaard, J. Zylicz and S. Bjørnholm. Nucl.Phys., A96, 561 (1967).
3. C.M. Lederer, J.M. Hollander and I. Perlman. Table of Isotopes, Sixth Edition, California, 1967.
4. J.A. Riehl. Thesis, Washington State University, 1966;
J.A. Riehl. Private communication.

5. B. Harmatz, T.H. Handley and J.W. Mihelich. *Phys.Rev.*, 119,1345 (1960).
6. H. Verheul, H.M.W. Booy, J.G.R. Okel and J. Blok. *Nucl.Phys.*, 42, 551 (1963).
7. G.G. Staehl, M.L. Pool. *Bull. Am.Phys.Soc.*, 9, 7, 718 (1964).
8. H.G. Boddendijk, S. Idzenga, G. Kleimeer and H. Verheul. *Nucl. Phys.*, A134, 241 (1969).
9. F.M. Bernthal. Thesis, California, Univer., Berkeley, Lawrence Rad. Lab. (UCRL-18651), 1969.
10. И. Звольски, Й. Молнар, Н. Ненов, Б. Стычень, Й. Томик, В.И. Фоминых. Тезисы докладов на XVIII совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Рига, 1968, стр. 87 ;
W.I. Fominikh, J. Molnar, N. Nenoff, B. Styczen, J. Zwolsky, *Contr. of Inter. Symp.on Nucl.Struc. Dubna*, 1968, p.46.
11. С.А. Шестопалова. Изв. АН СССР, сер. физ., 25, 1032 (1961).
12. В.С. Александров, Ф. Дуда, О.И. Елизаров, Г.П. Жуков, Г.И. Забиякин, З. Зайдлер, И. Звольски, Е.Т. Кондрат, З.В. Лысенко, В.И. Приходько, В.Г. Тилин, В.И. Фоминых, М.И. Фоминых, В.М. Цупко-Ситников. Препринт ОИЯИ, 13-4025, Дубна, 1968.
13. Т. Вальчак, Е. Киселевски, Я. Стычень, М. Шавловски, Х. Хрынкевич. Препринт ОИЯИ, 13-4025, Дубна, 1968.
14. H.I. West, Jr., L.G. Mann, and R.J. Nagle. *Phys.Rev.*, 124, 527 (1961).
15. V. Hönig. *Z. Physik*, 225, 327 (1969).
16. G.J. Gallagher, V.G. Soloviev. *Mat.Fys.Skr.Dan.Vid.Selsk.*, 2, 2 (1962).
17. К.М. Жлезнова, А.А. Корнейчук, В.Г. Соловьев, П. Фогель, Г. Юнгклауссен. Препринт ОИЯИ, Е4-4075, Дубна, 1968.
18. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, У.М. Файнер. *Contr.Int.Symp.on Nucl. Struc.*, Dubna, 1968, p.78.

19. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, У.М. Файнер. ДАН СССР, 186, 2, (1969).
20. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. Препринт ОИЯИ, Р4-3451, Дубна, 1967; Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин, С.К. Слепнев, М.Г. Гинзбург. Препринт ОИЯИ, Р4-3607, Дубна, 1967.
21. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. Препринт ОИЯИ, Р4-3607, Дубна, 1967.
22. S.I. Gabrakov, A.A. Kuliev, N.I. Pyatov. Preprint, E4-4774, Dubna, 1969; Preprint, E4-4908, Dubna, 1970.
23. H.M.H. Abou-leila, R. Ceuleneer et J. Vanhorenbeeck. Nucl.Phys., A115, 635 (1968).
24. D.B. Fossan and B. Herskind. Nucl.Phys., 40, 24 (1963).
25. Р.Б. Бегжанов, Д.А. Гладышев, А.А. Исламов, С.Л. Раковицкий. Возбужденные состояния ядер, Ташкент, 1967.
26. E.L. Church, J. Weneser. Phys.Rev., 103, 1035 (1956).
27. A. Bohr. Congres Internat. de Physique Nucleaire, 1, Paris, 1964.
28. С.Т. Беляев. ЯФ, 4, 671 (1966).
29. S.T. Belyaev. Proceedings Ser.Nucl.Structure, Dubna Symp., 1968, v.1, p155, IAEA, Vienna, 1968.
30. V.G. Soloviev. Nucl.Phys., 69, 1 (1965).
31. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. Препринт ОИЯИ, Р4-3171, Дубна, 1967.
32. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. Препринт ОИЯИ, Р4-3576, Дубна, 1967.
33. Н.А. Воинова, Б.С. Джелепов. Изобарные ядра с массовым числом $A = 182$, Ленинград, 1968.
34. П.Т. Прокофьев, Г.Л. Резвая. Изв. АН СССР, сер. физ., № 10, 1655 (1969).
35. B.S. Dzhelepov and S.A. Shestopalova. Proceedings Ser.Nucl. Structure Dubna Sympos., 1968, v.1, p.39, IAEA, Vienna, 1968.
36. A.S. Davydov, A.A. Chaban. Nucl.Phys., 20, 499 (1960).
37. А.И. Ахмаджанов, Р. Брода, В. Валюс, И. Звольски, Й. Молнар, Э.З. Рындина, Дж. Саломов, А.З. Хрынкевич. Препринт ОИЯИ, Р6-4746, Дубна, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел

5 мая 1970 года.

Таблица I

Данные об энергиях переходов и относительных интенсивностях конверсионных электронов и гамма-лучей при распаде ^{176}Ta

Энергия пер. E_{γ} (кэВ) (ΔE)	Относительные интенсивности		α_K	Принятая мультип. ^{a)}	I пол. (% на рас- пад)
	I_K	$I_{\gamma} \cdot (\Delta I_{\gamma})$			
1	2	3	4	5	6
K α		3500 (800)			
88,35 σ)	$\cdot 310^{\sigma}$)	520 (100)		E2 ^{B)}	80
91,3 σ)	$>4(L_{II}; L_{III}=5,5)^{\sigma}$			E2+(M1) ^{B)}	$\sim 0,4$
99,6 σ, κ)	$3,3^{\sigma}$)				
103,4 σ, κ)	$2,3^{\sigma}$)	$<12^{\Gamma}$)			
125,6 σ, κ)	14 σ)	$<30^{\Gamma}$)			
131,1 σ, κ)	$2,4^{\sigma}$)	$<0,9$	$>2(+I)$		
146,7 σ)	$11,5^{\sigma}$)	12 (3)	7,2(-I)	M1+E2	$\sim 0,6$
156,8 σ)	8 σ)	13 (3) ^{e)}	4,6(-I)	E2	$\sim 0,4$
158,2 σ)	12 σ)	9 (3) ^{e)}	1,0(0)	M1	$\sim 0,6$
175,6 σ)	13 σ)	25 (4)	3,9(-I)	M1+E2	0,9
190,4 σ)	$11,5^{\sigma}$)	24 (4)	3,6(-I)	M1+E2	$\sim 0,8$
201,5 (3)	40 (6)	230 (30)	1,3(-I)	E2 ^{B)}	7
213,0 (5)		24 (4)			$\sim 0,6$
239,5 (4)	9 σ)	25 (4)	2,7(-I)	M1	0,8
366,5 σ, κ)	(,4 σ)	1,8	1,7(-I)		
414,8 σ, κ)	(,35 σ)	5,5 (25)	4,8(-2)		
466,0 (6)	3,3 σ)	38 (7)	6,5(-2)	M1	1
472,9 (8)	(,85 σ)	13 (3)	4,9(-2)	M1	0,3
507,5 (7)	3 σ)	50 ^{e)} (15)	4,5(-2)	M1	1,3
512,0 (7)	1,1 σ)	~ 30 ; ($\sim 14 \pi$)			
520,8 (5)	5,2 σ)	100 (15)	3,9(-2)	M1	2,5
532,2 (7)	(,6 σ)	7 (2)	6,4(-2)	M1	0,2
545,6 (7)	1,4 σ)	20 (4)	5,3(-2)	M1	0,5

Продолжение табл. I

1	2	3	4	5	6
569,6 (7)	1,4 ^{σ)}	25 (4)	4,2(-2)	MI	0,6
610,2 (7)	1,9 ^{σ)}	48 (8)	3,0(-2)	MI	1,2
615,4 (7)	~0,35 ^{σ)}	34 (7)	~7,7(-3)	(EI)	0,85
636,6 (9) ^{к)}		5 (2)			0,12
644,7 (5)	1,3 ^{σ)}	33 (5)	2,9(-2)	MI	0,8
676,5 (9)	0,55 ^{σ)}	16 (3)	2,5(-2)	MI	0,4
685 (I)		6 (2)			0,15
710,2 (4)	3,6 (6)	180(20)	1,5(-2)	MI	4,5
723 (I) ^{к)}		~ 4			0,1
741 (I) ^{к)}		~ 3			0,1
818 (I) ^{к)}		9 (3)			0,22
921,9 (7) ^{к)}	0,35 (6)	27 (6)	9,7(-3)	MI	0,7
936,5 (7)	0,20 (5)	27 (6)	5,5(-3)	E2	0,7
957,4 (7)	0,25 (7)	9 (3)	2,1(-2)	M2+E3	0,25
1022,4 (6)	0,30 (5)	95 (20)	2,4(-3)	EI+M2	2,4
1051 (I)		6 (2)			0,15
1061,0 (7)	0,10 (3)	20 (5)	3,7(-3)	E2	0,5
1065,8 (7)	0,12 (4)	22 (5)	4,1(-3)	E2	0,5
1090,0 (8)	~0,02	10 (3)	~1,5(-3)	(E2)	0,25
1107,5 (10) ^{к)}	~0,15 ¹⁾	8 (3)	~1,4(-2)		0,2
1114,4 (8)	~0,25 ¹⁾	20 (5)	~9,4(-3)		0,5
1137,7 (5)	0,7 (I)	20 (5)	2,6(-2)	E0+MI+E2	0,5
1150,0 (4)	0,30 (9)	~1	~1,6(-1)	E0	0,006

Продолжение табл. I

1	2	3	4	5	6
II55 д)	~0,1	2I(5) ^{е)}		E2	0,5
II57 д)		150(40) ^{е)}	1000(70) 2,2(-3)	MI+E2	3,5
II59 д)	3,0 (3)	840(70) ^{е)}		EI+M2	2I
II90,0 (4)	0,9 (2)	I47 (I8)		4,6(-3)	MI
II99,0 (II)	~0,17 ^{г)}	I0 (4)			0,25
I203,6 (9)	~0,17 ^{г)}	I4 (5)			0,35
I222,9 ж)	~1,9	70(30) ^{е)}	290(30) ~2,4(-2)	EO+MI+E2	1,8
I224 з)	~0,9 } 2,8(3)	200(30) ^{е)}		~3,6(-3)	EI+M2
I226	~0,05			(E2)	0,4
I248 (2)		I4 ж)			0,35
I252,4(6)	0,32 (6)	II0 (I0)	2,2(-3)	E2	2,8
I258 (I)	~0,06	I3 (3)	~3,3(-3)		0,33
I267,9 (9)	0,4 (I)	43 (7)	4,7(-3)	MI	1,1
I278 (I)		~5			0,12
I290,2 (6)	~1,1	55 (7)	~1,5(-2)	(EO+MI+E2)	1,4
I292,8 (4)	3,3 (3)	I0	~1,5(-1)	EO	0,06
I340,5 (5)	0,25 (6)	I20 (I0)	1,6(-3)	E2	3,0
I356,8 (6)	0,15 (4)	75 (I0)	1,5(-3)	E2	1,9
I380 (I)	~0,01	34 (I)	2,5(-3)	(E2)	0,08
I419 (I) ^{г)}	~0,03	I2 (3)	~2 (-3)		0,3
I429 (I)		~I			0,025
I45I (I)	0,07 (3)	I8 (5)	2,9(-3)	MI	0,45
I474 (I) ^{к)}	~0,03	I5 (4)	~1,2(-3)		0,38
I488,5(8) ^{к)}	0,05 (2)	35 (6)	1,1(-3)		0,88
(I492,5(I2) ^{к)}		I4 (5)			0,35
I503,1(8) ^{к)}	0,10 (4)	23 (5)	3,2(-3)	MI	0,58
I537 (I) ^{к)}		8,3 е)	25 (5)		
I54I (I)					
I543 (I)					
I553,5 (7)	0,12 (3)	I40 (16)	6,4(-4)	EI	3,5

Продолжение табл. I

I	2	3	4	5	6
I563,2 (8)	0,06 (2)	19 (3)	2,3(-3)	MI	0,48
(I578) (I)	0,05	25			
I582,2 (8)	0,35 ⁰⁾	205 (25)	1,3(-3)	(E2)	5,2
I614,8	0,15 ⁰⁾	47 (6)	2,4(-3)	(MI)	1,2
I620 (I)		17 (3)	0,43		0,43
I632	0,30 (6)	160 (20)	} 100(20) ^{e)} 60(20) ^{e)} 1,4(-3)	(E1)	2,5
				(MI)	1,5
I642,5 (6)	0,07 (2)	77 (9)	6,8(-4)	E1	1,9
I672,3 (7)	0,21 (4)	54 (7)	2,9(-3)	MI	1,4
I678,1 (8)	0,04 (1)	45 (6)	6,7(-4)	E1	1,1
I695,3 (7)	0,50 (12)	190 (20)	2,0(-3)	MI	4,8
I703,4 (7)	0,11 (3)	55 (6)	1,5(-3)	MI+E2	1,4
I720,8 (8)	~0,08 ⁰⁾	120 (15)	5,0(-4)	E1	3,0
I765,6 (9)	0,06 (2)	22 (4)	2,0(-3)	MI	0,55
I773,7 (8)	0,16 (3)	57 (8)	2,1(-3)	MI	1,4
I822,8 (7)	0,35 (8)	170 (20)	1,5(-3)	MI	4,3
I835,5 (I2)	~0,01	6 (2)	~1,2(-3)	(E1+M2)	0,15
I861,9 (6)	0,32 (6)	160 (20)	1,5(-3)	MI	4,0
I870		~1,5			~0,04
I911		~1,4			~0,03
I946 (I) ^{K)}	0,009(3)	14 (4)	4,9(-3)		0,3
I948 (I) ^{K)}	~0,004	4			0,1
I955,4 (8)	0,060(I8)	30 (5)	1,5(-3)	MI	0,75
I976,9 (8)	0,05 (1)	28 (4)	1,3(-3)	MI	0,71
2044,3 (9)	0,08 (2)	52 (10)	1,2(-3)	MI	1,3
2066 (2)	0,003	1,8	1,3(-3)		0,04
2160 (2) ^{K)}	~0,002	-2	~7,5(-4)	(E2)	0,05
2192 (2)	0,007	9 (2)	5,9(-4)	E2	0,22
2219 (2)	0,018(3)	10 (2)	1,3(-3)	MI	0,25

Продолжение табл. I

I	2	3	4	5	6
2246 (2) ^K	0,006 (2)	5,0 (1,2)	8,7(-4)	MI	0,12
2258 (2) ^K	~0,0017	} ~2			0,05
2263 (2) ^K	~0,002				
2279 (2)	0,005	5,6 (14)			0,14
2283 (2)		~1,3	5,5(-4)	(E2)	0,03
2306 (2)	0,012(4)	7 (2)	1,3(-3)	MI	0,18
2316 (2)	0,018(4)	18 (6)	8,4(-4)	MI	0,45
2362 (2)	0,006 (2)	7 (2)	6,4(-4)	MI	0,16
2383 (2)	~0,001	< 2			0,05
2393 (2)	0,006 (2)	5 (2)	9 (-4)	E2, EI+M2	0,12
2404 (2)	0,028 (5)	21 (4)	1,0(-3)	MI	0,52
(2470) (2)	≤ 0,005	< 2			
2481 (2)	~0,003 (I)	4,4 (1,5)	5,6(-4)	E2, EI+M2	0,1
2512 (2)	0,013 (4)	25 (4)	3,8(-4)	EI	0,63
2601 (2)	0,007 (2)	13 (3)	4,1(-4)	EI	0,33
2672 (2)	~0,004 (I)	5,3 (1;5)	6 (-4)	MI	0,13
2701 (2)	0,003 (I)	1,8 (5)	1,3(-3)	MI	0,04
2730 (2) ^K	~0,002	1,5 (4)	~1 (-3)		0,038
2745 (2) ^K	~0,002	1,3 (4)			
2761 (2)	~0,002	1,7 (5)	8,9(-4)	MI	0,04
2773 (2)	0,006 (2)	4,6 (1,1)	9,8(-4)	MI	0,11
2777 (2) ^K	0,002	1,7 (7)			0,04
2789 (2)	} ~0,004	2,7 (8)			0,07
2797 (2)		2,5 (8)	5,8(-4)		
2818 (2) ^K	~0,005	~ 2			
(2822)		~ 2			
2831,4(8)	0,055 (10)	170 (30)	2,3(-4)	EI	4,3
2855 (2)		~0,6			
2862 (2)	0,003 (1)	3,6 (7)	6. (-4)	MI	0,09

Продолжение табл. I

I	2	3	4	5	6
2880 (2) ^к	} $\approx 0,004$	$\sim 1,2$	4,3(-4)		0,12
2884 (2)		4,8 (9)			
2890 (2) ^к	} 0,003	1,4 (6)			
290I (2) ^к		1,2 (6)			
(29II)		$\sim 1,5$			
2919,5(8)	0,032 (5)	80 (14)	2,9(-4)	ЕI	2,0
2939 (2) ^к		0,6 (3)			
2952 (2) ^к		1,0 (4)			
297I (2) ^к		0,4 (2)			
2980 (2) ^к		0,5 (2)			

Примечание:

- а) Согласно схеме распада рис. 9.
б) Значение заимствовано из работы / 5 /.
в) Определено по отношению $K : L_1 : L_{II} : L_{IV}$ / 5 /
г) Вместе с линией другого изотопа.
д) Значение дается по балансу энергий уровней схемы распада. Положение суммарного пика соответствует в конверсионных и гамма-спектрах значению 1159,2 кэВ.
е) Интенсивность определена по гамма-гамма-совпадениям.
ж) Значение соответствует положению максимума сложного пика в конверсионном спектре.
з) Значение соответствует положению максимума сложного пика в гамма-спектре.
и) Значение получено после вычета гамма-линии ^{175}Ta .
к) Переходы, не размеченные в схеме распада.
л) По совпадениям (γ 512)(γ 1357).

Таблица 2

Данные по гамма-гамма-совпадениям при распаде ^{176}Ta

Задающ. канал E_{γ} (кэВ)	E_{γ}	$I_{\gamma\gamma}$		E_{γ}	$I_{\gamma\gamma}$		E_{γ}	$I_{\gamma\gamma}$	
		эксп.	схема		эксп.	схема		эксп.	схема
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10
88,3	175,6	4,5	2,7	936,5	5,8	4,8	1614,8	7,4	7,5
	190,4	2,9	3,0	1022,4	16	15	1620	3	2,7
	201,5	39	37	1061,0	} 7,4	3,2	1632*	27	26
	239,5	3,5	3,2	1065,8		3,5	1672,3	4	41,3
	466,0	5,9	6,1	1114,4	5,0	3,2	1678,1	5,9	7,2
	472,9	1,5	2,1	1137,7	3,2	3,2	1695,3	28	30
	507,5	} (29)		1159*	160	160	1703	3	
	γ^{\pm}			1190,0	7,2	10,6	1765,6	3	3,5
	512,0			1224*	39	36	1773,4	8,2	9,1
	520,8	12	8,8	1252,4	14	17,5	1822,8	29	27
	545,6	5,0	2,9	1267,9	6,9	4,3	1946	} 3,8	
	569,6	2,4	2,2	1290,2	9,8	8,8	1948		
	610,2	6,6	7,7	1356,8	11	12	1955,4	5,3	4,8
	615,4	4	3	1553,5	24	23	1976,9	4,8	4,5
	644,7	5,4	5,3	1582,2	36	33	2831,4	25	26
710,2	29	28							
146,7	88,3	1,4	1,9	201,5	~2	3,6	1419	5	4,7
..							1620	7	7,3
156,8	88,3	2,1	2,7	1614,8	4,5	4,4	1703,4	4,5	4,2
158,2	1065,8	6,3	5	1159*	13	13			
175,6	1553,5	18	16	1642,5	10	8,9			

Продолжение табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
201,5	88,3	~27	37	610,2	13	12	1090	7,7	7,9
	466,0	6,2	6,2	644,7	11	8,2	1114,4	12	16
	507,5	} (22)		936,5	28	24	1159*	57	
	γ^{\pm}			1022,4	75	75	1419	9,4	8,7
	512,0			1051	6	4,7	1503,1	9	
545,6	3,9	3,5	1065,8	6,6	~5,5	1663,2	10	15	
							1632*	13	16
239,5	1582,2	17	20	1672,3	3,7	5			
466,0	88,3	~10	6	1356,8	32	28	201,5	~11	~6,2
507,5+	88,3	21		676,5	10	11	1356,8	7	
(γ) \pm	201,5	14		1159*	50				
512,0	610,2	32		1224*	27	21			
520,8	88,3	~14	8,8	1252,4	52	55	1340,5	50	45
545,6	88,3	2,3	2,9	610,2	14	14			
	201,5	~11	3,5	1022,4	7	4,3	1224*	16	9
610,2	88,3	10,4	7,7	507,5	} 32		1022,4	12	15
	201,5	17	12	γ^{\pm}			1224*	33	33
	545,6	17	14	512,0					
615,4	1340,5	20	15	1252,4	19	19			
644,7	88,3	4,9	5,3	1022,4	7	10	1224*	25	23
	201,5	(6,4)	8,2						
710,2	1159*	180	180	88,3	31	28			
1022,4	507	11	10	610,2	14	15	1159*	52	
	546,5	7,3	6,2	644,7	13	10,4	1632*	23	20
1061,0	1114,4	~5	~5	1159*	~12	12	1224*	~5,5	4,4
1065,8									

Продолжение табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
II59*	507,5 } γ^{\pm} } 512,0 }	40		676,5	20	16	I224*	I20	
				710,2	170	175	I632*	30	
				I022,4	41		I672	I0	
	644,7			I0,5	(II59)*	27	I695,3	I85	I90
	610,2	~ 6							
II90,0	I632*	67	67	I720,8	80	80			
I224*	507,5 } γ^{\pm} } 512,0 }	30	22	545,6	II	9	II59*	I20	
				610,2	31	33	I503,1	I4	
				644,7	23	23	I632*	42	40
I252,4	520,8	38	55	569,6	12	14	614,9	I9	I9
							I45I	I0	9
I290,2	532,2	I2	6	I54I		8			
I34I,5	520,8	32	45	569,6	I3	II	614,9	2I	I5
							I45I	II	9
I356,8	466,0	27	28	507,5 } γ^{\pm} } 512,0 }	~I2				

* Сложная линия, см.табл.1 и схему распада (рис.10).

Таблица 3

Структура первых двух однофоновных состояний с $K^{\pi} = 2^{+}$. 0^{-} , 1^{-} , 2^{-} в ядре ^{176}Hf

K^{π}	$E_{\text{расч.}}$	$E_{\text{эксп.}}$	Ст р у к т у р а
2^{-}	1,2	1,247	nn 624 \uparrow 512 \uparrow 59%; pp 402 \uparrow 514 \uparrow 24,6%; nn 633 \uparrow 521 \uparrow 2%.
2^{+}	1,7	1,340	nn 512 \uparrow 510 \uparrow 51,2% ; nn 514 \downarrow 512 \downarrow 13%; nn 624 \uparrow 642 \uparrow 7,6% ; nn 512 \downarrow 510 \uparrow 3,5%; pp 402 \uparrow 411 \downarrow 2,9% ; pp 411 \uparrow 411 \downarrow 2,6%
0^{-}	1,6	1,642	nn 514 \downarrow 633 \uparrow 30% ; nn 512 \uparrow 642 \uparrow 8,2% ; pp 541 \downarrow 411 \downarrow 6,8% ; nn 615 \uparrow 505 \uparrow 6%
1^{-}	1,6	1,721	nn 633 \uparrow 512 \uparrow 57% ; nn 624 \uparrow 514 \downarrow 12% pp 404 \downarrow 514 \uparrow 12% ; pp 402 \uparrow 513 \uparrow 2%
1^{-}	1,8		nn 514 \uparrow 404 \downarrow 87,4% ; nn 633 \uparrow 512 \uparrow 9% nn 624 \uparrow 514 \downarrow 2,8% ;
2^{-}	2,0	1,957	pp 514 \uparrow 402 \uparrow 70,5% ; nn 624 \uparrow 512 \uparrow 29,5%
2^{+}	2,0		pp 402 \uparrow 411 \downarrow 97% ; nn 512 \uparrow 510 \uparrow 2%
0^{-}	2,30		nn 514 \downarrow 633 \uparrow 67,8 ; nn 512 \uparrow 642 \uparrow 10,2% pp 541 \downarrow 411 \downarrow 4,6% .

Таблица 4

Часть данных с состояниях с $I^{\pi} = I^+$, полученных в модели с учетом остаточных парных и спин-спиновых взаимодействий /22/

Энергия уровня (Мэв)	K^{π}	Структура состояний	$\frac{B(M1)}{B(M1)_{sp}}$	Эксперимент	
				Энергия уровня (Мэв)	K
1,69	I^+	100% $nn5I4\downarrow - 5I2\uparrow$	0,001	1,862	I^+
2,21	I^+	100% $pp404\downarrow - 402\uparrow$	0,01	2,044	I^+
2,59	I^+	5% $nn5I2\uparrow - 5I2\downarrow$ 53% $nn624\uparrow - 633\uparrow$	0,013		
2,77	I^+	5% $nn5I2\uparrow - 5I2\downarrow$ 90% $nn52I\downarrow + 5I0\uparrow$	0,001	2,404	I^+
2,85	0^+	58% $nn52I\downarrow - 5I0\uparrow$	0,056	2,760	0^+
2,96	I^+	33% $nn5I2\downarrow - 52I\downarrow$ 48% $nn5I2\uparrow - 5I2\downarrow$ 3% $nn5I4\downarrow - 523\downarrow$ 6% $nn503\uparrow - 5I2\uparrow$ 3% $nn624\uparrow - 633\uparrow$ 5% $nn52I\downarrow + 5I0\uparrow$	0,030		
3,07	I^+	40% $nn5I2\downarrow - 52I\downarrow$ 4% $nn5I2\uparrow - 5I2\downarrow$ 52% $nn503\uparrow - 5I2\uparrow$	0,006		
3,10	0^+	59% $nn514\downarrow - 503\uparrow$	0,004		
3,23	0^+	59% $nn523\downarrow - 5I2\uparrow$	0,011		

Таблица 5

Баланс интенсивностей переходов при распеде I76Ta

Уровень E (кэВ)	Интенсивность переходов а)		заселени ^{б)} уровня	log ₁₀ в)
	уход.	приход.	E (%)	
0	-	4200±800	-	-
88,3	3200±700	2700±400	-	-
289,8	280±40	225±45	-	-
1149,7	20±5	-	0,5	8,6
1226	65±15	6±2	1,5	8,0
1247,5	860±80	520±80	8,5	7,2
1293	14±5	-	0,35	8,6
1313	320±55	310±70	-	-
1340,6	236±23	183±34	1,3	7,9
1379	69±12	14±6	1,4	8,0
1404	48±20	22±8	-	-
1445	96±15	63±10	-	-
1642	217±25	113±15	2,5	7,6
1671	260±32	57±15	5,0	7,0
1703	102±15	17±7	2,1	7,6
1721	220±35	160±20	1,6	7,7
1766	45±6	≤15	1,1	7,9
1818	35±10	-	0,9	7,9
1853	41±7	-	1	7,9
1855	50±15	-	1,2	7,9
1862	370±50	-	9,4	6,8
1911	240±30	-	5,9	7,0
1922	72±12	68±5	-	-
1957	270±30	≤30	6	7,0
2044	84±15	-	2,1	7,3
2065	32±5	-	0,9	7,6

Продолжение таблицы 5

1	2	3	4	5
2280	15 \pm 4	-	0,36	8,2
2307	17 \pm 4	-	0,43	8,0
2404	39 \pm 10	-	0,97	7,6
2430	\sim 50	-	\sim 1,3	\sim 7,3
2450	7 \pm 2	-	0,16	8,1
2470	290 \pm 80	13	7	6,4
248I	9 \pm 4	-	0,22	7,7
260I	38 \pm 7	-	0,95	7,2
2760	7 \pm 2	-	0,18	7,7
2790	23 \pm 7	-	0,59	7,2
2862	8,2 \pm 1,8	-	0,2	\sim 7,5
2884	14 \pm 4	-	0,36	\sim 7,1
29II	193 \pm 25	-	4,8	\leq 6,0
2920	270 \pm 50	-	6,7	\leq 5,9
2943	275 \pm 45	-	6,7	\leq 5,9

- а) В единицах, в которых даны значения I_y таблицы I .
- б) За 100% принято значение 4000, являющееся усредненным значением интенсивностей переходов, приходящих на основное состояние, и интенсивности электронного захвата, вычисленного из интенсивности K α - лучей (в единицах табл. I).
- в) Значения, вычисленные в предположении, что разность масс ^{176}Ta и ^{176}Hf равна $(3050 \pm \frac{380}{40})$ кэВ /8/ .

Таблица 6

Экспериментальные значения величин, характеризующих состояние с $K^{\pi} = 0^{+}$ в ядре ^{170}Hf

а)	Энергия уровня (кэВ)			
	1149,7	1226	1293	1379
I^{π}	0^{+}	2^{+}	0^{+}	2^{+}
$X_0^{(0)}$	$0,29 \pm 0,11$	—	7 ± 3	—
$X_2^{(0)}$	—	$\approx 1,8$	—	≤ 35
$S^{(0)}$	$\approx 1,2$	—	$\leq 1,8$	—
$X_2^{\prime(0)}$	—	$0,9 \pm 0,3$	—	$1,0$
$S^{\prime(0)}$	$0,90 \pm 0,45$	—	$\leq 0,03$	—
$R_2^{(0)B)}$	—	$\approx 1,9$	—	26 ± 9
$R_4^{(0)B)}$	—	$\approx 6,9$	—	11 ± 5
Z_0	—	$\approx 0,03$	—	$0,04 \pm 0,01$
I_0^{π} / I_2^{π}	$1,16$	—	$1,0?$	—

а) Определение величины дано в тексте.

б) Вычисление проведено в предположении, что переходы $2^{+}0 \rightarrow 2^{+}0_{g.s.}$ являются чистыми E2-переходами. Значения величины $\Omega_{\nu}(Z, k)$ для расчетов $B(E0)$ брались из таблиц работы /25/, которые вычислены по формулам работы /26/.

в) По правилам Алаги: $R_2 = 1,4$; $R_4 = 2,6$.

Таблица 7

Теоретические значения величин, характеризующих состояния
с $K^\pi = 0^+$ в ядре ^{176}Hf

Энергия уровня (МэВ)	Пятов /32/			Энергия уровня (МэВ)	Беляев /29/		
	$B(E2)^a$	$\rho(E0)$			$B(E2)^a$	$\rho(E0)^2$	χ_0
0,91	1,27	0,169	0,156	1,46	$5 \cdot 10^{-3}$	0,14	200
1,28	1,15	0,184	0,205	1,67	$5 \cdot 10^{-2}$	0,06	8,5
1,58	0,84	0,171	0,24				
~1,8	~0,06	~-0,050	~0,3+0,4				
~2,0	0,21	~0,014	~7.10 ⁻³				

а) В одночастичных единицах.

Таблица 8

факторы задержки переходов $\psi_{512}^{\uparrow} \rightarrow 624^{\uparrow}$ и $\psi_{514}^{\uparrow} \rightarrow 402^{\uparrow}$ в ядрах ^{176}Hf , ^{181}W и ^{183}Re

Ядро	E уровня (кэВ)	$T_{1/2}$ (сек)	E _γ (кэВ)	а) Мультим- поль	$T_{1/2}^{\gamma}$ (сек)	Состояние		F _M ^{с)}	F _N ^{в)}
						начальное	конечное		
$^{181}\text{W}_{107}$	365	$14,4 \cdot 10^{-6}$	365	M2	$2,2 \cdot 10^{-5}$	5/2 [512]	9/2 9/2 [624]	$5,5 \cdot 10^2$	2I
	252		252	E3	$\sim 1,0 \cdot 10^{-3}$	5/2 [512]	11/2 9/2 [624]	0,14	0,06
	496	$8 \cdot 10^{-9}$	496	M2	$1,2 \cdot 10^{-6}$	9/2 [514]	5/2 5/2 [402]	$1,2 \cdot 10^2$	0,4
^{176}Hf	382		382	E1	$8,1 \cdot 10^{-9}$	9/2 [514]	7/2 5/2 [402]	$2,1 \cdot 10^6$	-
	1248	$4,4 \cdot 10^{-9}$	1248	M2	$2,7 \cdot 10^{-7}$	2 ⁻² Г)	0 ⁺ г. ч.	$3 \cdot 10^3$	II
	1159		1159	E1	$4,5 \cdot 10^{-9}$	2 ⁻²	2 ⁺ г. ч.	$3,5 \cdot 10^7$	-
	957		957	E3	$4,3 \cdot 10^{-7}$	2 ⁻²	4 ⁺ г. ч.	0,5	0,24

а) Основная компонента

б) $\bar{F}_M = \frac{F_{1/2}^{\gamma}}{F_{1/2}^{\text{эксп}}}$ в) С учетом парного взаимодействия: $F_N = \frac{T_{1/2}^{\gamma}}{T_{1/2}^{\text{эксп}}} \frac{R_{\gamma}}{R_{\text{Нильс}}}$

г) Структура дана в табл. 4.

Таблица 9

Отношения приведенных вероятностей переходов, разряжающих
состояния $I^{\pi} = 2^{-}$ на уровни ротационной полосы состояния
1247,5 кэв (2^{-2})

Уровни	$B(M1; 2^{-} \rightarrow 3^{-})$	$B(E2; 2^{-} \rightarrow 3^{-})$	$B(E0; 2^{-} \rightarrow 2^{-})$	$B(E2; 2^{-} \rightarrow 4^{-})$
	$B(M1; 2^{-} \rightarrow 2^{-})$	$B(E2; 2^{-} \rightarrow 2^{-})$	$B(E2; 2^{-} \rightarrow 2^{-})$	$B(E2; 2^{-} \rightarrow 2^{-})$
1957	0,25	-	-	-
2470	2,4	2,6	1,3	0,67
2943	0,39	-	-	-
Теория (Алага)	0,5	1,8	-	0,86

Таблица 10

Отношения приведенных вероятностей переходов, разряжающих
состояния с $I^{\pi} = 1^{-}$

Энергия уровня (кэв)	$B(E1; 1^{-}K \rightarrow 2^{+}0)$	K
	$B(E1; 1^{-}K \rightarrow 0^{+}0)$	
1642	$2,1 \pm 0,3$	0
1721	$0,93 \pm 0,18$	(1)
2601	$2,1 \pm 0,6$	0
2920	$2,3 \pm 0,6$	0
Правила Алаги	$\frac{2}{0,5}$	$\frac{0}{1}$

Таблица II

Значения отношений приведенных вероятностей переходов,
разряжающих состояния с $\Gamma^{\pi} = \Gamma^+$

Энергия уровня (кэВ)	$B (M1 ; IK \rightarrow 20)^a)$	K
	$B (M1 ; IK \rightarrow 00)$	
1862	$0,41 \pm 0,08$	I
2044	$0,66 \pm 0,17$	I
2307	$1,6 \pm 0,6$	(0)
2404	$0,9 \pm 0,4$	I
2760	$3,5 \pm 1,4$	0
2862	$1,4 \pm 0,5$	(0)
Правила Алаги	$0,5 ; 2$	I ; 0

а) Вычислено в предположении, что переходы не содержат примесей мультипольности E2.

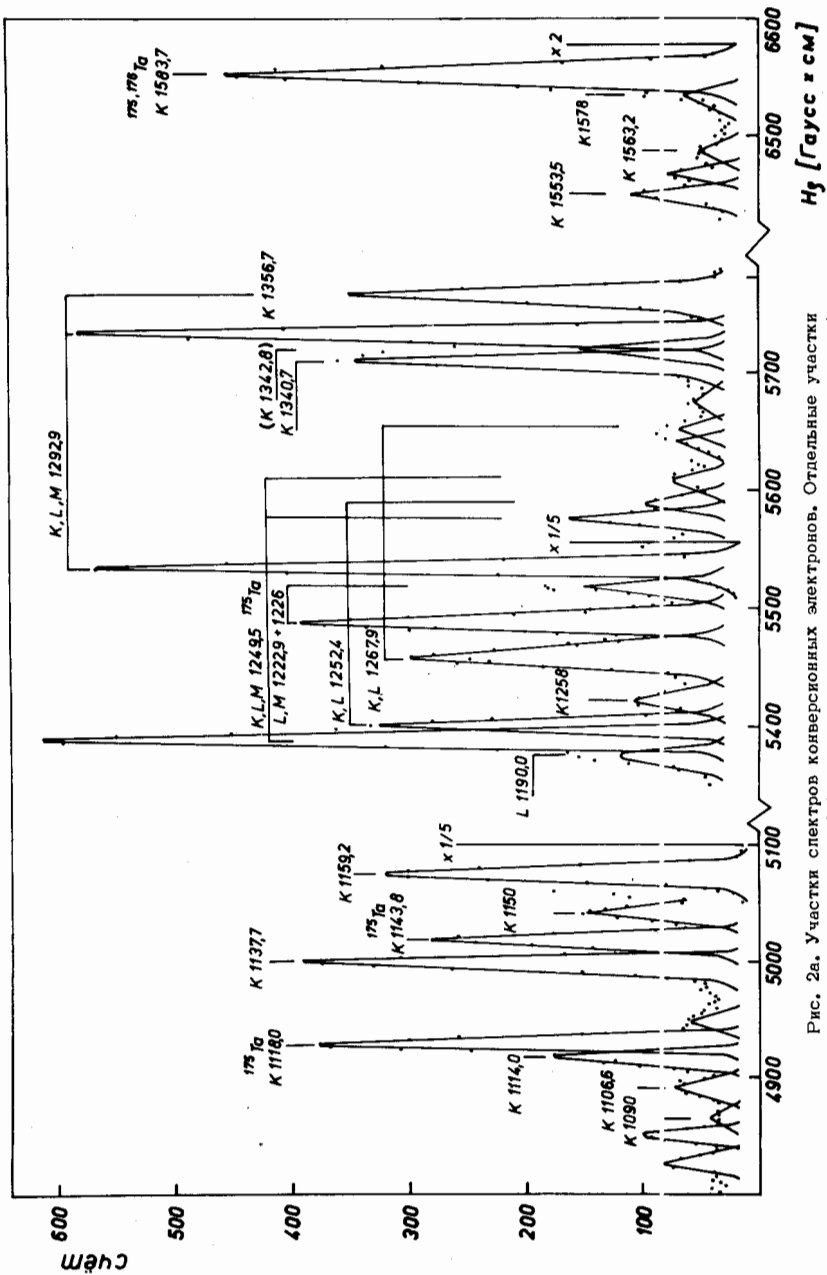


Рис. 2а. Участки спектров конверсионных электронов. Отдельные участки не связаны между собой.

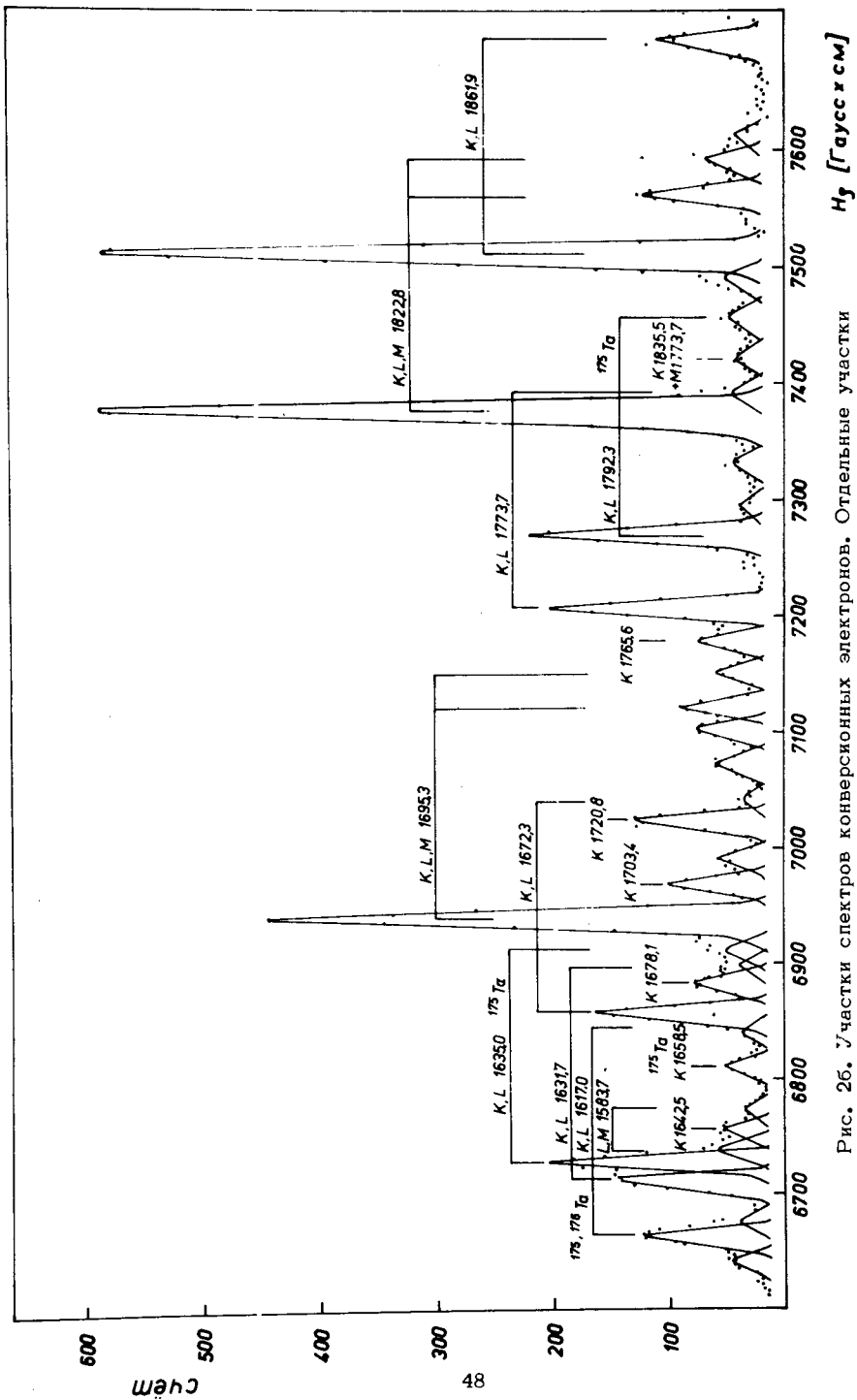


Рис. 26. Участки спектров конверсионных электронов. Отдельные участки не связаны между собой.

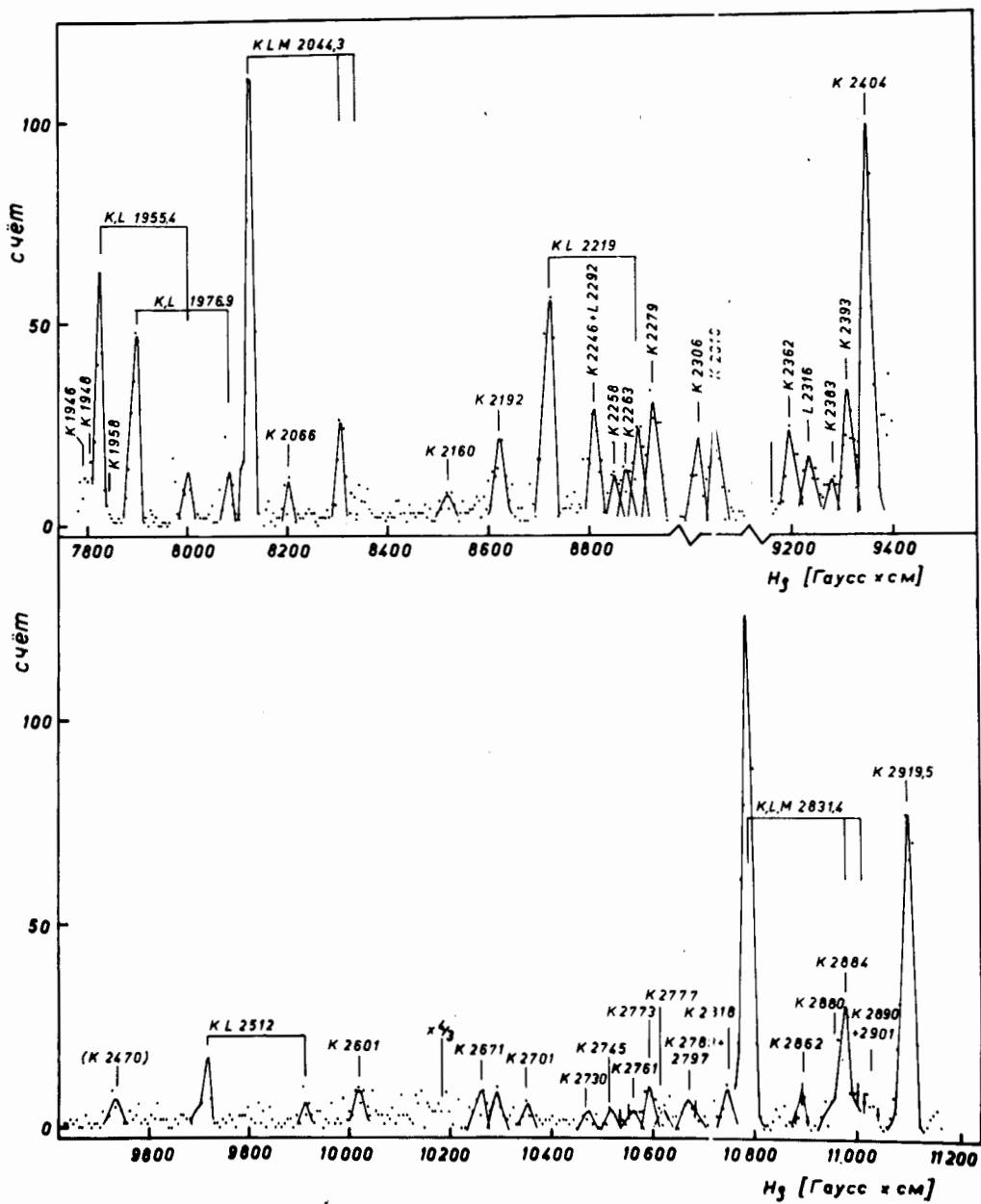


Рис. 2в. Участки спектров конверсионных электронов. Отдельные участки не связаны между собой.

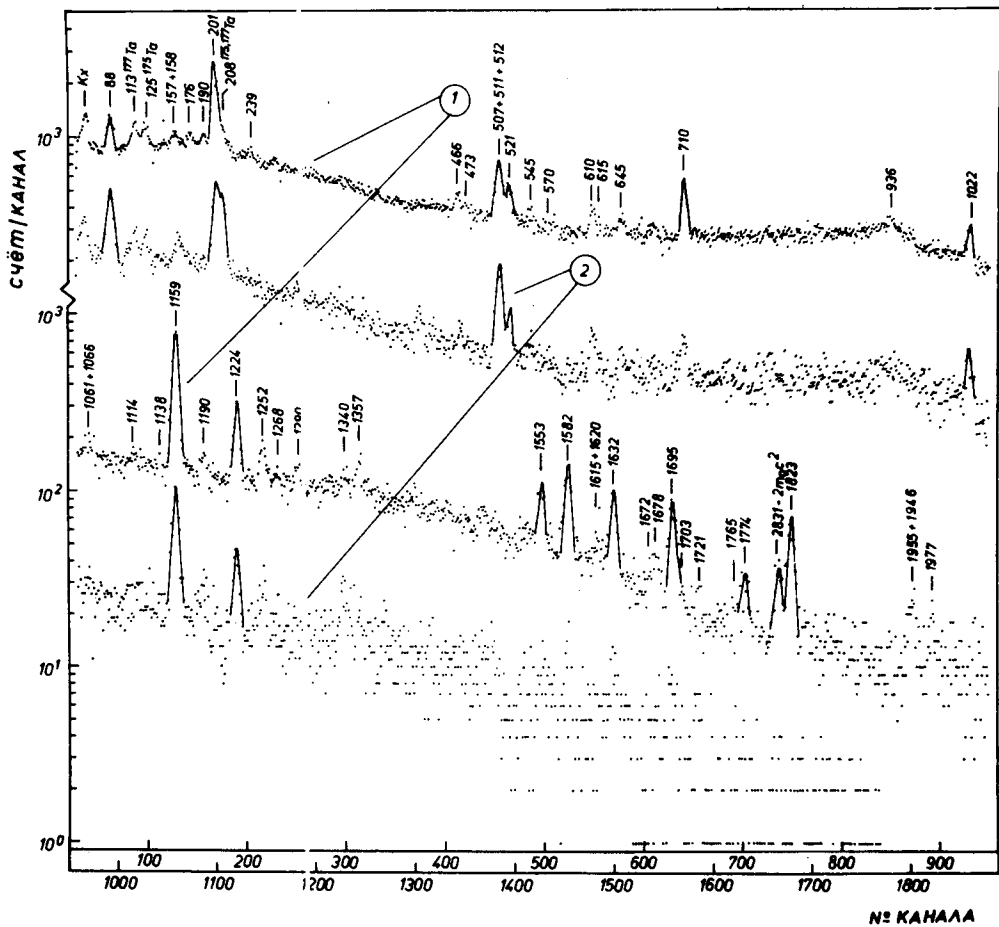


Рис. 3а. Спектры гамма-гамма совпадений Ge(Li)-Ge(Li) : 1 - с γ 88,3 кэВ, 2 - с комptonовским фоном вблизи γ 88,3 кэВ.

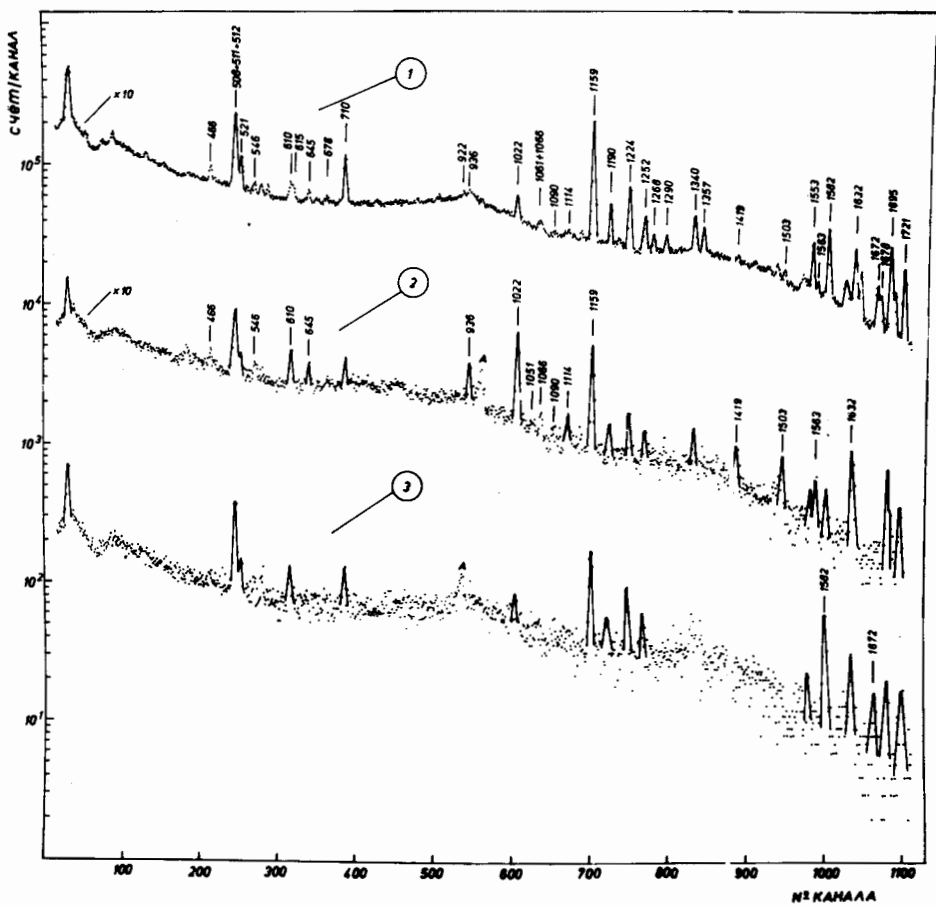


Рис. 36. Спектры гамма-гамма совпадений $Ce(Li) - Ce(Li)$:
 1 - одиночный спектр, 2 - с γ 201,5 кэВ, 3 - с γ 209,5 кэВ, А - пик
 обратного рассеяния.

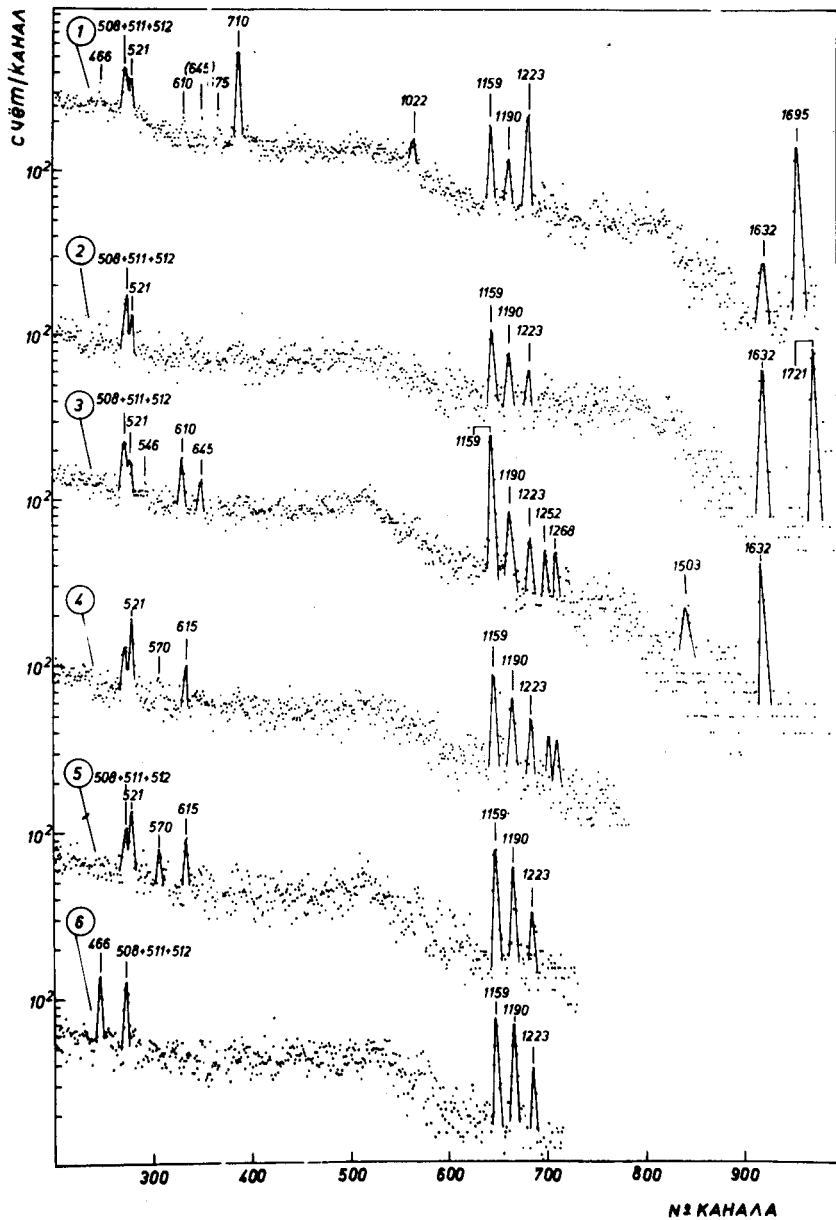


Рис. 3в. Спектры гамма-гамма-совпадений Ge(Li)-Ge(Li):
 1 - с γ 1159 кэВ, 2 - с γ 1190 кэВ, 3 - с γ 1224 кэВ, 4 - с γ 1252 кэВ,
 5 - с γ 1340 кэВ, 6 - с γ 1356 кэВ.

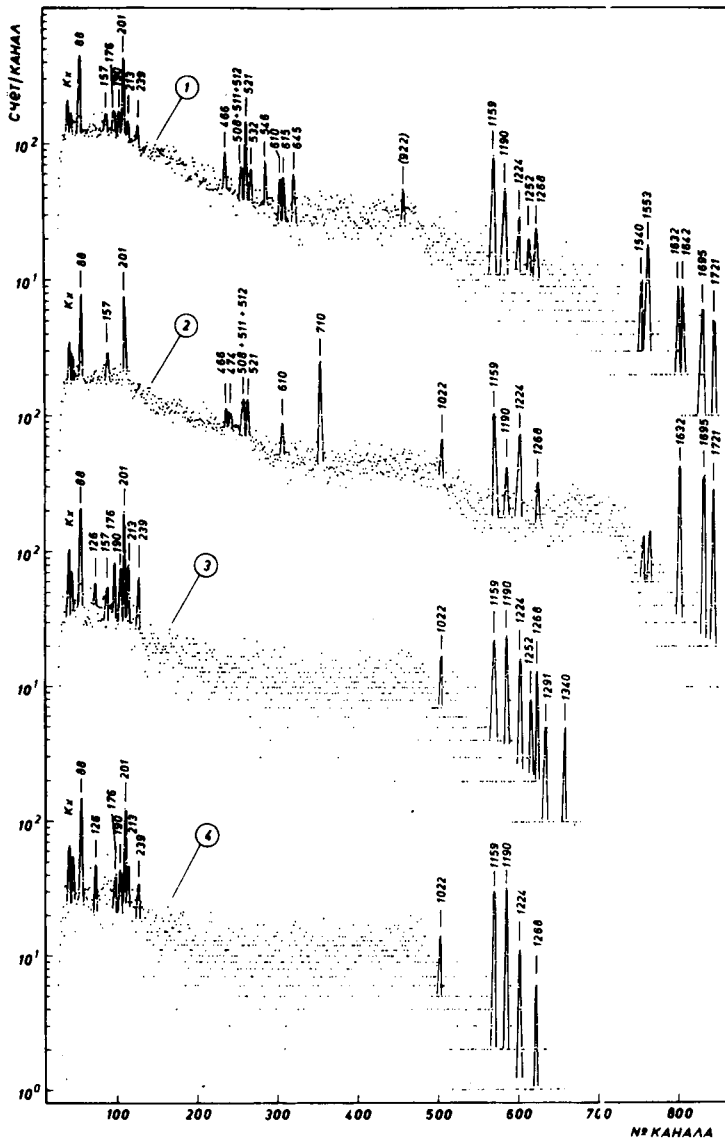
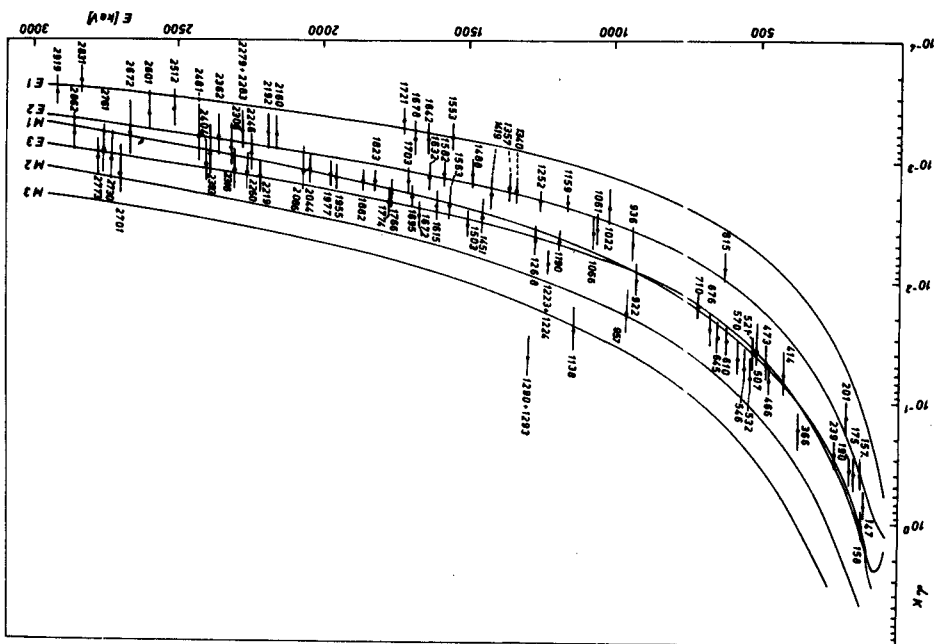


Рис. 4. Спектры гамма-гамма-совпадений $\text{NaJ(Tl)}-\text{Ge(Li)}$ с энергетическими участками 1 - 1200 - 1350 кэв, 2 - 1130 - 1250 кэв, 3 - 1450 - 1650 кэв, 4 - 1600 - 1800 кэв.

Рис. 5. Графическое сравнение КВК на К-оболочке с теоретическими значениями.



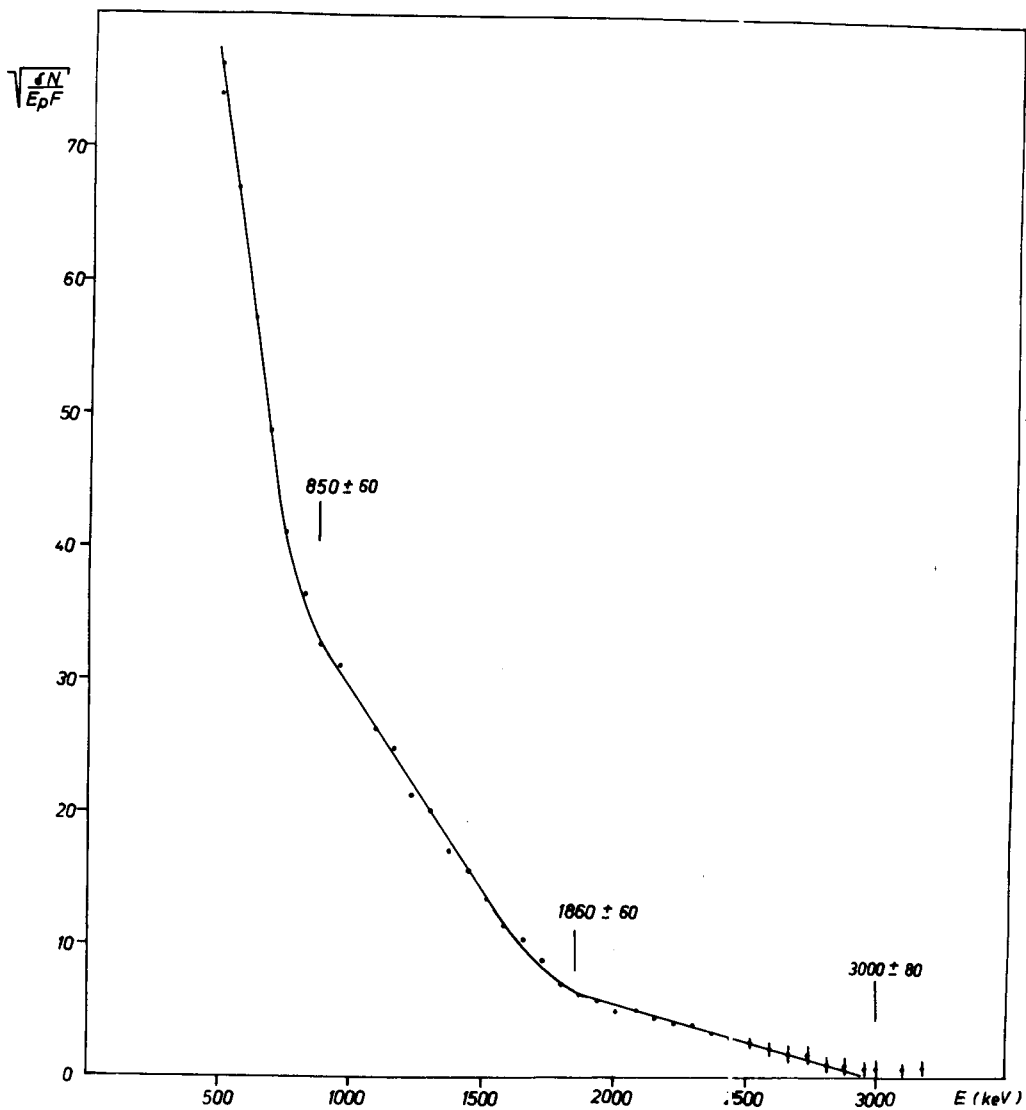


Рис. 6. График Ферми-Кюри позитронного спектра ^{176}Ta .

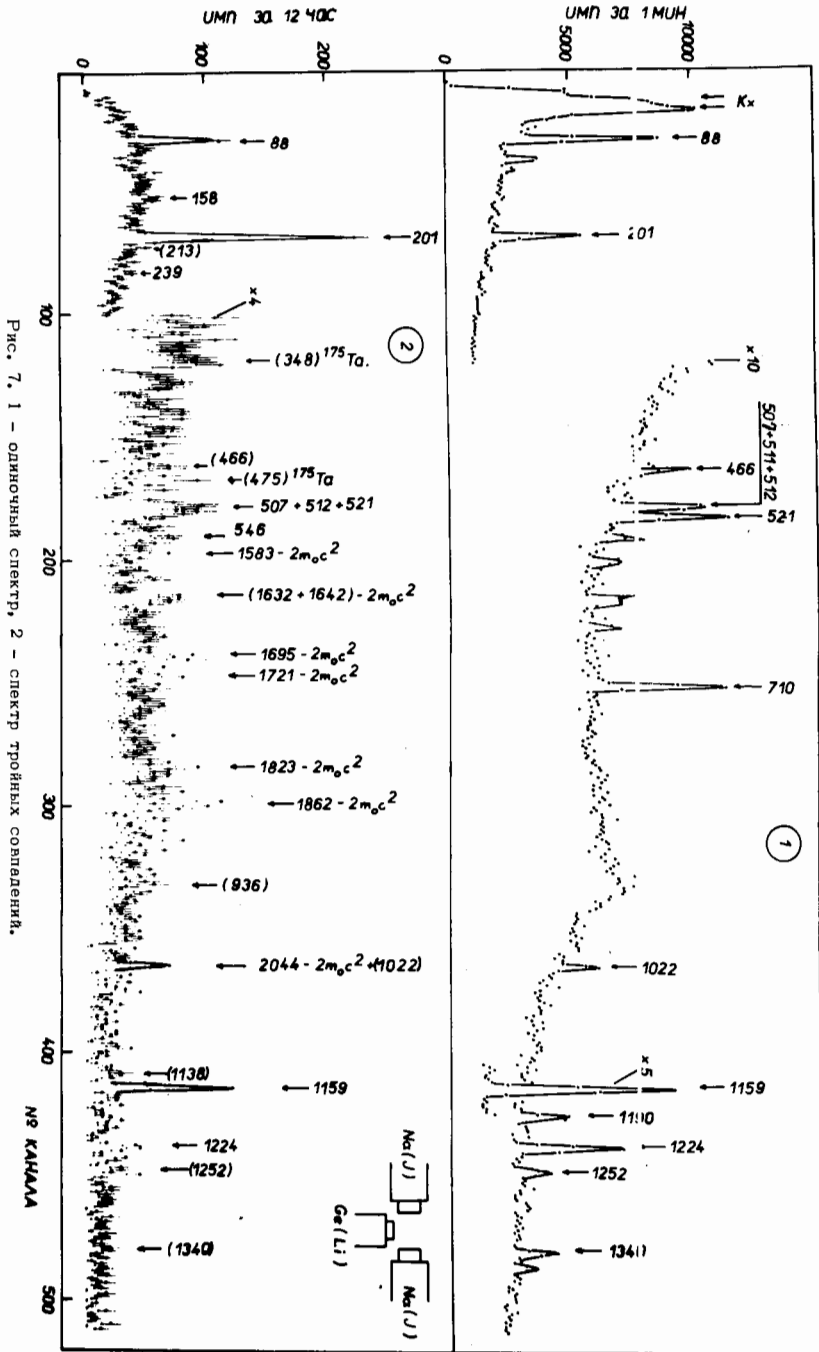


Рис. 7. 1 - одиночный спектр, 2 - спектр тройных совпадений.

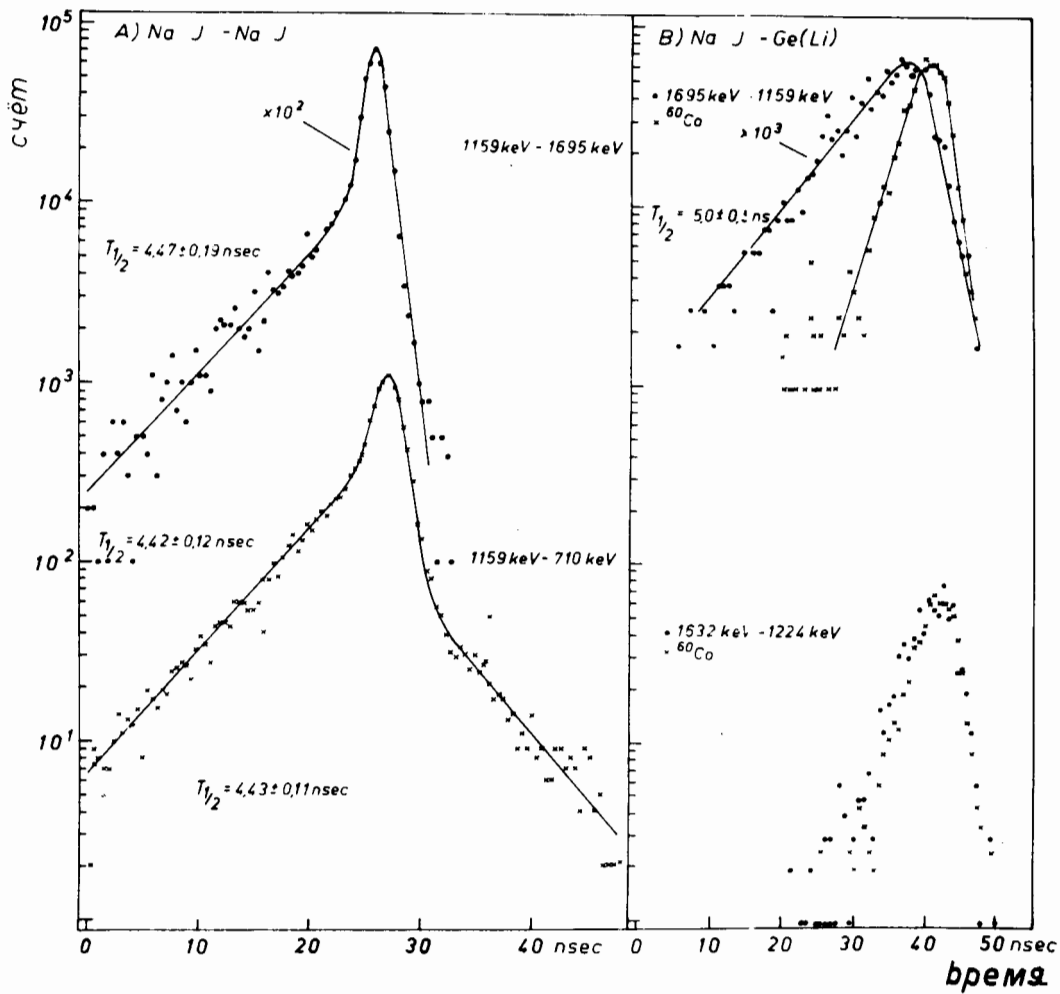


Рис. 8. Кривые временного анализа.

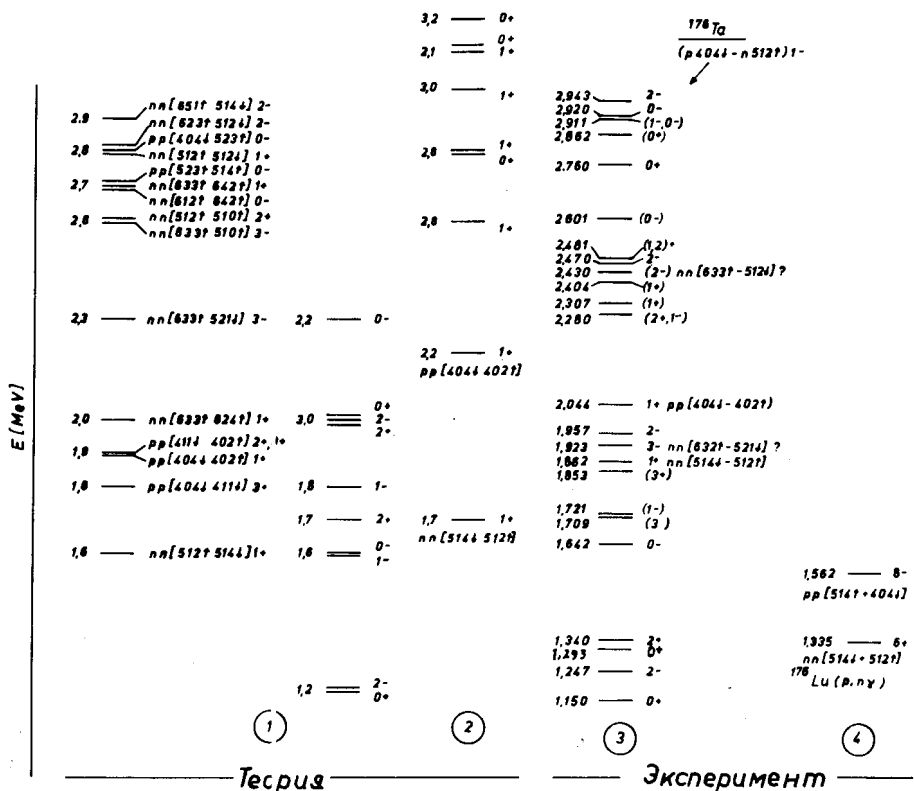


Рис. 9. Сравнение положения возбужденных уровней в ^{176}Lu с теоретическими расчётами. 1, 3 - данные настоящей работы, 2 - данные работы /22/, 4 - данные работы /2/.

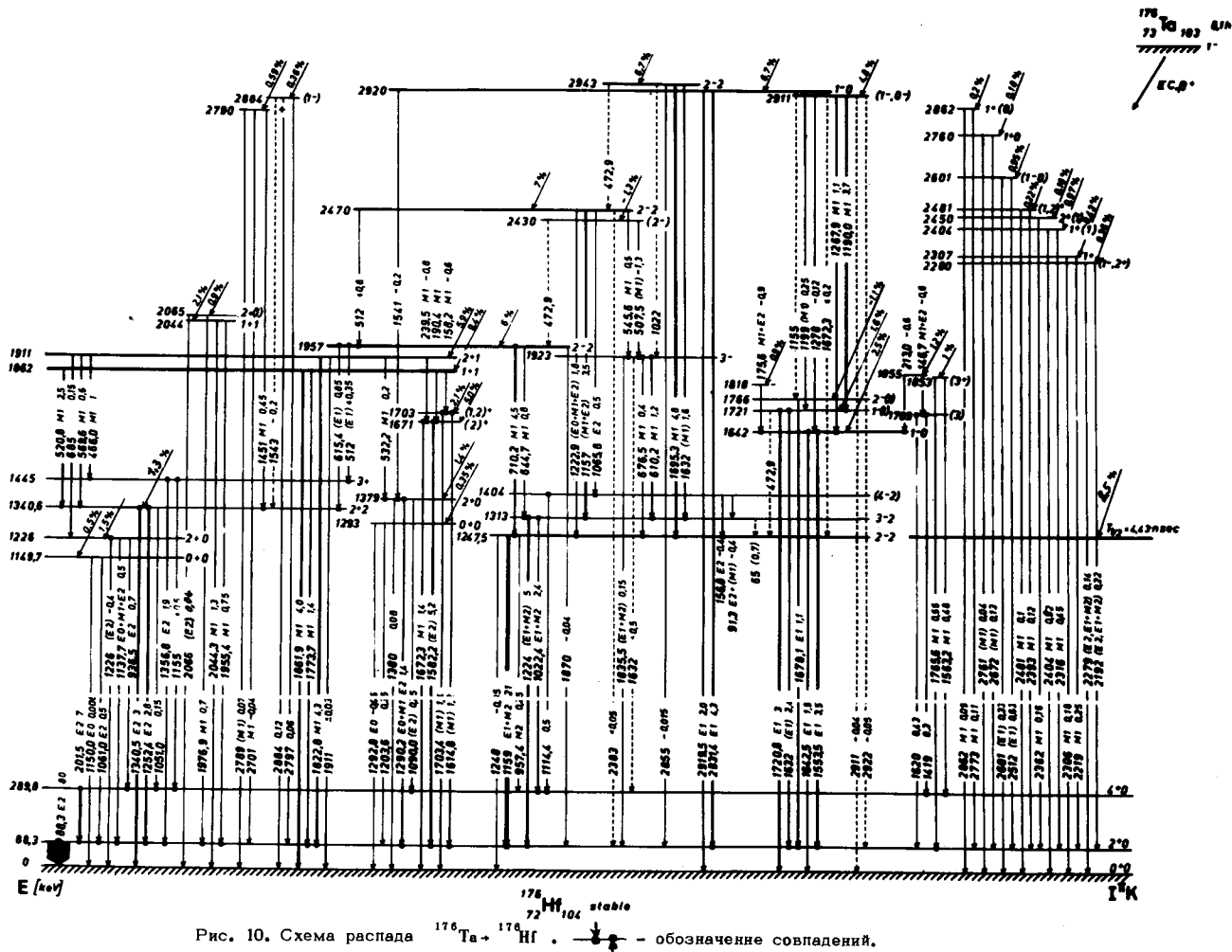


Рис. 10. Схема распада $^{176}\text{Ta} \rightarrow ^{176}\text{Hg}$ - обозначение совпадений.