

СТРУКТУРА ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ЭРБИЯ

Е.П.Григорьев

НИИ физики С.-Петербургского государственного университета, Санкт-Петербург

1. ВВЕДЕНИЕ	1496
2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ О СТРУКТУРЕ ЯДЕР ЭРБИЯ. КЛАССИФИКАЦИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ	1497
2.1. Общий подход	1497
2.2. Сферические ядра	1498
2.3. Вибрационные ядра	1498
2.4. Переходные ядра	1498
2.5. Деформированные ядра	1498
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ СОСТОЯНИЙ	1499
3.1. Кулоновское возбуждение	1499
3.2. Неупругое рассеяние нейтронов	1500
3.3. Реакция (n, γ)	1500
3.4. Реакции передачи нуклона	1500
3.5. Реакции (e, e') и (γ, γ')	1500
3.6. Разрешенный β -распад	1500
4. СТРУКТУРА ЯДЕР Er И ГРУПП ИЗОТОНОВ	1501
4.1. Ядро ${}_{68}^{150}\text{Er}_{82}$	1501
4.2. Ядро ${}_{68}^{152}\text{Er}_{84}$	1502
4.3. Ядро ${}_{68}^{154}\text{Er}_{86}$	1503
4.4. Ядро ${}_{68}^{156}\text{Er}_{88}$	1505
4.5. Ядро ${}_{68}^{158}\text{Er}_{90}$	1508
4.6. Ядро ${}_{68}^{160}\text{Er}_{92}$	1514
4.7. Ядро ${}_{68}^{162}\text{Er}_{94}$	1520
4.8. Ядро ${}_{68}^{164}\text{Er}_{96}$	1525
4.9. Ядро ${}_{68}^{166}\text{Er}_{98}$	1534
4.10. Ядро ${}_{68}^{168}\text{Er}_{100}$	1539
4.11. Ядро ${}_{68}^{170}\text{Er}_{102}$	1546
4.12. Ядро ${}_{68}^{172}\text{Er}_{104}$	1553
5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1557
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1558

СТРУКТУРА ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ЭРБИЯ

Е.П.Григорьев

НИИ физики С.-Петербургского государственного университета, Санкт-Петербург

Рассмотрена совокупность данных о ротационных полосах коллективных и двухквазичастичных состояний в группах четно-четных изотонов с $N = 88 \div 104$. Зависимость инерционных параметров, обратных моментам инерции, от спинов в полосах показывает как закономерности, общие для совокупности ядер с одинаковыми Z или N и одинаковым квантовым числом K , так и особенности каждого индивидуального ядра, где проявляется уникальное соотношение уровней. Результаты привели к подтверждению применимости квазичастично-вибрационной модели. Они позволили провести или уточнить идентификацию многих длинных полос.

All available data on rotational bands build on collective and two-quasiparticle levels in even-even isotones with $N = 88 \div 104$ are considered. Dependence of inertial parameters on spin values in these nuclei is deduced, and regularities common for bands in nuclei with the same Z or N are demonstrated. Also peculiarities concerned with anomalous relative position of some levels are discovered. As a whole, results of analysis of structure of nuclei considered confirm the validity of quasiparticle-vibrational model and make it possible to identify many long rotational bands.

1. ВВЕДЕНИЕ

Структура атомных ядер привлекает внимание физиков с 30-х годов 20-го столетия. По прошествии 70 лет достигнуты большие успехи в экспериментальном исследовании и в понимании типов движения нуклонов в ядре в рамках модельных представлений. Большая сложность проблемы привела к необходимости применить различные подходы к ядрам различного состава, четно-четным, с нечетным массовым числом, к нечетно-нечетным. Значительно отличаются ядра с заполненными оболочками и с заметным числом нуклонов сверх магических чисел.

В обзоре проводится рассмотрение четно-четных изотопов эрбия от ^{150}Er до ^{172}Er . В изотопах эрбия сохраняется граница между круглыми и деформированными ядрами при $N = 89$. Эта граница ярче всего выражена в ядрах Sm и Gd и смазывается при увеличении Z . Главное внимание мы обращаем на деформированные ядра. К ним относятся $^{158-172}\text{Er}$, включая пять стабильных изотопов с различной распространенностью в природе: ^{162}Er (0,136%), ^{164}Er (1,6%), ^{166}Er (33,6%), ^{168}Er (26,8%) и ^{170}Er (14,9%). Единственный стабильный нечетный изотоп ^{167}Er имеет распространенность 22,94%. Из этих данных вытекают экспериментальные возможности для изучения уровней этих ядер.

В данной работе использован большой библиографический материал. Основой послужили некоторые тома «Nuclear Data Sheets» [1]. Поскольку каждый том посвящен ядрам с несколькими четко указанными массовыми числами A (изобарам), то мы не даем ссылок на конкретный том. Принимались во внимание компиляции и обзоры [2–5]. Для деформированных ядер сравнение экспериментальных данных проводится с предсказаниями квазичастично-вибрационной модели, разработанной В.Г.Соловьевым и его сотрудниками. В [2] приведены результаты вычислений, и, если нет отдельных ссылок, то в тексте имеется в виду [2].

2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ О СТРУКТУРЕ ЯДЕР ЭРБИЯ. КЛАССИФИКАЦИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

2.1. Общий подход. Современные представления о структуре атомных ядер при не очень большой энергии возбуждения (до ~ 10 МэВ) основаны на протонно-нейтронном составе ядра и не связаны со сложной структурой нуклонов. В рассматриваемой области энергии выделяются частичные (двух- и четырехчастичные состояния в четно-четных ядрах) и коллективные состояния, к которым, в первую очередь, относятся мультипольные колебания. В деформированных ядрах особую роль играют коллективные вращательные состояния. Гамильтониан в адиабатическом приближении имеет вид суммы внутреннего H_{in} и вращательного H_{rot} членов, а волновая функция представляет произведение внутренней χ и вращательной D_{MK}^J части. Собственные значения энергии D -функции имеют вид $E = [\hbar^2/(2\mathcal{I})]J(J+1)$, что определяет закон для последовательности ротационных уровней в каждой полосе, связанной со своим внутренним состоянием χ . Отступления от этого закона обусловлены остаточным взаимодействием и являются предметом рассмотрения.

По мере роста энергии возбуждения ядра представления о разделении типов движения нуклонов делаются все более приближенными. Выражается это двояко.

1) Волновая функция «чистого» движения распределяется по нескольким реальным состояниям. Это, например, может проявляться по нескольким быстрым β -переходам с малыми значениями $\lg ft$ на ряд близких уровней. Явление фрагментации волновых функций возникает в других процессах, в частности, при разрядке двухфононных вибрационных состояний в деформированных ядрах $^{166,168}\text{Er}$.

2) «Смешивание» волновых функций в определенном состоянии Ψ заключается в представлении Ψ в виде суммы волновых функций «чистых» модельных состояний. Примерами служат смешанные волновые функции протонных и нейтронных состояний, которые определяют магнитные моменты,

промежуточные между протонными и нейтронными. Нередки случаи, когда один и тот же уровень проявляется в реакциях передачи протона и нейтрона.

Следствием из принятых утверждений является необходимость выявить один или несколько главных компонентов в волновой функции каждого состояния, пока энергия возбуждения сильно не возрастает, плотность уровней не очень велика и число этих компонентов не превышает двух или трех. Если эти условия не выполняются, то применяют с большим или меньшим успехом статистические подходы.

2.2. Сферические ядра. Изотопы ${}_{68}^{150}\text{Er}_{82}$ и ${}_{68}^{152}\text{Er}_{84}$ имеют заполненную нейтронную оболочку $N = 82$ или 2 нейтрона сверх нее. Для таких ядер проводятся расчеты в рамках какого-либо варианта модели оболочек.

2.3. Вибрационные ядра. ${}_{68}^{154}\text{Er}_{86}$ и изотоны с $N = 86$ рассматриваются как вибрационные. Их свойства описываются вибрационной моделью лучше, чем свойства других ядер (см. п. 4.3).

2.4. Переходные ядра. К переходным ядрам относятся изотоны с $N = 88$, включая ${}_{68}^{156}\text{Er}_{88}$, а также ряд ядер с $N = 90$ и более и изотопы Os и Pt, у которых энергия первого уровня больше 100–150 кэВ. Большие успехи в описании таких ядер достигнуты путем применения модели взаимодействующих бозонов, но этот метод не включен в наше рассмотрение.

2.5. Деформированные ядра. Деформированным ядрам уделено главное внимание в этом обзоре. Это 8 групп изотонов с $N = 90 \div 104$, в них входят ядра эрбия, о возбужденных состояниях которых имеется информация. Во всех ядрах известны ротационные полосы основных состояний. В эксперименте обычно измеряют последовательность переходов между уровнями иростовой полосы. Требуется внимательно посмотреть, где кончается полоса основного состояния и начинается полоса, где наблюдается «backbending», то есть, где имеет место резкое отступление от закона $E = AJ(J+1)$. В результате такого анализа было установлено, что в изотонах с $N = 90$ с полосами основного состояния пересекаются полосы, основанные на β -вибрационных уровнях.

Квадрупольные возбуждения характеризуются полосами с $K^\pi = 0^+$ и 2^+ , известными во всех ядрах. Особенности их поведения рассмотрены в каждом семействе, обращено внимание на взаимное влияние этих полос, приводящее к сигнатурному расщеплению.

Аналогичная систематика проведена для полос, связанных с октупольными возбуждениями ядер. Это полосы с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- . Низкое положение коллективных уровней приводит к возможности наблюдать «длинные» полосы, которые включают состояния с большими спинами.

Характер и структура двухквaziчастичных состояний определяется из данных о разрешенном β -распаде и из спектроскопических факторов в реакциях передачи нуклона. Нередки случаи, когда в реакциях с тяжелыми ионами наблюдаются члены полосы с большими спинами, а головной и ближайшие

к нему уровни не найдены или не идентифицированы. Метод аналогий при совместном рассмотрении полос разных ядер позволяет определить их квантовые числа K и структуру полос. В данной работе он принес положительные результаты.

Поскольку главное внимание обращено на деформированные ядра, то во многих случаях не только проводится систематика энергии уровней и переходов, но и рассматриваются инерциальные параметры A . Они обратно пропорциональны моменту инерции \mathcal{J} : $A = \hbar^2/2\mathcal{J}$. Значение A определяется по разности энергии пары соседних уровней с моментами J и $J - 1$: $\Delta E = E(J) - E(J - 1) = A \cdot 2J$, т.е. $A(J) = \Delta E/2J$. Анализируется поведение $A(J)$ в зависимости от спина J .

В полосах основных состояний наблюдаются только уровни с четными спинами, а в полосах с $K^\pi = 0^-$ — только с нечетными спинами. Здесь $\Delta E = E(J) - E(J - 2)$ и $A^+(J) = \Delta E/2(2J - 1)$ для уровней с четными спинами, и по этой же формуле определяются $A^-(J)$ для уровней с нечетными спинами. Для полных полос имеет смысл рассматривать A^+ и A^- в тех случаях, когда имеется сигнатурное расщепление полосы.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ СОСТОЯНИЙ

3.1. Кулоновское возбуждение. При облучении ядер заряженными частицами p, d, α с небольшими энергиями происходит кулоновское возбуждение коллективных состояний в этих ядрах. Вероятность процесса резко падает с ростом энергии возбуждения, поэтому проявляются низкие уровни в нижних ротационных полосах. С увеличением энергии ионов они все глубже могут проникать в ядро, взаимодействуя с отдельными нуклонами через ядерные силы, и возбуждать более высокие уровни. Но они в значительной степени коллективные, так как роль кулоновского взаимодействия остается очень важной в процессе неупругого рассеяния ионов.

Использование α -частиц и более тяжелых ионов приводит к многократному кулоновскому возбуждению ядра, к проявлению состояний с большими спинами. При этом остается важное ограничение: проявляются состояния налетающих ионов или ядер мишени, т.е. имеющихся в природе нуклидов. В связи с появлением установок, дающих пучки радиоактивных ионов, возможно их возбуждение в столкновениях с ядрами мишени.

При столкновениях тяжелых ионов (ТИ), имеющих большую энергию, наблюдаются ядерные реакции с вылетом протонов и нейтронов (ТИ, *xpyn*). Конечное ядро в этих процессах оказывается с большим угловым моментом — до $50\hbar$ и более. Так как вылет протона из ядра из-за кулоновского барьера менее вероятен, чем вылет нейтрона, то возбужденным оказывается

нейтронодефицитное ядро, и метод оказывается непригодным для исследования нейтроноизбыточных, даже стабильных нуклидов.

3.2. Неупругое рассеяние нейтронов. На мишенях из стабильных ядер проводятся опыты по неупругому рассеянию нейтронов. Их энергия должна превышать энергию уровня, который желательно возбудить, чтобы определить его свойства, спин и пути разрядки. Используют квазимонохроматические нейтроны из реакции $d(t, \alpha)n$ или быстрые нейтроны реактора. Из-за малых сечений реакции требуются достаточно массивные мишени — 10–20 г стабильного изотопа. Получить в таком количестве изотоп ^{162}Er не удалось, так как его распространенность в природе составляет 0,136 %. Это определяет высокую стоимость обогащенного ^{162}Er . Имеются данные об уровнях $^{164-170}\text{Er}$ из реакций $(n, n'\gamma)$ [6, 7].

3.3. Реакция (n, γ) . Реакция (n, γ) использовалась только для исследования ^{168}Er , так как стабилен только нечетный изотоп ^{167}Er . Большой выход γ -излучения позволил применить самую точную аппаратуру, кристалл-дифракционные и трехкристалльные γ -спектрометры и β -спектрометры с высоким разрешением. Уточненные данные о спинах уровней и их четности получены при использовании фильтрованных нейтронов с энергий 2 и 24 кэВ.

3.4. Реакции передачи нуклона. В этих реакциях к ядру мишени добавляется один протон или нейтрон или из него вырывается нуклон. При этом образуется двухчастичное состояние в четно-четном ядре, а один из неспаренных нуклонов имеет те же характеристики, что и нечетный нуклон в ядре мишени. Состояние другого нуклона определяется по выходу данного состояния и угловому распределению продуктов реакции. Этим методом исследованы $^{166,168}\text{Er}$. Используются мишени $^{167}\text{Er}, n 7/2^+ 633\uparrow$ и $^{165}\text{Ho}, p 7/2^- 523\uparrow$.

3.5. Реакции (e, e') и (γ, γ') . В реакциях неупругого рассеяния электронов и резонансного рассеяния γ -квантов проявляются в первую очередь состояния с $J = 1$, которые возбуждаются дипольными переходами из основного состояния 0^+ . Уровни с $J = 1$ и с большими приведенными вероятностями разрядки $B(\sigma 1; 1 \rightarrow 0^+)$ расположены в деформированных ядрах при $E \sim \sim 3$ МэВ.

3.6. Разрешенный β -распад. В области редкоземельных деформированных ядер β^- - и β^+ -переходы с малыми значениями $\lg ft \leq 5$ происходят при превращениях $p523\uparrow \leftrightarrow n523\downarrow$ или $p514\uparrow \leftrightarrow n514\downarrow$. На краях области деформации встречаются превращения $p532\uparrow \leftrightarrow n532\downarrow$ и $p505\uparrow \leftrightarrow n505\downarrow$. Пользуясь схемой Нильссона и имея β -распад с $\lg ft \sim 5$, мы однозначно определяем структуру начального и конечного состояний. Как указано выше, при этом выделяется главный компонент волновой функции возбужденного состояния, а его вес, то есть фрагментация, не определяется.

4. СТРУКТУРА ЯДЕР Er И ГРУПП ИЗОТОНОВ

4.1. Ядро ${}^{150}_{68}\text{Er}_{82}$. В очень легком нуклиде эрбия ${}^{150}\text{Er}$, $T = 18,5$ с, с магическим числом нейтронов $N = 82$ в эксперименте наблюдалась полоса основного состояния с $J^\pi = 0^+ - 16^+$ (см. рис. 1). Положение уровней $0^+ - 10^+$ характерно для ядер с заполненной оболочкой, где имеет место сближение уровней по мере увеличения углового момента. Наиболее полное теоретическое объяснение наблюдаемой полосы проведено в [8]. В первоначальных вычислениях [9] структура полосы была принята $ph_{11/2}^4$. Улучшение модели, сделанное в [8], связано с представлением о независимом движении протонных пар. В предположении о структуре $(ph_{11/2}^2)_J \otimes (ph_{11/2}^2)_{0^+}$ нашло хорошее объяснение положение уровней $0^+ - 10^+$ как в ${}^{150}\text{Er}$, так и в ${}^{148}\text{Gd}_{82}$. Следующая полоса с $J^\pi = 12^+, 14^+, 16^+$ связана со структурой $(ph_{11/2}^2)_{10^+} \otimes (ph_{11/2}^2)_{2^+, 4^+, 6^+}$. Энергия уровней хорошо воспроизводится расчетом (рис. 1).

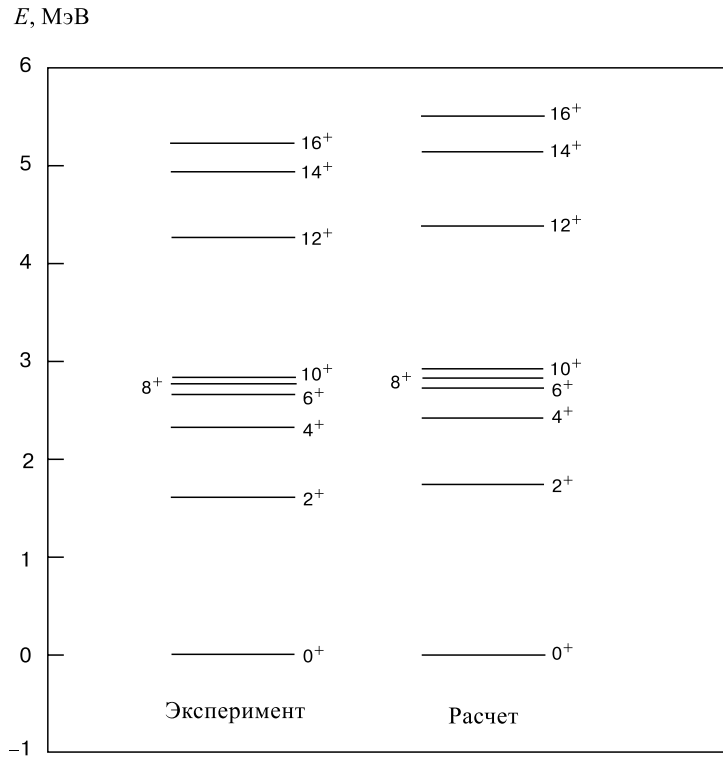


Рис. 1. Энергия уровней ${}^{150}\text{Er}$. Расчетные значения получены по модели оболочек с полным базисом

4.2. Ядро $^{152}_{68}\text{Er}_{84}$. Наблюдаемые возбужденные уровни ^{152}Er имеют положительную четность и угловые моменты до $J = 18$. Объяснение структуры содержится в [8], как и ^{150}Er в рамках модели оболочек и в предположении о независимом движении пар нуклонов в полном модельном пространстве (рис. 2). Близкий результат был получен в представлении простых конфигураций модели оболочек [10]. Главной из них оказалась конфигурация $ph_{11/2}^4 \otimes nf_{7/2}^2$, роль вклада других компонентов учтена в [8], где отмечено, что, хотя они мало влияют на энергию возбуждения, но от них сильно зависит вероятность $E2$ -переходов или сила Гамова–Теллера. Данные о значениях этих наблюдаемых величин служат для выбора более адекватной модели.

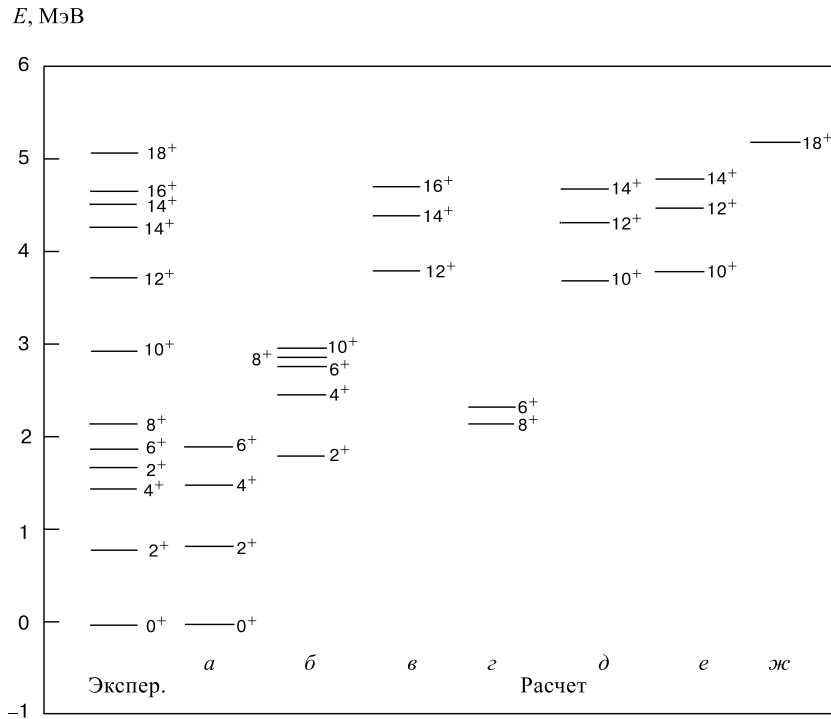


Рис. 2. Энергия уровней ^{152}Er . Расчетные значения получены по модели оболочек с полным базисом. Буквы соответствуют разным конфигурациям полос

Заметное различие спектров ^{150}Er и ^{152}Er связано с включением добавочной пары нейтронов. Как указывают авторы [8], учет еще одной пары сверх остова приводит к пока еще непреодолимым вычислительным трудностям, поэтому еще нет расчета структуры $^{154}\text{Er}_{86}$.

4.3. Ядро ${}^{154}_{68}\text{Er}_{86}$. Изотоп ${}^{154}\text{Er}$, $T=3,68$ мин, относится к вибрационным ядрам, как и другие изотопы с $N = 86$. Он испытывает электронный захват и β^+ -распад при разности энергий ${}^{154}\text{Er}$ и ${}^{154}\text{Ho}$, равной 2032 кэВ, α -распад с $E_\alpha = 4279$ кэВ составляет 0,47 % от числа распадов. Возбужденные уровни ${}^{154}\text{Er}$ исследовались при β^+ -распаде и электронном захвате двух изомеров ${}^{154}\text{Tm}$:

1) $T = 3,30$ с, $J^\pi = 9^+$, $Q = 8230$ кэВ, при этом нижние уровни 8^+ с $E = 2329,5$ и $2583,6$ кэВ заселяются β^+ -распадом с $\lg ft = 4,6$ и $5,0$, что исключает влияние K -запрета;

2) $T = 8,1$ с, $J^\pi = (2^-)$, $Q = 8230$ кэВ. На основное состояние происходит α -распад ${}^{158}\text{Yb}$, $T = 1,57$ мин, 0,003 %. Многие уровни проявились в реакциях с тяжелыми ионами.

Последовательность уровней полосы основного состояния ${}^{154}\text{Er}$. В табл. 1 приведены данные об энергии уровней с последовательно возрастающими спинами в ${}^{152}\text{Dy}$, ${}^{154}\text{Er}$ и ${}^{156}\text{Yb}$, а на рис. 3 дана зависимость разности энергий соседних уровней $\Delta E = E(J) - E(J-2)$ от J . Как видно, значения ΔE находятся в диапазоне $540 \div 700$ кэВ, и не видно определенной тенденции изменения ΔE . Это характерно для ядер, которые можно описать в рамках вибрационной модели.

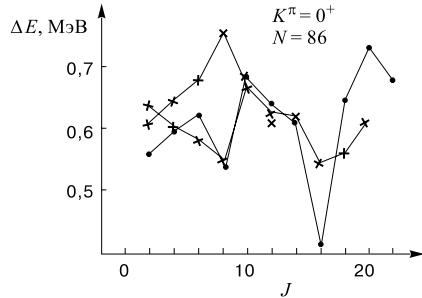


Рис. 3. Разности энергий уровней с четными J $\Delta E = E(J) - E(J-2)$ в изотонах с $N = 86$: (+) ${}^{152}\text{Dy}$, (●) ${}^{154}\text{Er}$, (×) ${}^{156}\text{Yb}$

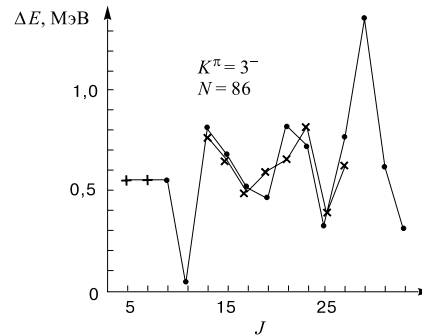


Рис. 4. Разности энергий уровней с нечетными J $\Delta E = E(J) - E(J-2)$ в изотонах с $N = 86$: (+) ${}^{152}\text{Dy}$, (●) ${}^{154}\text{Er}$, (×) ${}^{156}\text{Yb}$

Последовательность уровней с отрицательной четностью. В вибрационных ядрах нижний уровень с отрицательной четностью обычно имеет спин $J = 3$. Состояния с $J = 3$ рассматриваются как нижний однофононный октупольный уровень, его энергия в соответствии с предсказаниями вибрационной модели заметно превышает энергию однофононного квадрупольного состояния с $J^\pi = 2^+$. Такой уровень 3^- наблюдался в ${}^{152}\text{Dy}$, а к полосе отнесены состояния с $J^\pi = 5^-$ и 7^- (табл. 2). В ядрах ${}^{154}\text{Er}$ и ${}^{156}\text{Yb}$ не

Таблица 1. Последовательность уровней полосы основного состояния в изотопах с $N = 86$

Ядро \ J		2/12/22	4/14	6/16	8/18	10/20	
^{152}Dy	E	613,8	1261,2	1944,6	2703,2	3396,0	
	ΔE	613,8	647,4	683,4	758,6	692,8	
	E	4029,9	4652,2	5198,7	5764,5	6373,5	
	ΔE	633,9	622,3	546,5	565,8	615,0	
^{154}Er	E	560,8	1162,2	1787,6	2329,5	3016,0	
	ΔE	560,8	601,4	625,4	541,9	686,5	
	E	3655	4274	4678	5328	6063	
	ΔE	639	619	404	650	735	
	E	6745					
	ΔE	682					
	^{156}Yb	E	636,4	1143,7	1728,5	2272,6	2956,5
		ΔE	536,4	607,3	584,8	544,1	683,9
E		3571,0					
ΔE		614,5					

Таблица 2. Последовательность уровней полосы с отрицательной четностью в изотопах с $N = 86$

Ядро \ J		3/15/27	5/17/29	7/19/31	9/21/33	11/23	13/25	
^{152}Dy	E	1227,6	1782,0	2342,7	2906,0			
	ΔE	–	554,4	560,7	563,3			
^{154}Er	E	–	1896	2461	3014	3025	3830	
	ΔE	–	–	565	553	11	805	
	E	4499	5006	5462	6289	7015	7334	
	ΔE	669	507	456	827	726	319	
	E	8106	9475	10108	10429			
	ΔE	772	1369	633	321			
	^{156}Yb	E	–	–	–	–	3028,3	3815,8
		ΔE	–	–	–	–	–	787,5
E		4475,1	4975,1	5575,7	6222,6	7029,3	7405,0	
ΔE		659,3	500,0	600,6	646,9	806,7	375,7	
E		8029,2						
ΔE		624,2						

известны состояния 3^- , но наблюдалась последовательность уровней с большими спинами (табл. 2). Разности их энергий приведены на рис. 4. Отметим особенности этих полос: 1) средняя энергия ΔE составляет 0,5–0,6 МэВ; 2) разброс значений ΔE велик; 3) наблюдается поразительная аналогия в

зависимости ΔE от J всех трех ядер. Требуется объяснение приведенного графика.

4.4. Ядро $^{156}_{68}\text{Er}_{88}$. Ядро ^{156}Er с $N = 88$, $T = 19,5$ мин относится к переходным ядрам, которые проявляют свойства вибрационного и ротационного характера. Признак переходного ядра — низкое положение первого уровня 334,6 кэВ, 2^+ и наличие триплета уровней 660,8, 0^+ , 746,7 4^+ и 905,2 кэВ, 2^+ . Однако близко расположены состояния 1027,0, 2^+ , 1057,7 кэВ, 0^+ , что не свойственно вибрационной модели.

Основное состояние ^{156}Er распадается на уровни дочернего ^{156}Ho путем β^+ -распада и электронного захвата. В 1996 г. в Дубне была обнаружена слабая ветвь α -распада с $E_\alpha = 3450(15)$ кэВ и $I_\alpha = 1,2(3)10^{-5}\%$ [11].

Исследование уровней ^{156}Er проводилось в ядерных реакциях с тяжелыми ионами и в β -распаде ^{156}Tm , $T = 83,8$ с, $J^\pi = 2^-$, $Q_\beta = 7300$ кэВ. Из-за малой деформации ^{156}Tm трудно приписать этому ядру асимптотические квантовые числа. Имеется изомерное состояние ^{156}Tm , но нет данных о его характеристиках, энергии и способах распада.

Полоса основного состояния ^{156}Er . Отношение энергии первых уровней с $J^\pi = 4^+$ и 2^+ , 2,31 ближе к теоретическому вибрационному пределу 2,0, чем к ротационному 3,33. В табл. 3 даны значения энергии уровней полосы и сравнение с полосами других изотонов. Те же данные иллюстрирует рис. 5, на котором наглядно виден ход уровней в полосах в зависимости от Z . Спектр ^{156}Er укладывается в общую закономерность. На рис. 6 показана зависимость инерционных параметров A^+ от спина J . Видно, что, начиная с $J = 14$, значения A^+ оказываются характерными для вращательных полос деформированных ядер. Близок ход A^+ соседнего изотона ^{158}Yb .

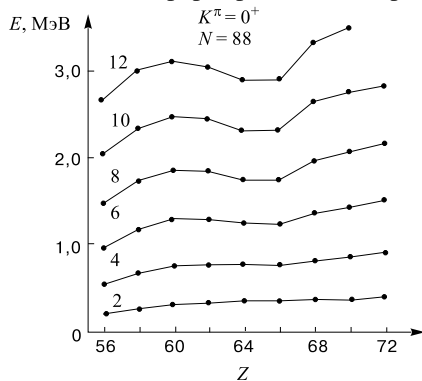


Рис. 5. Зависимость от Z энергии уровней полосы основного состояния в изотонах с $N = 88$

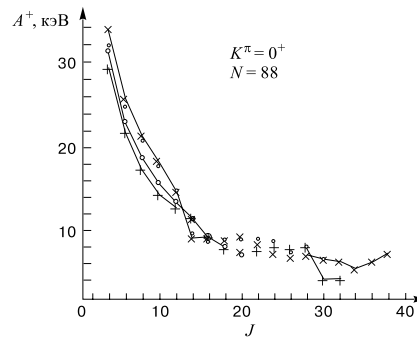
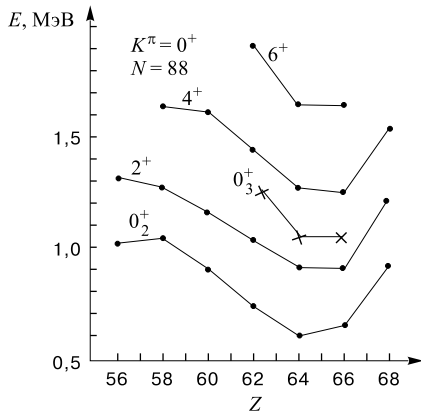
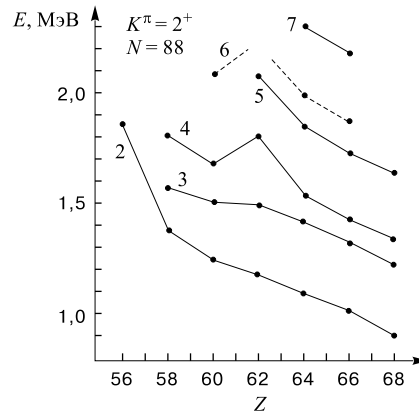


Рис. 6. Инерционные параметры полос основных состояний: (o) ^{150}Sm , (+) ^{154}Dy , (●) ^{156}Er , (x) ^{158}Yb

Таблица 3. Энергия уровней полос основных состояний ^{156}Er и изотонов с $N = 88$

J	56	58	60	62	64	66	68	70	72
	Ba	Ce	Nd	Sm	Gd	Dy	Er	Yb	Hf
2	199,3	258,5	301,6	333,9	344,3	334,6	344,5	358,2	389,6
4	530,2	668,3	753,2	755,2	755,4	746,7	797,4	835,2	898,5
6	961,9	1171,2	1281,8	1278,8	1227,3	1223,7	1340,9	1403,5	1493,7
8	1471,2	1736,9	1857,9	1836,9	1746,7	1747,3	1959,2	2046,6	2147,8
10	2044,9	2351,5	2472,0	2433,0	2300,4	2304,3	2634,7	2743,5	2815,0
12	2667,5	3012,9	3107,2	3048,2	2883,7	2893,0	3317,2	3426,2	—

Полоса ^{156}Er на возбужденном состоянии с $J^\pi = 0^+$. В ^{156}Er известен возбужденный уровень 930,35 кэВ, 0^+ и два его ротационных спутника. На рис. 7 показана систематика полос в изотонах с $N = 88$. Наблюдается плавный ход головных уровней с $J^\pi = 0^+$ и соответствующих состояний с $J^\pi = 2^+, 4^+$ и 6^+ .

Рис. 7. Положение уровней $0^+ - 6^+$ второй полосы (точки) и 0^+ третьей полосы с $K^\pi = 0^+$ в ядрах с $N = 88$ Рис. 8. Положение уровней γ -полос в изотонах с $N = 88$

Гамма-полоса в ^{156}Er . В ^{156}Er известны 4 состояния, которые можно отнести к γ -полосе. На рис. 8 показано, что существует плавная зависимость хода уровней γ -полос в изотонах с $N = 88$. Проявляется сигнатурное расщепление полос в Gd, Dy и Er.

Полоса с $K^\pi = 0^-$. В изотонах с $N = 88$, включая ^{156}Er , наблюдались довольно длинные полосы, аналогичные полосам с $K^\pi = 0^-$ в деформированных ядрах. Однако в изотонах Nd – Er уровень с $J^\pi = 3^-$ расположен ниже, чем 1^- (рис. 9). Эту инверсию нельзя объяснить смешиванием Кориолиса, видимо, она связана с малой неустойчивой деформацией.

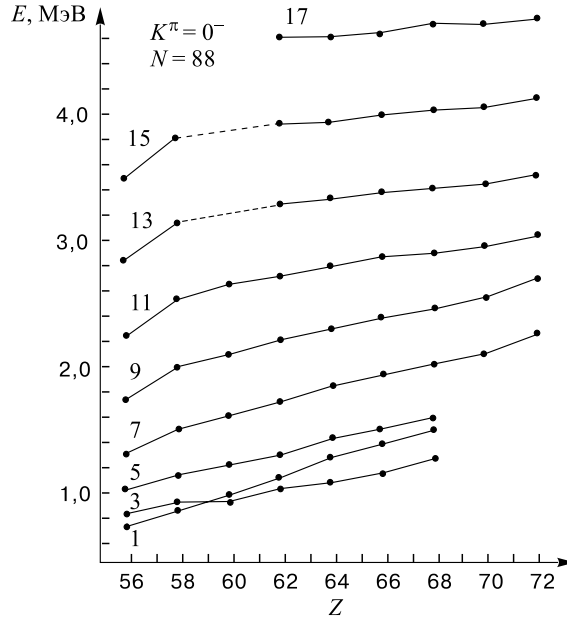


Рис. 9. Положение уровней полос с $K^\pi = 0^-$ в изотонах с $N = 88$

Из рис. 9 можно сделать вывод, что известная длинная полоса в ^{158}Yb имеет те же характеристики $K^\pi = 0^-$, что и в других изотонах. Она не была идентифицирована ни в оригинальных работах, ни в [1]. Требуется поиск членов этой полосы с $J^\pi = 1^-, 3^-, 5^-$.

Аналогичный вывод следует сделать о единственной наблюдаемой полосе с отрицательной четностью в ^{160}Hf , которая начинается уровнем 2255,5 кэВ, 7^- и прослеживается до уровня 7000,7 кэВ, 23^- .

Приписание в NDS [1] $K^\pi = 1^-$ полосе в ^{154}Dy следует заменить на $K^\pi = 0^-$ в соответствии с систематикой (рис. 9).

Длинные полосы с отрицательной четностью. В ^{156}Er имеются две последовательности уровней с отрицательной четностью, которые можно рассматривать как полосу с сигнатурным расщеплением на две ветви. Применяя к ним представления о ротационных полосах, мы получили параметры A^+ и A^- (рис. 10). Их поведение в зависимости от спина J оказалось очень

близким, что оправдывает интерпретацию этой полосы с нижним уровнем 2206 кэВ, 6^- как полосу с $K^\pi = 4^-$. К полосе, наблюдаемой в реакциях с тяжелыми ионами, следует добавить уровень 1814,48 кэВ, 4^- и приписать всей последовательности $K^\pi = 4^-$.

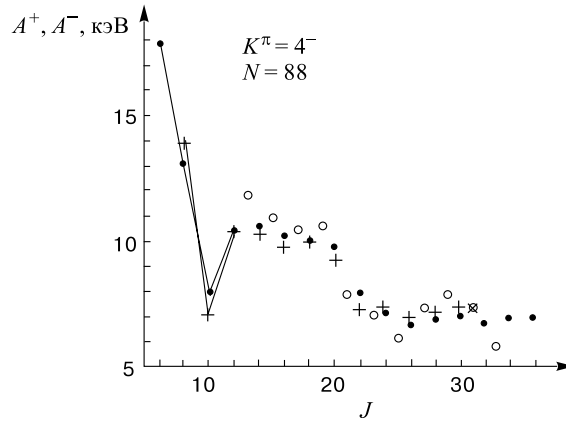


Рис. 10. Инерционные параметры уровней длинных полос с $K^\pi = 4^-$ в ^{165}Er (●) и в ^{158}Yb (×)

Удивительное сходство с поведением рассмотренной полосы показывает наблюдаемая последовательность уровней в ^{158}Yb , которая начинается с уровней 2230,2 кэВ, 6^- и 2121,4 кэВ, 7^- (рис. 10). По-видимому, полосы в обоих ядрах имеют близкую природу и структуру.

В поведении A^+ и A^- следует отметить резкий спад в области $J = 6 - 10$ и спад при $J = 20 - 24$. Вызывает удивление выпадение из плавного хода точек при $J = 10$. Если бы эффект наблюдался в одном ядре, то можно было бы допустить ошибку в опыте или в интерпретации данных. Выпадение точек в обоих ядрах следует объяснить физическими причинами. Отметим, что аналогичное нарушение плавности хода инерциальных параметров обнаружено в других семействах изотонов.

4.5. Ядро $^{158}_{68}\text{Er}_{90}$. Радиоактивный нуклид ^{158}Er , $T=2,24$ ч возбуждался в реакциях с тяжелыми ионами при β^+ -распаде и электронном захвате ^{158}Tm , $T=3,98$ мин, $J^\pi = 2^-$, $p411\downarrow + n521\uparrow$ или $p523\uparrow - n651\uparrow$, $Q(\text{э.з.}) = 6530(100)$ кэВ.

Расположенные на границе деформированных и переходных ядер изотопы с $N = 90$, особенно ^{152}Sm и ^{154}Gd , изучались очень подробно. Об их структуре накоплен большой материал. В него вносят свой вклад и данные о возбужденных уровнях ^{158}Er . Была устранена трудность в понимании β -распада $^{158}\text{Er} \rightarrow ^{158}\text{Ho}$. На электростатическом β -спектрометре наблюда-

лись линии интенсивного γ -перехода с $E=7,7$ кэВ в ^{158}Ho [12]. При этом β -переход с $\lg ft \sim 5$ был направлен на уровень 1^+ , а не 1^- , и он попал в диапазон *au* β -переходов.

Таблица 4. Полосы основных состояний в ^{158}Er и изотопах с $N = 90$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2^+)$	2/16	4/18	6/20	8/22	10/24	12/26	14/28
^{146}Ba	181,05	30,25 8,78	23,74	20,21	17,47	14,98	12,62	10,38
^{148}Ce	158,45	26,41	21,12	17,57	15,04	13,17	11,67	10,37
^{150}Nd	130,21	21,70	17,95	15,44	13,65	12,34	11,30	
^{152}Sm	121,78	20,28 10,10	17,28	15,47	13,95	12,73	11,72	10,49
^{154}Gd	123,07	20,51 10,12	17,70 9,75	15,76 8,91	14,23 8,57	12,96 8,24	11,91 7,46	10,97
^{156}Dy	137,83	22,97 10,25	19,02 9,36	16,65 8,73	14,85 8,30	13,41 8,04	12,19 7,86	11,15 7,71
^{158}Er	192,15	32,03 10,51	23,43 9,26	20,14 8,97	17,44	15,24	13,22	12,84
^{160}Yb	243,1	40,60	28,26	23,14	19,65	16,77	13,24	
^{162}Hf	285,0	47,50	31,75	25,61	21,57	18,30	11,96	

Таблица 5. Энергия возбужденных уровней с $K^\pi = 0^+$ в ^{158}Er и в изотопах с $N = 90$

Ядро	0^+0_2	2^+0_2	$A^+(2)$	$A^+(4)$	0^+0_3	2^+0_3	$A^+(2)$
^{146}Ba	1052,5	—	—	—	—	—	—
^{150}Nd	675,37	850,66	29,22	20,51	—	—	—
^{152}Sm	684,70	810,45	20,96	15,68	1082,85	1292,76	34,98
^{154}Gd	680,66	815,48	22,47	16,58	1295,47	1418,14	20,44
^{156}Dy	675,89	828,71	25,70	18,49	—	1447,38	—
^{158}Er	806,38	989,08	30,35	19,16	1386,9	1570,2	30,55
^{160}Yb	1085	1293	—	—	—	—	—

Полоса основного состояния ^{158}Er . Форма ядра в основном состоянии определяется энергией первого уровня. По $E(2^+)^{152}\text{Sm}$ и ^{154}Gd (табл. 4) отнесены к деформированным ядрам, а $E(2^+) = 192,15$ кэВ для ^{158}Er и 285,0 кэВ для ^{162}Hf не дает для этого веских оснований. Для уровней 2^+ значения $A^+(2)$ изменяются в пределах от 20 до 50 (табл. 4). По мере роста

J значения A^+ уменьшаются, сближаются и при $J > 12$ становятся такими же, как в середине области деформации. Расхождения A^+ для разных изотопов находятся в пределах 5%, что близко к критерию, по которому уровни рассматриваются как идентичные [13]. На рис. 11 показан ход $A^+(J)$ в разных изотопах с $N = 90$. Скачки и нерегулярности на рисунке соответствуют пересечению полос или другим причинам.

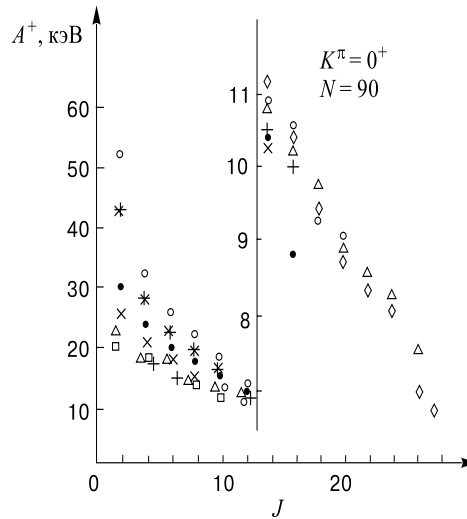


Рис. 11. Инерционные параметры полос основных состояний в изотопах с $N = 90$: (●) Ba, (×) Ce, (□) Nd, (+) Sm, (△) Gd, (◇) Dy, (○) Er, (*) Yb, (0) Hf

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$. В ^{158}Er и других изотопах с $N = 90$ наблюдались довольно низкие возбужденные состояния с $K^\pi = 0^+$. В табл. 5 приведены данные об уровнях 0^+ и их ротационных сателлитах 2^+ . Имеются очень интересные особенности этих ядер. Практически только в ядрах с $N = 90$ нижние полосы с $K^\pi = 0^+$ можно отнести к классу довольно чистых β -вибрационных полос. Только здесь их энергия очень низка и близка к энергии γ -вибрационных уровней, как это следует из адиабатической модели. Для этих уровней параметр Расмуссена $X = B(E0)/B(E2)$ близок к значению 0,4, как предсказывает эта модель для β -вибрационных уровней. В большинстве других ядер эти условия не соблюдаются, и только условно называют β -вибрационными нижние возбужденные полосы с $K^\pi = 0^+$, не вкладывая в это название смысл вибрационной модели.

Имеется еще одна особенность β -вибрационных полос. Их ротационные уровни расположены близко к иррастовой линии и заселяются в реакциях с тяжелыми ионами. Первый «backbending» обусловлен пересечением полос

основного и β -вибрационного состояний, как это было впервые показано в книге [3]. Такой вывод было непросто сделать из-за отсутствия ряда уровней в β -полосах. На рис. 12 видно, что в ^{158}Er уровни с $J = 0, 2, 4$ и с $J > 12$ относятся к одной полосе.

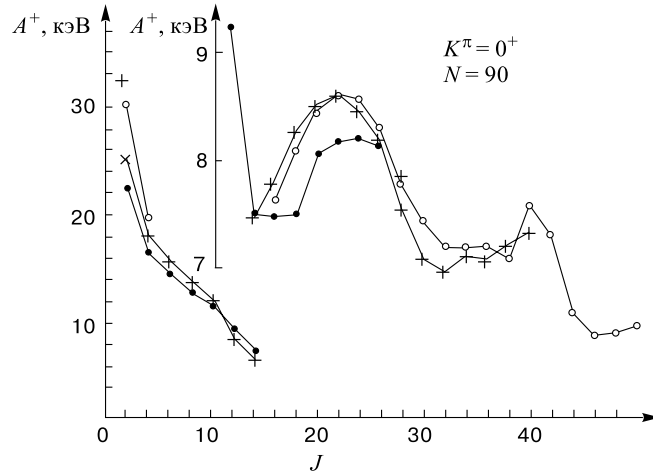


Рис. 12. Инерционные параметры β -вибрационных полос в изотонах с $N = 90$: (●) ^{154}Gd , (×) ^{156}Dy , (○) ^{158}Er , (+) ^{160}Yb

Таблица 6. Энергия головных уровней γ -вибрационных полос в ^{158}Er и изотонах с $N = 90$

Ядро	^{146}Ba	^{148}Ce	^{150}Nd	^{152}Sm	^{154}Gd	^{156}Dy	^{158}Er
$E(2^+)$	1115,2	989	1061,95	1085,88	996,25	890,7	820,12

Гамма-вибрационные полосы в ^{158}Er и изотонах с $N = 90$. Во всех изотонах с $N = 90$ головные уровни γ -полос расположены довольно низко, при энергии $0,8 \div 1,1$ МэВ (табл. 6). Положение ротационных уровней в полосе ^{158}Er отличается от положения в остальных ядрах, где сигнатурное расщепление довольно мало, различие A для соседних пар уровней не превышает 3 кэВ. В ^{158}Er это различие в три раза больше (рис. 13). Одной из возможных причин может быть большое отступление формы ^{158}Er от формы эллипсоида вращения, его неаксиальность.

Уровни с $K^\pi = 0^-$. В табл. 7 приведены данные об энергии головных уровней 1^- полос с $K^\pi = 0^-$ и инерционные параметры этих полос. Сведения о низкоспиновых уровнях ^{158}Er скудны, они получены только при

изучении распада ^{158}Tm . Нижний известный уровень 1^- имеет энергию 1418,7 кэВ, его можно было бы отнести к полосе с $K^\pi = 0^-$, но при

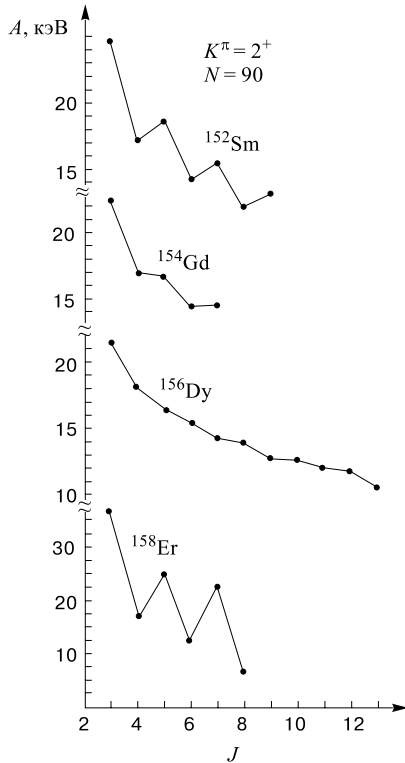


Рис. 13. Инерционные параметры γ -полос в изотонах с $N = 90$

что затрудняет поиск при ограниченных возможностях их возбуждения.

Длинные полосы с отрицательной четностью. В ^{158}Er наблюдались длинные полосы с $J^\pi = 8^- \div 48^-$ (пропуск 24, 26) и $9^- \div 47^-$. Проведена идентификация этих полос как ветвей ротационной полосы с положительной и отрицательной сигнатурой и со структурой 4^- , $p505\uparrow - p651\uparrow$. Для этого имеются следующие основания.

1. По расчетам Соловьева [2] в рамках квазичастично-фононной модели такую структуру и $E(4^-) = 2,0$ МэВ имеют низкие состояния в ядрах с 90 нейтронами. Нижний уровень 4^- из дублета $4^-, 7^-$ соответствует правилу Галлахера– Мошковского. Другие состояния с отрицательной четностью и

$E = 1341,95$ кэВ наблюдался уровень 3^- , для него не определено значение K , что связано с недостатком экспериментальных данных. Не исключено, что имеет место инверсия уровней, подобная наблюдаемой в некоторых изотонах с $N = 88$. Малое значение $A^-(3) = 1,04$ в ^{154}Gd свидетельствует, что можно ожидать и инверсию состояний 1^- и 3^- . На рис. 14 показана зависимость A^- от J в полосах с $K^\pi = 0^-$. Ее можно использовать для идентификации полос в ^{158}Er и ^{160}Yb .

Об уровнях с $K^\pi = 1^-$ и 2^- . В ^{158}Er не найдены уровни полос с $K^\pi = 1^-, 2^-$ или 3^- . При β -распаде ^{158}Tm , 2^- нижние члены соответствующих полос могут заселяться, и аналогия с соседними ядрами должна помочь выявить полосы. Только в двух изотонах с $N = 90$ известна полоса с $K^\pi = 1^-$. В табл. 8 приведены данные о нижних уровнях до 4^- этих полос, в ^{152}Sm известны состояния с J^π до 14^- . Полосы в соседних ядрах оказались не похожими друг на друга, эти данные трудно экстраполировать на другие ядра. Полосы с $K^\pi = 2^-$ расположены в изотонах с $N = 90$ выше, чем с 0^- и 1^- ,

Таблица 7. Энергия головных уровней 1^- полос с $K^\pi = 0^-$ и инерционные параметры ^{158}Er и изотонов с $N = 90$

Ядро	$E(1^-)/J$	3/15	5/17	7/19	9/21	11/23	13/25
^{146}Ba	738,75	8,21	11,30	12,48	12,60	12,26	11,67
^{150}Nd	852,94	8,19	11,78	11,68			
^{152}Sm	963,35	7,78	10,02	10,93	10,99	10,66	10,13
^{154}Gd	1241,27	1,04	8,47	10,39	10,78	10,52	9,98
^{156}Dy	1293,33	9,27	8,83	8,56	8,30	8,00	7,62
^{158}Er	1418,7	7,55	8,74	10,92	11,08	10,71	10,36
		9,75	9,26	8,75			

Таблица 8. Энергия уровней и инерционные параметры полос с $K^\pi = 1^-$ в ^{152}Sm и ^{154}Gd

Ядро	$E(1)$	$E(2)$	$A(2)$	$E(3)$	$A(3)$	$E(4)$	$A(4)$
^{152}Sm	1510,79	1529,79	4,75	1579,43	8,27	1682,09	12,83
^{154}Gd	1414,42	1397,52	-4,23	1617,12	36,60	1559,99	-7,14

большими K расположены выше, и можно ожидать, что ротационная полоса указанной структуры является иростовой или близкой к иростовой линии.

2. Последовательность значений A^+ и A^- в зависимости от спина J в изотонах ^{156}Dy , ^{158}Er , ^{160}Yb аналогична (рис. 15). В ней наблюдается провал при $J = 10$ и горб при $J \sim 18$. Точки, соответствующие уровням с положительной и отрицательной сигнатурой, укладываются в одну последовательность, откуда следует, что обе длинные последовательности уровней во всех трех ядрах относятся к одной полосе. В ^{160}Yb полоса прослежена от головного уровня 4^- , 1567,5 кэВ. Подобная зависимость установлена для изотонов с $N = 88$ (рис. 10).

3. Приведенная на рис. 16 зависимость A от J указывает на сигнатурное расщепление полосы. Начиная с $J = 11$ оно одинаково для всех трех изотонов. В интервале $J = 13 \div 24$ наблюдается

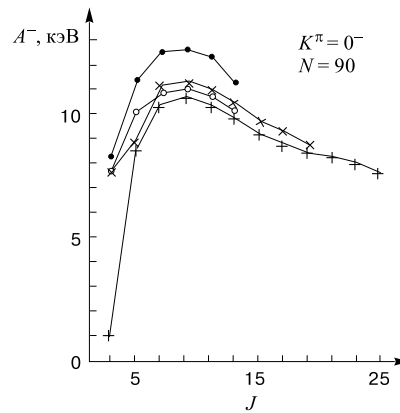


Рис. 14. Инерционные параметры A^- в полосах с $K^\pi = 0^-$ изотонов с $N = 90$: (●) ^{146}Ba , (○) ^{152}Sm , (+) ^{154}Gd , (×) ^{156}Dy

Таблица 9. Энергия уровней с $J = 4, 12$ и 13 в полосах с $K^\pi = 4^-$ в ^{158}Er и изотонах с $N = 90$

Ядро	$E(4^-)^*$	$E(12^-)$	$E(13^-)$
^{154}Gd	2080,8	—	—
^{158}Er	—	2954,7	3154,8
^{160}Yb	1567,5	2978,5	3195,4
^{162}Hf	—	3030,6	3247,5

* Расчетное значение по модели $E(4^-) = 2,0$ МэВ.

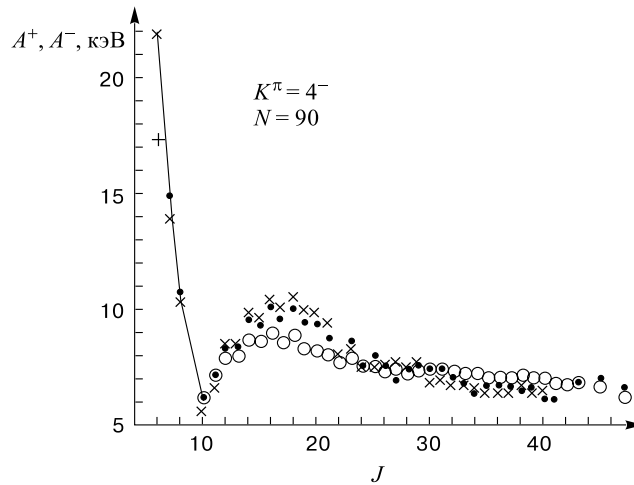
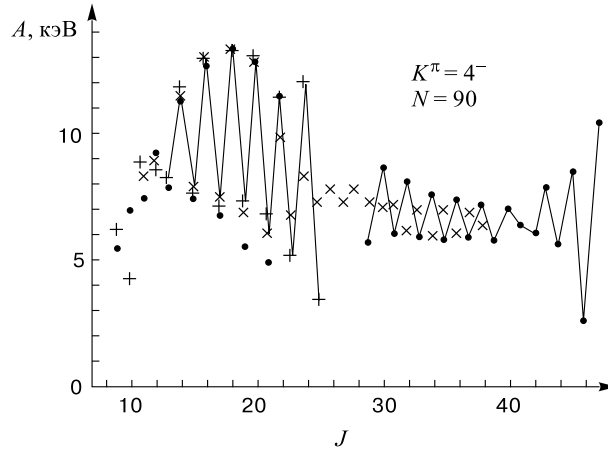


Рис. 15. Инерционные параметры длинных полос 4^- в изотонах с $N = 90$: (o) ^{156}Dy , (●) ^{158}Er , (×) ^{160}Yb

большое и одинаковое для трех ядер сигнатурное расщепление. В этом интервале близки абсолютные значения энергии уровней. В табл. 9 в качестве примера приведены значения энергии уровней с $J = 4, 12$ и 13 . Различие не превышает 100 кэВ.

Приведенные доводы кажутся убедительными для новой идентификации полос в ^{158}Er и ^{162}Hf .

4.6. Ядро $^{160}_{68}\text{Er}_{92}$. Исследование ядра ^{160}Er , $T = 28,59$ ч проводилось при распаде двух изомерных состояний ^{160}Tm и в ядерных реакциях с тяжелыми ионами. Распад ^{160}Tm , $T = 9,4$ мин, $J^\pi = 1^-$, $p411\downarrow - n521\uparrow$, $Q(\varepsilon) = 5890(100)$ кэВ, $\mu = +0,156$ яд.магн., $Q = 0,582$ б. Распад ^{160}Tm , $T = 74,5$ с, $J = 5(p523\uparrow + n521\uparrow)$, $Q(\varepsilon) = 5890(100)$ кэВ.

Рис. 16. Полосы 4^- в изотонах с $N = 90$: (●) ^{158}Er , (×) ^{160}Yb , (+) ^{162}Hf **Таблица 10. Полосы основных состояний в ^{160}Er и изотонах с $N = 92$. Инерционные параметры**

Ядро	$E(2^+)$	2/16	4/18	6/20	8/22	10/24	12/26	14/28
^{148}Ba	141,7	23,62	20,10					
^{150}Ce	97,8	16,30	15,01	13,67	12,55			
^{152}Nd	72,4	11,85	11,61	11,30	10,94	10,54	9,84	9,45
^{154}Sm	81,98	9,09	8,79	8,58				
^{154}Sm	81,98	13,66	13,26	12,59	11,96	11,32	10,71	10,13
^{156}Gd	88,97	9,58						
^{156}Gd	88,97	14,83	14,23	13,48	12,68	11,87	11,05	10,21
^{158}Dy	98,92	9,42						
^{158}Dy	98,92	16,49	15,58	14,57	13,54	13,53	11,50	10,43
^{160}Er	125,60	9,49	8,44	7,89	7,88	7,82	7,77	7,65
^{160}Er	125,60	20,94	18,85	17,05	15,46	13,99	12,59	10,97
^{162}Yb	166,85	8,61	7,93	8,22	8,40	8,45	8,35	8,20
^{162}Yb	166,85	27,80	22,91	19,85	17,38	15,22	13,27	11,54
^{164}Hf	211,05	10,02	8,81	8,35	8,32	8,40	8,20	7,60
^{164}Hf	211,05	35,17	26,91	22,51	19,46	16,73	15,01	11,54
^{166}W	252,3	42,05	30,28	25,01				

Полоса основного состояния ^{160}Er прослежена до состояния с $J = 34$ (табл. 10). До уровня с $J = 12$ происходит плавное уменьшение инерционного параметра A^+ , при $J = 16 - 18$ наблюдается «backbending», при больших J $A \sim 8$. Поведение ближайших изотонов ^{158}Dy и ^{162}Yb имеет такой же характер.

Таблица 11. Энергия возбужденных уровней с $K^\pi = 0^+$ в ^{160}Er и изотопах с $N = 92$

Ядро	0^+0_2	2^+0_2	$A^+(2)$	0^+0_3	2^+0_3	$A^+(2)$	0^+0_4	2^+0_4
^{152}Nd	1139	1250,9	18,65	—	—	—	—	—
^{154}Sm	1099,33	1177,81	13,08	1202,38	1286,36	14,33	—	—
^{156}Gd	1049,50	1129,41	13,32	1168,22	1258,05	14,97	1715,2	1771,1
^{158}Dy	990,53	1085,58	15,84	1269	1362	15,50	1549	—
^{160}Er	893,74	1008,07	19,06	—	—	—	—	—

Таблица 12. Энергия головных уровней γ -вибрационных полос в ^{160}Er и изотопах с $N = 92$

Ядро	^{154}Sm	^{156}Gd	^{158}Dy	^{160}Er	^{162}Yb
$E(2_\gamma^+)$	1440,05	1154,15	946,32	854,70	738,68

Таблица 13. Инерционные параметры γ -полос A^+ и A^- в ^{160}Er и изотопах с $N = 92$

Ядро	4	6	8	10	5	7	9	11
^{154}Sm	16,06	12,78			14,75	13,43		
^{156}Gd	14,38	13,92	12,24	11,36	14,38	13,18	11,58	10,40
^{158}Dy	15,53	14,66	13,55		15,01	13,89		
^{160}Er	19,52	17,14			18,28			
^{162}Yb	31,92							

Интересно проследить изменение энергии первых уровней 2^+ . Минимальное значение $E(2^+) = 72,4$ кэВ имеет ^{152}Nd , при меньших и больших Z энергия плавно возрастает, достигая в ^{166}W значения 252,3 кэВ, характерного для переходных, а не деформированных ядер. Имеется неоднозначность в принадлежности уровней с большими спинами к полосе основного состояния. В табл. 10 идентификация уровней отличается от [1].

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$. В ^{160}Er наблюдалось лишь одно возбужденное состояние с $J^\pi = 0^+$ при энергии 893,74 кэВ. Из табл. 11 видно, что это самое низкое значение энергии уровня 0^+0_2 в изотопах с $N = 92$. С уменьшением числа нейтронов N происходит плавное возрастание энергии. Инерционные параметры A^+ сопоставимы с $A^+(2)$ в полосе основного состояния.

Гамма-вибрационная полоса в ^{160}Er и изотопах с $N = 92$. В табл. 12 показано плавное уменьшение с ростом Z энергии головных уровней γ -вибрационных полос в изотопах с $N = 92$. В каждой из полос имеет место

сигнатурное расщепление, поэтому в табл. 13 даны параметры A^+ и A^- отдельно для состояний с четными и нечетными спинами. Всюду наблюдается плавная зависимость A от Z и от J .

На рис. 17 продемонстрировано сигнатурное расщепление γ -полос. Более низкое положение точек, соответствующих уровням с четными спинами, связано с отталкиванием уровней с $K = 0$ и $K = 2$. Однако в ^{154}Sm уровни 2^+0_2 и 4^+0_2 расположены ниже, чем 2^+2 и 4^+2 , поэтому поднята точка при $J = 4$. В ^{156}Gd полоса 0_2^+ расположена ниже, а 0_3^+ выше γ -полосы. Из рис. 17 видно, что сильное взаимодействие γ -полосы с полосой 0_3^+ . Для наблюдаемого изменения характера зависимости A от J нет видимых причин.

О состоянии с $K^\pi = 4^+$. В ^{162}Er не обнаружено состояния с $K^\pi = 4^+$. Его можно ожидать при энергии $\sim 1,8$ МэВ по расчету и по аналогии с соседними изотонами. Уровни 4^+ имеют энергию 1895,1 кэВ в ^{158}Dy , 1510,5 кэВ в ^{156}Gd и 1815,5 кэВ в ^{154}Sm . В ^{160}Er такое состояние могло бы заселяться при распаде ^{160}Tm , $J = 5$, $T = 74,5$ с.

Состояния с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . Пока нет достоверных данных о полосах с $K^\pi = 0^-$ и 1^- в ^{160}Er и его ближайших соседях ^{158}Dy и ^{162}Yb . Уровни 1^-0 известны в ^{148}Ba , 687,2 кэВ, в ^{150}Nd , 1148,57 кэВ, в ^{154}Sm , 921,40 кэВ и в ^{156}Gd , 1366,5 кэВ. Полосы с $K^\pi = 1^-$ также наблюдались в этих ядрах. Уровни 1^- имеют энергию 1475,71 кэВ в ^{154}Sm и 1242,49 кэВ в ^{156}Gd . Эти числа могут быть полезными при изучении ^{158}Dy и ^{160}Er .

Уровень с $K^\pi = 2^-$. Из данных о распаде ^{160}Tm , 1^- следует, что уровень 1652,1 кэВ в ^{160}Er имеет характеристики 2^-2 , которые следуют из отношения $R = B(E1; 2^- \rightarrow 2^+2)/B(E1; 2^- \rightarrow 2^+0) = 5$. Ожидается, что при $K = 0$ или 1 значение R не превышает 1.

Длинная полоса с $K^\pi = 4^-$. В реакциях с тяжелыми ионами в ^{160}Er наблюдались длинные полосы, которые начинаются с уровней 1638 кэВ, 4^- и 2104 кэВ, 9^- . По внутривибрационным переходам с $\Delta J = 2$ они прослежены до

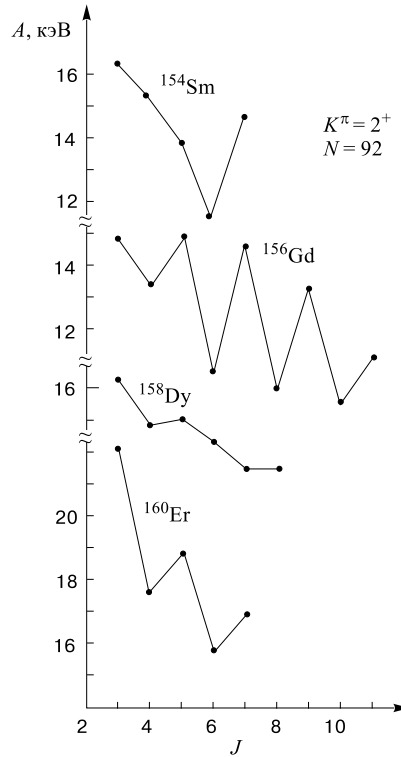


Рис. 17. Сигнатурное расщепление γ -полос в изотопах с $N = 92$

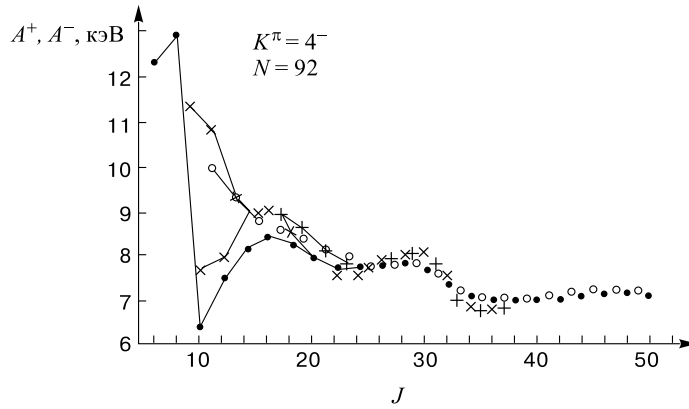


Рис. 18. Полосы 4^- в изотопах с $N = 92$: (\bullet), (\circ) ^{160}Er , (\times), ($+$) ^{162}Yb

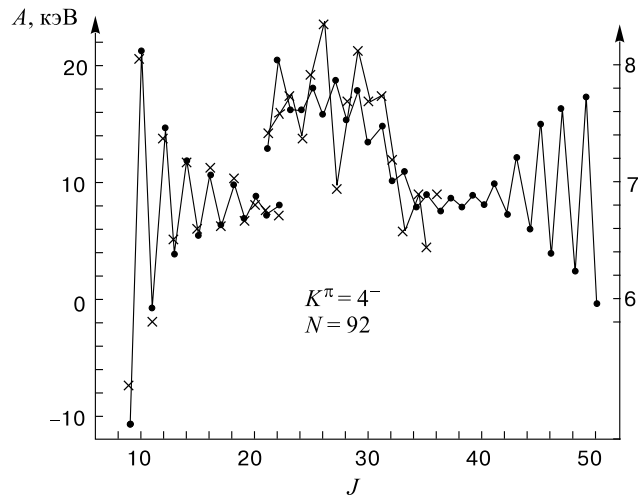


Рис. 19. Расщепление полос 4^- в ^{160}Er (\bullet) и в ^{162}Yb (\times). Правая шкала относится к правой части рисунка

состояний 21515 кэВ, 52^- и 19538 кэВ, 49^- . Три обстоятельства позволяют считать их уровнями одной полосы с $K^\pi = 4^-$ с заметным сигнатурным расщеплением.

1. На рис. 18 приведена зависимость от J инерционных параметров A^+ и A^- . Их ход очень близок для обеих ветвей полосы (точки для четных и нечетных спинов). Для двух ядер, ^{160}Er и ^{162}Yb , наблюдается провал A^+ при $J = 10$, затем имеют место три горба при $J = 16, 28$ и 46 . Для A^- (нечетные спины) первый горб явно не проявляется.

2. На рис. 19 приведена зависимость A от J . Здесь наблюдается сильное сигнатурное расщепление при $J < 20$ вплоть до инверсии уровней при $J = 9$ и 11 , $A < 0$. Для анализа причин наблюдаемой зависимости нужно знать более полный спектр уровней ^{160}Er .

3. Близкая структура полос следует из наличия переходов между обеими сигнатурными ветвями полосы.

Приведенные данные позволяют не только определить $K = 4$ в этой длинной полосе. Сопоставление с расчетами Соловьева для протонных уровней позволяет приписать полосе структуру 4^- , $p411\downarrow + p523\uparrow$, $E(4^-) = 1,6$ МэВ. По правилу Галлахера–Мошковского нижнее состояние дублета 4^- и 3^- имеет первое значение, а полоса с $K = 3$ ожидается несколько выше. В реакциях с тяжелыми ионами она заселяется с меньшей вероятностью, так как расположена дальше от иррастовой линии.

Подобному анализу были подвергнуты длинные полосы в ^{162}Yb . Выявлено поразительное сходство спектров ^{160}Er и ^{162}Yb . Кресты на рис. 18 и 19 очень близки точкам, соответствующим ^{160}Er . Различие видно только на крупномасштабном рисунке (левая шкала рис. 19). Для установления причин сходства и различия спектров необходимы новые исследования этих ядер, включая поиск еще не обнаруженных нижних членов полосы с $J=4, 5$ и 6 . Учитывая, что в ^{160}Er и ^{162}Yb близки уровни 8^- , $2294,1$ и $2280,3$ кэВ и 9^- , 2104 и $2153,14$ кэВ соответственно, можно ожидать, что в ^{162}Yb $E(4^-) \sim 1,6$ МэВ близка к $E(4^-) = 1638$ кэВ в ^{160}Er и соответствует расчетному значению $E \sim 1,6$ МэВ.

Длинная полоса на уровне 2151 кэВ, 7^- . В реакциях с тяжелыми ионами наблюдалась последовательность уровней с $J^\pi = 7^- - 30^-$, которая начинается уровнем 2151 кэВ. На рис. 20 показана зависимость A от J . На общий плавный ход A с максимальным значением $A=12,23$ кэВ при $J = 11$ накладывается небольшое сигнатурное расщепление. До спинов $J = 18 - 20$ выше расположены уровни с нечетными спинами, но при $J > 20$ положение меняется на обратное. Сопоставление рис. 19 и 20 показывает, что в рассматриваемой полосе с $K = 7$ расщепление составляет $\sim 0,1$ кэВ, а не ~ 30 кэВ, как в полосе с $K = 4$.

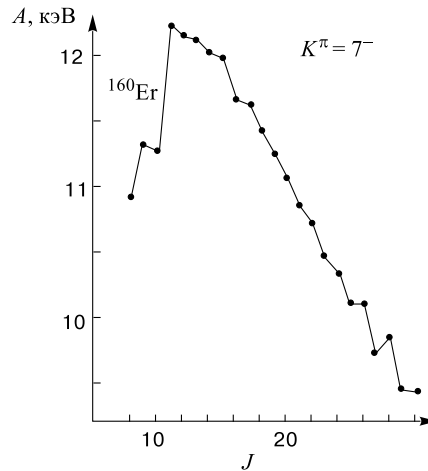


Рис. 20. Инерционные параметры полосы с $K^\pi = 7^-$ в ^{160}Er

Эту картину можно качественно понять, если предположить, что это полоса с $K^\pi = 7^-$, $n505\uparrow + n651\uparrow$, которая по расчетам Соловьева ожидается при $E=2,3$ МэВ. Других двухчастичных нейтронных полос с большими K^- модель не предсказывает до 3 МэВ, и полоса оказывается относительно изолированной. Она не очень сильно смешивается с обсужденной выше двухчастичной протонной полосой 4^- , на которую могут влиять и ожидаемые близкие к ней полосы с $K^\pi = 3^-$ и 5^- .

4.7. Ядро ${}^{162}_{68}\text{Er}_{94}$. Исследования ядра ${}^{162}\text{Er}$ (0,14 % в естественной смеси изотопов) проводились в следующих процессах.

1. Распад ${}^{162}\text{Tm}$, $T = 21,70$ мин, $J^\pi = 1^-$, $p411\downarrow - n521\uparrow$, $Q = 4790$ кэВ.
2. Распад ${}^{162m}\text{Tm}$, $T = 24,3$ с, $J^\pi = 5^+$, $p523\uparrow + n521\uparrow$, $Q = 4790$ кэВ.
3. Кулоновское возбуждение.
4. Реакции ${}^{162}\text{Er}(d, d')$.
5. Ядерные реакции с тяжелыми ионами.

Распад изомера ${}^{162}\text{Tm}$, 5^+ происходит с наибольшей вероятностью на уровень 1712,08 кэВ, 4^+ . Значение $\lg ft = 4,7$ β -перехода позволяет однозначно приписать исходному ядру характеристики 5^+ , $p523\uparrow + n521\uparrow$, конечному состоянию 4^+ , $n523\downarrow + n521\uparrow$. Здесь происходит *au* β -распад $p523\uparrow \rightarrow n523\downarrow$. Разрядка уровня 1712,08 кэВ идет на уровни 2^+ , 3^+ и 4^+ γ -вибрационной полосы, как и разрядка уровня 1694,37 кэВ в ${}^{160}\text{Dy}$.

Значения $\lg ft$ β -переходов на уровни 4^+ и 6^+ полосы основного состояния 5,8 и 6,0 соответствуют *ah* β -распаду. Здесь не видно заметного проявления *K*-запрета. Схема распада этого изомера более сложная, чем указано в [1], она требует дальнейших исследований. Так, должен заселяться уровень 5^+4 при $E \sim 1830$ кэВ с $\lg ft \sim 5$, аналогично распаду ${}^{160}\text{Ho}$.

Полоса основного состояния ${}^{162}\text{Er}$. Полоса основного состояния ${}^{162}\text{Er}$ наблюдалась до состояния с $J = 44$, 15832 кэВ в реакциях с тяжелыми ионами. Имеется пробел при $J = 22, 24$. В табл. 14 приведены данные об инерционных параметрах полос в изотонах с $N = 94$. Они плавно уменьшаются с ростом спина. Скачки в ${}^{164}\text{Yb}$, $J = 16$ и в ${}^{168}\text{W}$, $J = 14$ можно связать с пересечением полос.

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$. Три возбужденных уровня с $J^\pi = 0^+$ наблюдались в ${}^{162}\text{Er}$. Из табл. 15 видно, что имеется плавность в ходе энергии уровней 0^+ во всех трех полосах в изотонах с различными Z .

Гамма-вибрационная полоса. При довольно скудных данных о γ -полосах изотонов с $N = 94$ обнаруживается плавное уменьшение энергии головных уровней 2^+ с ростом Z (табл. 16). На рис. 21 показано сигнатурное расщепление γ -полос. Имеющиеся данные о пониженной энергии уровней с четными спинами указывают на эффект расталкивания уровней γ -полосы и находящихся на 200–300 кэВ выше уровней полос с $K^\pi = 0^+$ (табл. 15).

Таблица 14. Полосы основных состояний в ^{162}Er и изотопах с $N = 94$. Инерционные параметры

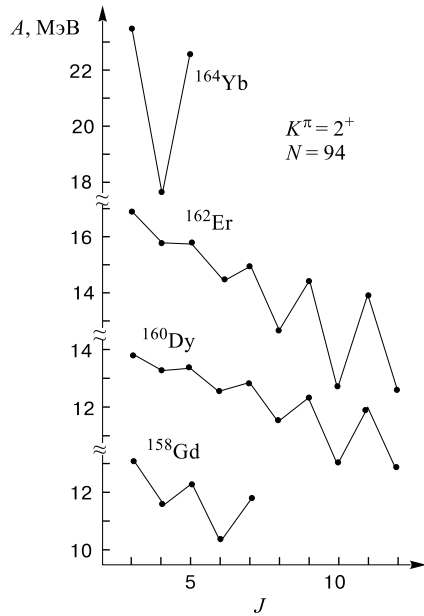
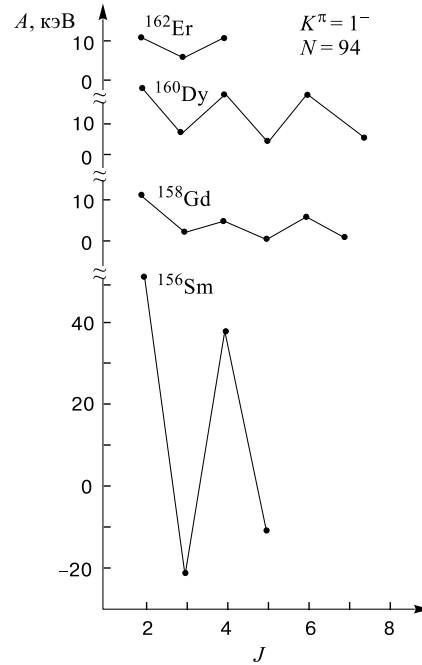
Ядро	$E(2^+)$	2/16	4/18	6/20	8/22	10/24	12/26	14/28
^{152}Ce	81,7	13,62	13,04	12,47	11,85	11,22	10,60	9,97
^{154}Nd	71,1	11,85	11,61	11,30	10,94	10,54	10,14	9,72
^{156}Sm	75,89	9,30	8,86					
^{158}Gd	79,51	12,65	12,42	12,15				
^{160}Dy	86,79	13,25	13,00	12,62	12,18	11,74	11,22	
^{162}Er	102,04	14,66	14,08	13,52	12,86	12,15	11,37	10,44
^{164}Yb		9,30	8,29					
^{166}Hf	123,36	17,01	16,25	15,34	14,34	13,32	12,22	10,75
^{168}W		8,82	7,92	7,91				
^{170}Os	158,7	20,56	18,73	17,00	15,44	14,12	12,53	10,55
		12,85	9,87	9,06	8,22			
^{166}Hf	158,7	26,45	22,27	19,40	16,99	14,88	12,91	11,95
^{168}W		10,07	8,92	9,46	9,36			
^{168}W	199,3	33,22	25,95	21,81	18,01	15,83	11,21	13,01
^{170}Os		9,41	8,10	7,74	7,78	7,89	8,01	
	286,70	47,78	33,09	26,16	20,68	17,77	12,72	10,68

Таблица 15. Энергия возбужденных уровней с $K^\pi = 0^+$ в ^{162}Er и изотопах с $N = 94$

Ядро	0^+0_2	2^+0_2	$A^+(2)$	0^+0_3	2^+0_3	$A^+(2)$	0^+0_4	2^+0_4	$A^+(2)$
^{156}Sm	1068								
^{158}Gd	1196,10	1259,81	10,62	1452,30	1517,40	10,85	1743,08	1791,70	8,10
^{160}Dy	1280,0	1349,6	11,63	1443,4	1518,7	12,51	1953,2	2012,1	9,82
^{162}Er	1087,16	1171,04	11,72	1420,46	1500,49	13,34	2114,2	2192,1	12,98
^{164}Yb	975,9	1073,8	16,32						
^{166}Hf	694,7	851,7	26,17						

Таблица 16. Энергия головных уровней γ -вибрационных полос в ^{162}Er и изотопах с $N = 94$

Ядро	^{156}Sm	^{158}Gd	^{160}Dy	^{162}Er	^{164}Yb	^{166}Hf
$E(2_\gamma^+)$	1141	1187,10	966,17	900,73	863,9	810,1

Рис. 21. Расщепление γ -полос в изотопах с $N = 94$ Рис. 22. Расщепление полос 1^- в изотопах с $N = 94$

Двухчастичные нейтронные состояния 4^+ . Выше было показано, что уровень 1712,20 кэВ имеет характеристики 4^+ , $n523\downarrow + n521\uparrow$. Расчет дает энергию возбуждения 1,7 МэВ. В табл. 17 приведены данные о ротационных уровнях полос с $K^\pi = 4^+$ трех изотонов. Для ^{158}Gd и ^{160}Dy известны по два уровня 4^+ . Возможно, проявляется состояние $p413\downarrow + p411\uparrow$, $E_{\text{расч}} = 1,6$ МэВ в ^{158}Gd , и/или двухфонное $\gamma\gamma$ -состояние.

Полоса с $K^\pi = 0^-$. В реакциях с тяжелыми ионами полоса с $K^\pi = 0^-$ возбуждалась до состояний с большими спинами, $J = 33$, но не удалось

Таблица 17. Энергия уровней 4^+4 и 5^+4 в ^{162}Er и изотопах с $N = 94$

Ядро	4^+4_1	5^+4_1	$A(5)$	4^+4_2	5^+4_2	$A(5)$
^{158}Gd	1380,57	1499,04	11,85	1920,18	2017,8	9,76
^{160}Dy	1694,37	1802,44	10,79	2096,85	—	—
^{162}Er	1712,20	—	—	—	—	—

Таблица 18. Энергия головных уровней 1^- и уровней 3^- полос с $K^\pi = 0^-$ в ^{162}Er и изотопах с $N = 94$

Ядро	^{156}Sm	^{158}Gd	^{160}Dy	^{162}Er
$E(1^-)$	1110,4	1263,46	1489,8	1352,17
$E(3^-)$	—	1402,86	—	1356,77

Таблица 19. Энергия уровней и инерционные параметры в полосе с $K^\pi = 0^-$ в ^{162}Er

J	1	3	5	7	9	11	13
$E(J)$	1352,17	1356,77	1460,12	1682,25	1985,98	2368,19	2817,75
A^-	—	0,46	5,74	8,54	8,93	9,07	8,99

Таблица 20. Энергия головных уровней полос с $K^\pi = 1^-$ в изотопах с $N = 94$

Ядро	^{156}Sm	^{158}Gd	^{160}Dy	^{162}Er
$E(1^-)$	803,69	977,09	1285,59	1506,36

Таблица 21. Энергия нижних уровней полос с $K^\pi = 4^-$ в изотопах с $N = 94$

Ядро	4	5	6	7	8	9	10
^{158}Gd	1636,2	1716,7	1814,1				
^{160}Dy	1786,5	1860,1	1954,3	2043,7			
^{162}Er	1542,6	—	1761,2	—	2061,9	—	2429,5
^{164}Yb	1551,5	1443,1	1799,0	1674,7	2124,0	1999,5	2483,8
^{166}Hf	—	—	—	1726,3	2197,3	2078,5	2539,7
^{168}W	1577,5	1537,0	1915,8	1835,2	2318,4	2213,1	2620,7
^{170}Os	—	1696,9	—	2084,4		2502,6	

увидеть уровни с $J = 15 \div 23$. В табл. 18 приведены энергии уровней 1^- и 3^- , а в табл. 19 – инерционные параметры полосы. Значения A^- в ^{162}Er возрастают от очень малого $A^- = 0,46$ до обычного значения $A^-(13) = 8,99$. При $J = 25 \div 33$ значения $A^- \sim 7,9$.

Полоса с $K^\pi = 1^-$; уровень 1572,83 кэВ, 2^-2 . В табл. 20 и на рис. 22 приведены данные о полосах с $K^\pi = 1^-$ в изотопах с $N = 94$, включая ^{162}Er . Характерными особенностями полос является возрастание энергии с

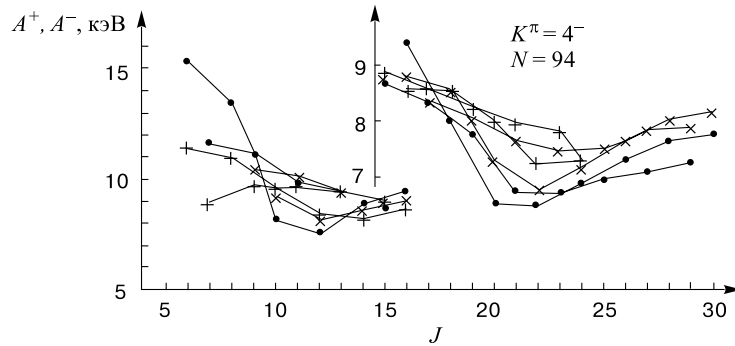


Рис. 23. Инерционные параметры A^+ и A^- полос 4^- в изотопах с $N = 94$: (+) ^{164}Yb , (\times) ^{166}Hf , (\bullet) ^{168}W

ростом Z и значительное сигнатурное расщепление. Особенно велико оно в ^{158}Sm . Причиной может служить кориолисово расталкивание уровней полос с $K = 0$ и 1. Во всех изотопах полоса $K = 0$ расположена выше, что приводит к опусканию уровней с нечетными спинами в полосе с $K = 1$, что видно на рис. 22.

Нужно отметить, что в ^{162}Er требуется уточнение экспериментальных данных о полосе, так как к ней отнесен уровень 1572,83 кэВ, 2^- , а он имеет свойства уровня с $K = 2$. Приведенные вероятности перехода на γ -полосу значительно больше, чем на первый уровень 2^+ , $B(E1; 2^- - 2\gamma)/B(E1; 2^- - 2g) = 95$. Длинная полоса с $K = 2$ на головном уровне 1264,74 кэВ имеется в соседнем ядре ^{160}Dy , но отсутствие данных о ^{162}Er не позволяет провести необходимое сравнение.

Полосы с $K^\pi = 4^-$. В реакциях с тяжелыми ионами наблюдалась часть полосы с $K^\pi = 4^-$, включающая уровни с четными спинами. В табл. 21 показано, что в соседних ядрах близки энергии уровней полос. В длинных полосах связаны уровни с четными и отдельно с нечетными спинами. Как правило, они не были отнесены к одной полосе. В пользу принятой интерпретации служит близость энергии уровней, плавная зависимость A , A^+ и A^- от J и от Z . В оригинальных работах наблюдались внутриполосные переходы и иногда переходы между ветвями полос с разной сигнатурой (четностью спинов). На рис. 23 показана зависимость от J параметров A^+ и A^- , а на рис. 24 — инерционных параметров A . Видно большое сигнатурное расщепление полос. Такая зависимость может быть, если A относится к полосам с различными K . Однако подобие трех ядер делает маловероятным такое предположение, хотя его нельзя исключить.

Интерпретация полос возможна в рамках квазичастично-вибрационной модели. По ее предсказаниям в изотопах с $N = 94$ низко (при $E = 1,6$ МэВ)

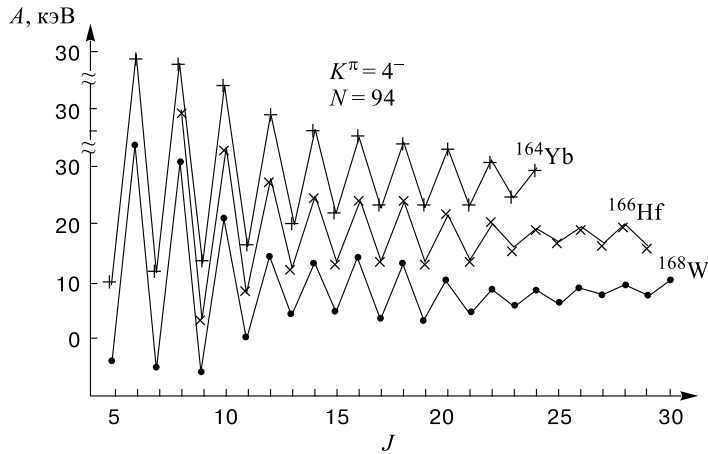


Рис. 24. Инерционные параметры A полос 4^- в изотопах с $N = 94$

находится уровень 4^- , $n521\uparrow + n642\uparrow$, что соответствует табл. 21. Близкий уровень 5^- , $n523\downarrow + n642\uparrow$ ожидается при 1,7 МэВ, но соответствующие полосы пока достоверно не проявились на опыте. Энергия протонных уровней сильно меняется в зависимости от Z , они не могут показать такого подобия, какое наблюдается в изотопах с $N = 94$ для нейтронных уровней.

4.8. Ядро $^{164}_{68}\text{Er}_{96}$. Исследования ядра ^{164}Er (1,56 % в естественной смеси изотопов эрбия) проводились в следующих ядерных процессах.

1. Распад $^{164g}_{67}\text{Ho}_{97}$, $T = 29$ мин, $J^\pi = 1^+$, $p523\uparrow - n523\downarrow$, $Q(\beta^-) = 1013,1$ кэВ. Распад происходит на основное и первое возбужденное состояние ^{164}Er с $\lg ft = 5,3$ и $5,4$ соответственно.

2. Распад $^{164m}_{67}\text{Ho}$, $T = 37,5$ мин, $J^\pi = 6^-$, $p523\uparrow + n642\uparrow$ происходит на уровни ^{164}Dy , но не ^{164}Er .

3. Распад $^{164g}_{69}\text{Tm}_{95}$, $T = 2,0$ мин, $J^\pi = 1^+$, $p523\uparrow - n523\downarrow$, $Q(\varepsilon) = 3962(20)$ кэВ, $\lg ft = 4,8$, β -переход идет на основное состояние.

4. Распад $^{164m}_{69}\text{Tm}$, $T = 5,1$ мин, $J^\pi = 6^-$, $p404\downarrow + n523\downarrow$.

5. Кулоновское возбуждение.

6. $^{164}\text{Er}(d, d')$.

7. $^{162}\text{Dy}(\alpha, 2n\gamma)$.

8. (ТИ, $xn\gamma$).

9. $^{166}\text{Er}(p, t)$.

10. $^{164}\text{Er}(n, n'\gamma)$.

Полоса основного состояния ^{164}Er . Полоса основного состояния ^{164}Er наблюдалась в реакциях с тяжелыми ионами до состояния с $J = 22$, 5651,5 кэВ. В табл. 22 указаны инерционные параметры A^+ . Они плавно падают с увеличением J . Скачок при $J = 14 - 16$ может быть связан с

Таблица 22. Полосы основных состояний в ^{164}Er и изотонов с $N = 96$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2^+)$	2/18	4/20	6/22	8	10	12	14	16
^{156}Nd	66,9	11,5	11,06	10,85	10,58	10,29	9,99	9,69	9,44
^{158}Sm	72,8	12,13	11,96	11,73	11,53	11,11	10,85	10,54	
^{160}Gd	75,26	12,54	12,37	12,13	11,76	11,39	10,99	10,57	10,17
^{162}Dy	80,66	13,44	13,21	12,86	12,41	11,95	11,45	10,94	10,41
^{164}Er	91,39	15,23	14,86	14,32	14,67	12,99	12,28	11,48	11,43
^{166}Yb	102,37	17,16	16,29	15,34	14,34	13,35	12,38	11,17	11,46
^{168}Hf	123,9	20,65	18,68	16,82	15,24	13,72	12,39	11,72	11,04
^{170}W	156,85	25,14	21,84	18,78	16,26	14,16	12,23	12,11	11,26
^{172}Os	227,77	37,96	27,03	20,38	15,68	13,13	11,75	11,76	10,06

пересечением полос. Здесь же приведен материал об изотонах с $N = 96$. В соседнем ^{166}Yb плавность хода A^+ нарушается при тех же спинах. Во всей совокупности изотонов с $N = 96$ наблюдается плавное спадание A^+ , только в ^{178}Os A^+ спадают быстрее, чем в других ядрах, что свидетельствует о большей его мягкости.

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$. В ^{164}Er известны 7 возбужденных состояний с $J^\pi = 0^+$ (табл. 23). Они обнаружены в распаде ^{164}Tm , 1^+ [14], три из них — в реакции (p, t) . Из табл. 23 следуют важные выводы.

1. У каждого из уровней 0^+ имеется ротационный спутник 2^+ . Однако расстояние между уровнями 2^+ и 0^+ находится в довольно большом интервале энергии от 66 до 105 кэВ.

2. По правилам Алаги для β -распада на уровни 0^+ и 2^+ в каждой полосе ожидается, что отношение приведенных вероятностей $ft(1^+ \rightarrow 2^+)$: $ft(1^+ \rightarrow 0^+) = 2, 0$. Из табл. 24 виден широкий разброс этих значений.

3. На каждый из уровней 0^+ идет разрешенный по обычным правилам отбора незаторможенный β -переход. Для перехода на основное состояние $\lg ft = 4, 8$, на другие уровни — значительно больше (табл. 24).

4. Значения параметра Расмуссена $X = B(E0)/B(E2)$ сильно различаются. Разброс достигает двух порядков величины. Набор свойств из табл. 24 позволит выбрать лучшую модель для их объяснения.

Гамма-вибрационная полоса. Положение уровней с $J^\pi = 2^+ - 21^+$ γ -вибрационной полосы прослежено при исследовании ядерных реакций с

Таблица 23. Энергия возбужденных уровней с $K^\pi = 0^+$ в изотопах с $N = 96$

Ядро \ K_i^π	0_1^+	0_2^+	0_3^+	0_4^+	
^{160}Gd	$E(0)$	0	1325,73	1379,56	—
	$E(2)$	75,26	1377,06	1435,99	—
	$A^+(2)$	12,54	8,55	9,40	—
^{162}Dy	$E(0)$	0	1400,14	1665,8	2126
	$E(2)$	80,66	1453,44	1728,0	—
	$A^+(2)$	13,44	8,88	10,37	—
^{164}Er	$E(0)$	0	1246,05	1416,58	1702,17
	$E(2)$	91,39	1314,60	1483,16	1788,41
	$A^+(2)$	15,23	11,40	11,20	14,37
	$E(0)$	1765,83	1841,6	1861,3	2172,76
^{166}Yb	$E(0)$	0	1043	—	—
	$E(2)$	102,38	1144,2	—	—
	$A^+(2)$	17,16	16,90	—	—
	$E(0)$	1833,42	1911,10	1953,91	2278,21
^{168}Hf	$E(0)$	0	941,6	—	—
	$E(2)$	123,9	1057,9	—	—
	$A^+(2)$	20,65	19,38	—	—
^{172}Os	$E(0)$	0	758,27	—	—
	$E(2)$	227,77	810,01	—	—
	$A^+(2)$	37,96	8,62	—	—

Таблица 24. Свойства полос с $K^\pi = 0^+$ в ^{164}Er

№	$E(0^+)$	$E(2) - E(0)$	$\frac{ft(1 \rightarrow 2^+)}{ft(1 \rightarrow 0^+)}$	$\frac{ft(1 \rightarrow 0_i)}{ft(1 \rightarrow 0_1)}$	$X(0^+)$
1	0	91,39	2,5(6)	1,0	—
2	1246,05	68,6	1,4(3)	0,054(9)	0,26(4)
3	1416,58	66,58	2,3(3)	0,030(6)	0,14(5)
4	1702,17	86,24	1,7(3)	0,070(12)	0,069(25)
5	1765,85	67,59	2,8(4)	0,071(12)	0,51(15)
6	1841,6	69,5	0,09(3)	0,0025(8)	2,3(7)
7	1861,3	92,6	0,12(3)	0,0043(11)	—
8	2172,76	105,5	4(1)	0,10(3)	4,5(15)

тяжелыми ионами. Недавняя работа [15] выполнена на многодетекторной установке «Гамма-Сфера» и позволила проследить γ -полосу в ^{162}Dy до уровня с $J = 18$. В табл. 25 показано, что головные уровни в изотопах с $N = 96$ имеют близкую энергию возбуждения в интервале $860 \div 988$ кэВ.

Таблица 25. Энергия головных уровней гамма-вибрационных полос в ^{164}Er и изотопах с $N = 96$

Ядро	^{160}Gd	^{162}Dy	^{164}Er	^{166}Yb	^{168}Hf	^{172}Os
$E(2_{\gamma}^+)$	988,40	888,22	860,18	932,35	875,4	918,79

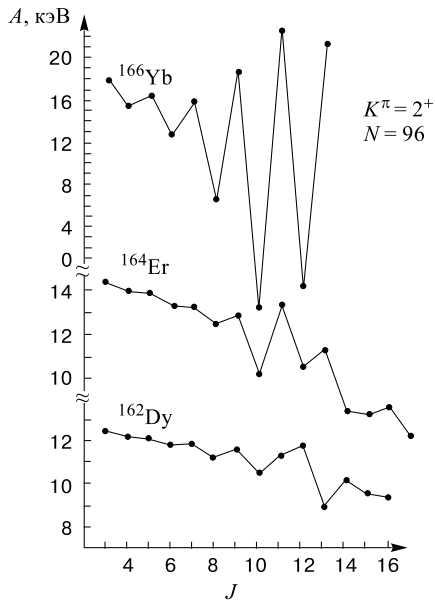


Рис. 25. Расщепление γ -полос в изотопах с $N = 96$

Параметры инерции A , определенные по соседним уровням, имеют скачкообразный ход, что говорит о сигнатурном расщеплении полос (рис. 25). Эффект выражается в понижении уровней с четными спинами и вызван, по-видимому, расталкиванием уровней с одинаковыми спинами в γ -полосе и полосах, основанных на возбужденных состояниях 0_i^+ , где $i \geq 2$. Во всех трех рассмотренных ядрах нижние уровни γ -полосы лежат ниже уровней полос с $K = 0$, и эффект расталкивания качественно одинаков. Для более детального рассмотрения были вычислены инерционные параметры A^+ и A^- . Результаты приведены в табл. 26. Внимание привлекло изменение характера расщепления в ^{162}Dy при $J = 12$. Из рис. 26 видно, что при плавном ходе $A^-(J)$ значения $A^+(J)$ имеют заметный скачок при $J = 12$. Скачок в другую сторону проявился в полосе 0_2^+ при том же спине. Объяснение эффекта следует из табл. 27. При $J = 12$ происходит пересечение полос с $K = 0$ и 2. Начиная с $J = 12$ уровни γ -полосы оказываются выше уровней полосы с $K = 0$. Отметим, что пересечение этой же полосы 0_2^+ с полосой основного состояния при $J = 20$ вызывает первый «backbending».

Полоса с $K^\pi = 4^+$. В ^{164}Er известна полоса, основанная на уровне 1712,2 кэВ, 4^+ . Из табл. 28 видно различие энергии головных уровней и инерционных параметров в изотопах с $N = 96$ (см. также рис. 27). Причиной служит различие в природе уровней 4^+ . В ^{160}Gd его можно интерпретировать как протонное состояние $p413\uparrow + p411\uparrow$, $E_{\text{расч}} = 1,6$ МэВ, в ^{162}Dy — $n521\uparrow + n523\downarrow$, $E_{\text{расч}} = 1,7$ МэВ, а в ^{164}Er не ожидается двухчастичных уровней до

Таблица 26. Инерционные параметры A^+ и A^- в γ -полосах изотонов с $N = 96$

Ядро	4	6	8	10	12	14	16	18	
^{162}Dy	12,35	11,98	11,53	10,98	11,63	9,67	9,48	8,69	
^{164}Er	14,18	13,65	12,89	11,56	11,93	9,88	8,61	8,05	
^{166}Yb	16,46	14,53	10,00	8,70	10,14				
^{168}Hf	24,36								
	5	7	9	11	13	15	17	19	21
^{162}Dy	12,16	11,83	11,40	10,94	10,42	9,90	9,15		
^{164}Er	13,96	13,35	12,70	11,96	11,56	8,47	7,56	7,34	7,12
^{166}Yb	16,04	14,49	13,12	11,82	11,00				

2,5 МэВ, и наблюдаемая полоса может относиться к двухфононному $\gamma\gamma$ -вибрационному состоянию, энергия которого $E(4^+) = 1702,2$ кэВ близка к $2E(2^+) = 1720,4$ кэВ, предсказываемой вибрационной моделью.

Полоса с $K^\pi = 0^-$. На головном уровне 1386,6 кэВ, 1^-0_1 построена ротационная полоса до состояния 2470 кэВ, 11^- . В табл. 29 показано поведение инерционных параметров A^- в зависимости от J . В отличие от полос с положительной четностью здесь наблюдается возрастание A^- .

В изотопах с $N = 96$ головные уровни 1^- имеют близкие энергии $1224 \div 1386$ кэВ. Качественно похож и ход параметров A^- . Близкие значения A^- наблюдаются при $J = 9$ и 11. Однако для ^{166}Yb обнаруживается резкий скачок A^- при $J = 9$. Трудно сказать, связано это с интерпретацией экспериментальных данных или вызвано физическими причинами.

Полоса с $K^\pi = 1^-$. Во многих ядрах полосы с $K^\pi = 1^-$ подвержены сильному сигнатурному расщеплению, где значительная роль принадлежит взаимодействию Кориолиса с полосой $K^\pi = 0^-$. Поэтому скачки в значе-

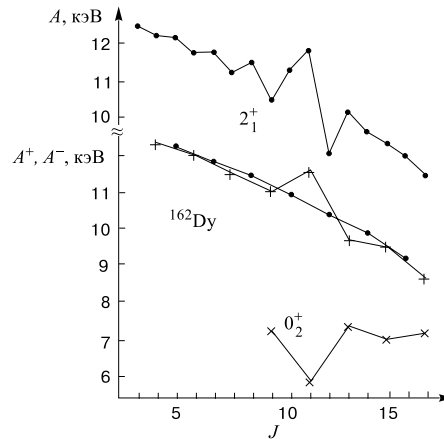


Рис. 26. Эффект пересечения полос с $K^\pi = 2^+$ и 0^+ в ^{164}Dy , приводящий к нарушению плавной зависимости энергии уровней с четным спином и к перемене сигнатурного расщепления при $J = 12$

Таблица 27. Энергия уровней трех полос при их пересечении и инерционные параметры ^{164}Er

J	0_1^+			0_2^+			2_γ^+		
	E	A^+	ΔA^+	E	A^+	ΔA^+	E	A^+	ΔA^+
8	921,0	—	—	1985,9	—	—	1670,2	—	—
10	1374,9	11,95	—	2262,3	7,27	—	2087,5	10,98	—
12	1901,4	11,45	0,50	2534,8	5,92	+1,35	2622,5	11,63	-0,65
14	2481,7	10,94	0,51	2934,8	7,41	-1,49	3144,8	9,67	+1,95
16	3138,5	10,41	0,53	3374,3	7,09	+0,32	3732,8	9,48	+0,19
18	3830,7	9,89	0,52	3878,8	7,21	-0,12	4340,8	8,69	+0,79
20	4577,1	9,57	0,32	4434,8	7,13	+0,08	—	—	—

Таблица 28. Энергия уровней ротационных полос с $K^\pi = 4^+$ в изотопах с $N = 96$

J	^{160}Gd		^{162}Dy		^{164}Er	
	E	A	E	A	E	A
4	1070,42	—	1535,86	—	1702,2	—
5	1192,69	12,23	1632,61	9,67	1806	10,40
6	1331,11	11,53	1752,08	9,96	1929	10,25
7	—	—	1887,81	9,70	2082	10,23
8	—	—	2041	9,56	2275	12,06
9	—	—	2212	9,50	—	—
10	—	—	2398	9,30	—	—
11	—	—	2602	9,27	—	—
12	—	—	2817	8,96	—	—

Таблица 29. Энергия головных уровней 1^- полос с $K^\pi = 0^-$ и инерционные параметры A^- изотонов с $N = 96$

Ядро	$E(1^-)$	3	5	7	9	11
^{160}Gd	1224,28	6,58	7,65	8,31	8,76	8,86
^{162}Dy	1276,6	8,13	8,92	9,12	10,17	9,60
^{164}Er	1386,6	4,74	6,72	8,04	8,56	9,88
^{166}Yb	1358,9	5,37	8,44	10,10	3,16	11,31

ниях A в ^{162}Dy не удивительны (табл. 30). Близкое расположение нескольких полос с разными K затрудняет анализ полос с $K = 1$.

Полосы с $K^\pi = 2^-$. Большая плотность уровней с отрицательной четностью в ^{164}Er приводит к смешиванию волновых функций, к сдвигу и даже

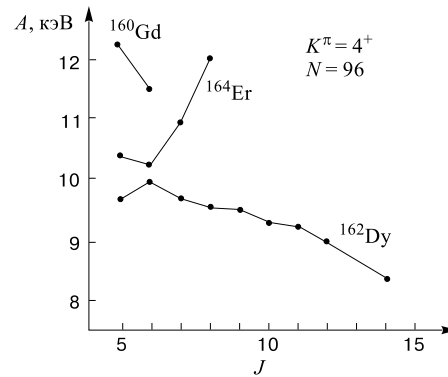
Таблица 30. Энергия уровней и инерционные параметры в полосах с $K^\pi = 1^-$ в ^{162}Dy и ^{164}Er

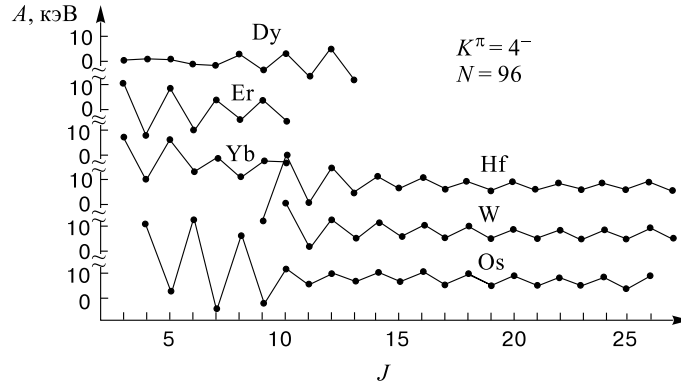
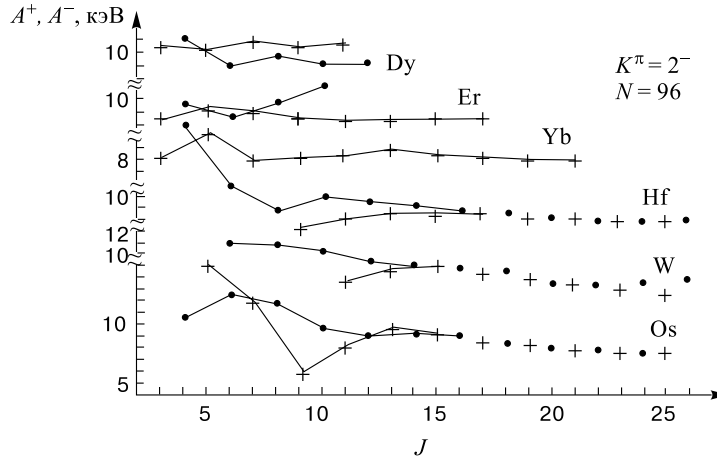
Ядро		1	2	3	4
^{162}Dy	E	1637,1	1691,6	1739,1	1852,0
	A	—	13,62	7,92	14,11
^{164}Er	E	1577,5	1635,7	1741,4	—
	A	—	14,55	17,61	—

Таблица 31. Энергия нижних уровней в полосах с $K^\pi = 2^-$ в изотонах с $N = 96$

J	^{162}Dy	^{164}Er	^{166}Yb	^{168}Hf	^{170}W	^{172}Os
2	1148,29	1495,0	1503,43	—	—	—
3	1210,15	1631,4	1607,42	—	—	1468,8
4	1297,07	1610,4	1616,82	—	—	1727,6
5	1390,3	1798,6	1790,34	—	1517,4	1656,4
6	1530,1	1813,9	1835,7	—	—	2061,3
7	1637,7	2018,0	1959,0	—	1792,0	1978,5
8	1846,0	2090,9	2073,0	2193,2	—	2415,1
9	1957,9	2337,3	2209,5	2066,7	2159,8	2374,6
10	2234,8	2421,0	2362,5	2466,6	2552,0	2635,4

к инверсии ротационных уровней. В табл. 31 приведены данные о нижних уровнях полос в 6 ядрах, которым здесь приписаны $K^\pi = 2^-$. Ранее эти полосы были идентифицированы только в ^{162}Dy и ^{164}Er . Для других изотонов в [1] представлены только наблюдаемые на опыте полосы, но в них не проявились низкоспиновые члены, как это видно из табл. 31. В то же время при $J = 9$ и 10 видны близкие значения энергии уровней и их плавное изменение от ядра к ядру. Поскольку требовалось определить структуру полос, то было проведено рассмотрение инерционных параметров A (рис. 28) и

**Рис. 27.** Инерционные параметры в полосах 4^+ в изотонах с $N = 96$

Рис. 28. Полосы 2^- в изотонах с $N = 96$ Рис. 29. Инерционные параметры A^+ и A^- в полосах 2^- в изотонах с $N = 96$

A^+ и A^- (рис.29). Все полосы имеют сильное сигнатурное расщепление вплоть до уровней с наибольшими спинами. Этот эффект ранее не был продемонстрирован столь четко, известно, что он характерен для полос с $K^\pi = 2^+_\gamma$ и 1^- .

Замечателен тот факт, что в ^{164}Er и ^{166}Yb происходит сигнатурное расщепление, противоположное тому, что наблюдается в других четырех ядрах. Принимая гипотезу, что расщепление вызвано взаимодействием с уровнями полосы 0^- , в которой имеются только состояния с нечетными J , и что оно приводит к расталкиванию уровней, мы ожидаем увеличения энергии уровней с нечетными J в ^{164}Er и ^{166}Yb , где полоса 0^- расположена ниже, чем 2^- . В других изотонах полосы 0^- лежат выше, и уровни с нечетными J опус-

Таблица 32. Энергия головных уровней и инерционные параметры A^+ и A^- в полосах с $K^\pi = 5^-$ изотонов с $N = 96$

Нечетные спины			Четные спины				
Ядро	^{162}Dy	^{164}Er	^{166}Yb	Ядро	^{162}Dy	^{164}Er	^{166}Yb
$E(5^-)$	1485,71	1664,06	1790,4	$E(6^-)$	1576,11	1744,32	1868,2
7	7,62	6,98	6,45	8	7,72	7,33	6,82
9	7,52	7,74	7,39	10	8,00	7,81	7,59
11	8,11	7,14	7,34	12	8,04	8,04	10,16
13	8,05	8,14	6,91	14	—	8,06	8,09
15	—	8,03	8,47	16	—	7,95	8,06
17	—	7,94	8,15	18	—	7,80	7,89
19	—	7,84	7,92	20	—	7,65	7,69
21	—	7,72	7,70	22	—	7,53	7,55
23	—	7,61	7,49				

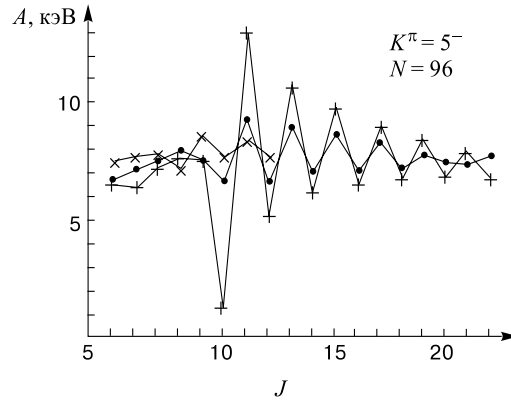


Рис. 30. Полосы 5^- в изотопах с $N = 96$: (\times) ^{162}Dy , (\bullet) ^{164}Er , ($+$) ^{166}Yb

каются. Это четко видно на рис. 28. Эффект сказывается на относительном положении A^+ и A^- (рис. 29). Приведенные данные являются основанием для приписания полосам $K^\pi = 2^-$. В ^{162}Dy и ^{164}Er эти полосы были идентифицированы в [3]. Зависимость A от J в полосах с другими K имеет другой вид, что делает убедительными наши доводы.

Полосы с $K^\pi = 5^-$. В реакциях с тяжелыми ионами наблюдались полосы с $K^\pi = 5^-$. Модельные расчеты дают энергию 1,6 МэВ в изотопах с $N = 96$ для уровней 5^- , $n642\uparrow + n523\downarrow$. В табл. 32 приведены данные о полосах с $K^\pi = 5^-$. Они очень похожи, но наблюдается выпадение нескольких точек в зависимости $A^+(J)$ и $A^-(J)$, табл. 32. На рис. 30 показан похожий ход инерционных параметров в трех ядрах.

Таблица 33. Энергия уровней и инерционные параметры полосы с $K^\pi = 7^-$ в ^{164}Er

J	7	8	9	10	11	12	13
E	1985,02	2163,5	2363,25	2583,3	2822,1	3078,9	3352,1
A	—	11,15	11,10	11,00	10,80	10,70	10,51

Полоса с $K^\pi = 7^-$. Уровень 7^- , 1985,02 кэВ в ^{164}Er заселяется *аи* β -распадом с $\lg ft = 4,95$. Отсюда следует однозначный вывод о конфигурации уровня 7^- , $p404\downarrow + p523\uparrow$. Он предсказывается моделью при $E = 2,5$ МэВ. Ротационные уровни с J до 13 образуют полосу с очень плавным ходом значений A (табл. 33). Это можно связать с тем, что нет возмущающего действия близких уровней с теми же спинами.

4.9. Ядро $^{166}_{68}\text{Er}_{98}$. Изотоп ^{166}Er составляет 33,6 % в естественной смеси изотопов эрбия. Он удобен в качестве мишени для исследования различных ядерных процессов, в которых происходит упругое и неупругое рассеяние частиц и квантов. Он недоступен для исследования в информативной реакции (n, γ) ввиду отсутствия стабильного ^{165}Er . Изучение ^{166}Er проводилось в следующих процессах.

1. Распад ^{166}Ho , $T = 26,8$ ч, $J^\pi = 0^-$, $p523\uparrow - n633\uparrow$, $Q = 1853,9$ кэВ.
2. Распад ^{166}Ho , $T = 1200$ лет, $J^\pi = 7^-$, $p523\uparrow + n633\uparrow$, $Q = 1853,9$ кэВ.
3. Распад ^{166}Tm , $T = 7,70$ ч, $J^\pi = 2^+$, $p411\downarrow + n642\uparrow$, $Q = 3047$ кэВ.
4. Кулоновское возбуждение.
5. $^{166}\text{Er}(d, d')$.
6. $^{164}\text{Dy}(\alpha, 2n\gamma)$.
7. $^{166}\text{Er}(\gamma, \gamma')$.
8. $^{168}\text{Er}(p, t)$.
9. $^{167}\text{Er}(d, t)$, ($^3\text{He}, \alpha$).
10. $^{165}\text{Ho}(^3\text{He}, d)$, (α, t).
11. $^{166}\text{Er}(n, n'\gamma)$.

Полоса основного состояния ^{166}Er . Нижняя полоса ^{166}Er известна до состояния 2968,6 кэВ, 16^+ . Из табл. 34 видно, что ^{166}Er относится к середине области сильнодеформированных ядер, и можно ожидать, что к нему в полной мере относятся представления о ядрах со стабильной деформацией. Наблюдается плавное возрастание энергии уровней по мере роста числа протонов Z . Полосы прослежены до уровней с большими спинами, а при $J = 12 \div 16$ близки значения A^+ .

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$ в ^{166}Er и изотонах с $N = 98$. В табл. 35 приведены данные о возбужденных состояниях 0^+ и их ротационных сателлитах. Как видно, велик разброс в положении этих уровней. Главная особен-

Таблица 34. Полосы основных состояний в ^{166}Er и изотопах с $N = 98$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2^+)$	2/16	4/18	6/20	8/22	10/24	12/26	14/28
^{160}Sm	70,6	11,77	11,57	11,36	11,13	10,81	10,47	10,14
^{162}Gd	71,2	11,87	11,23					
^{164}Dy	73,39	12,23	12,06	11,77	11,41	10,99	10,53	10,07
^{166}Er	80,57	9,62 13,43 9,34	9,18 13,17	8,76 12,75	12,19	11,54	10,80	10,05
^{168}Yb	87,73	14,62	14,20	13,58	12,83	11,98	11,10	10,23
^{170}Hf	100,80	9,47	8,77	8,33	8,14	8,10	8,10	8,19
^{172}W	123,2	16,80	15,80	14,59	13,36	12,16	11,11	10,20
^{174}Os	158,7	9,42	8,79	8,39	8,29	8,22	8,19	8,16
^{176}Pt	264,0	22,03	18,21	15,98	13,94	12,38	11,15	10,18
		9,30	8,54	8,26	8,27	8,26	8,23	8,15
		26,45	19,14	15,58	13,14	11,73	10,78	10,04
		9,40	8,88	8,50	8,22	8,02	7,83	
		44,00	21,44	15,52	13,34	12,08	11,13	10,31
		9,52	8,83	8,32	7,98	7,76	7,57	

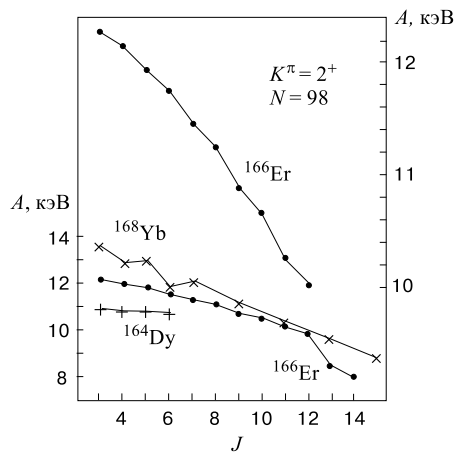
Таблица 35. Энергия возбужденных уровней 0^+ и 2^+ в изотопах с $N = 98$. Инерционные параметры

Ядро	$E(0)$	$E(2)$	2	4	6	8	10
^{162}Gd	1427	1492	10,83				
^{164}Dy	1702						
^{166}Er	1655,4	1716,0	10,10	12,59			
	1773						
	1459,9	1528,2	11,38	10,44	9,56	9,89	7,50
	1713,3						
	1934,5	2022,7					
	1942,7						
	2193,6	2264,3					
^{168}Yb	1154	1233,2	13,20	11,28	10,45		
	1198,7	1277	13,33	14,49			
	1543	1597,8	9,13	9,14			
	1904	1973	11,50				
^{170}Hf	879,6	987,0	17,90	12,11			

ность ядра ^{166}Er – отсутствие ротационной полосы на уровне 1713,3 кэВ, 0^+ . Уровень 2^+ не найден даже в такой универсальной реакции, как $(n, n'\gamma)$ [16],

Таблица 36. Энергия головных уровней γ -вибрационных полос в изотопах с $N = 98$

Ядро	^{162}Gd	^{164}Dy	^{166}Er	^{168}Yb	^{170}Hf
$E(2^+)$	864,2	761,86	785,89	983,8	961,3

Рис. 31. Расщепление γ -полос в изотопах с $N = 98$

а также в распаде $^{166}\text{Tm}, 2^+$ [17]. Нужно искать также ротационные уровни других полос. *Гамма-вибрационные полосы.* Во всех изотопах с $N = 98$ очень низко расположены γ -вибрационные полосы (табл. 36). На рис. 31 показан ход инерционных параметров. Для ^{168}Yb есть данные только о состояниях с нечетными спинами, когда $J > 6$, поэтому сигнатурное расщепление установлено только для нижней части полосы. Малое расщепление в ^{166}Er и ^{164}Dy мы связываем с тем, что полосы на возбужденных состояниях 0^+ имеют большую энергию в этих ядрах, они отделены большим энергетическим интервалом от γ -полосы (см. табл. 35). Детальное рассмотрение показывает, что в полосе ^{166}Er уровни с четными спинами несколько приподняты, параметры A^+ на $\sim 0,05$ кэВ превышают A^- (рис. 31, правая шкала). Так как в этом ядре ниже расположена только полоса основного состояния с $K^\pi = 0^+$, с которой происходит расталкивание уровней, то эффект связан с взаимодействием этих полос почти в «чистом виде». Неясна причина нарушения плавного хода A от J при $J = 13$ в ^{166}Er .

Уровни с $K^\pi = 1^+$. В ^{166}Er наблюдался уровень 1813,0 кэВ, 1^+ , а также ряд уровней 1^+ из реакции (γ, γ') . Ротационные сателлиты пока не идентифицированы.

Уровни с $K^\pi = 3^+$. В ^{166}Er известен уровень 1938,17 кэВ, 3^+ , который является головным уровнем ротационной полосы (табл. 37) [16, 21]. Согласно модели, он имеет структуру $3^+, n523\downarrow + n521\downarrow$ и энергию 1,8 МэВ. В ^{168}Yb полоса построена на уровне 1451,7 кэВ, инерционные параметры в ней на 20% выше, чем в ^{166}Er . Различие может быть обусловлено влиянием в ^{168}Yb состояния $3^+, p411\downarrow - p404\downarrow, E = 1,8$ МэВ.

Таблица 37. Состояния с $K^\pi = 3^+$ в ^{166}Er и ^{168}Yb . Инерционные параметры

$E(3^+)$	^{166}Er				^{168}Yb	
	1938,28	2132,95	2160,12	2172,75	1451,7	2404,6
4	10,31	—	—	—	12,44	—
5	10,33	—	—	—	12,29	—
6	—	—	—	—	12,09	—

Таблица 38. Энергия уровней с $K^\pi = 2^-$ и 4^- в ^{166}Er и изотопах с $N = 98$

K		^{164}Dy	^{166}Er		^{168}Yb	^{170}Hf	^{172}W	^{174}Os	^{176}Pt
2	4		Экспери- мент	Расчет					
2		976,86	1258,2	1457					
3		1039,28	1513,8	1515					
4	4	1588,1	1572,2	1572			1433,9	1549,5	1736,4
		1622,75	1596,2	1595					
	5	1686,7	1665,8	1670					
5		1225,14	1692,3	1698					
	6	1804,2	1787,0	1785	1842,2	1799,5	1713,0	1790,1	2004,7
6			1826,7	1823					
	7		1992,4	1918					
7			2092	1971					
8			2073,1	2070					
	8		2144,5	2141	2100	2109,3	2074,2	2102,2	2319,5
9			2246,0	2242					
10			2428,0	2433					
	10			2544	2426	2476,6	2517,9	2476,1	2609,1

В β -распаде ^{166}Tm среди уровней 3^+ ярче других проявились три уровня ^{166}Er . В их волновых функциях четырехчастичный компонент $p523\uparrow p411\downarrow n523\downarrow n642\uparrow$ обеспечивает быстрый β -переход $p523\uparrow \rightarrow n523\downarrow$ [18]. Разрядка уровней 2132,95 и 2160,12 кэВ хорошо объясняется при учете смешивания полос Кориолиса с $K^\pi = 2^+$ и 3^+ [18].

Двухфононные уровни с $K^\pi = 4^+$. В ^{166}Er наблюдался уровень 1978,43 кэВ, 4^+ с преимущественной разрядкой на γ -полосу. Такую же разрядку испытывает ротационный уровень 2082,6 кэВ, 5^+4 , при этом $A(5) = 10,40$ кэВ. Второй уровень 4^+4_2 был идентифицирован при 2028,2 кэВ в реакции $(n, n'\gamma)$ [19]. Его сателлит 5^+4_2 , 2131,1 кэВ расположен рядом с известным уровнем 2132,94 кэВ, 3^+ . Для него $A(5) = 10,28$ кэВ. Авторы [19] рассматривают уровень 2028,2 кэВ как двухфононный $\gamma\gamma$ -вибрационный уровень, учитывая измеренное время жизни и ускоренные $E2$ -переходы на γ -полосу. В этой же мере представления о двухфононном характере применимы к уровню 1978,43 кэВ.

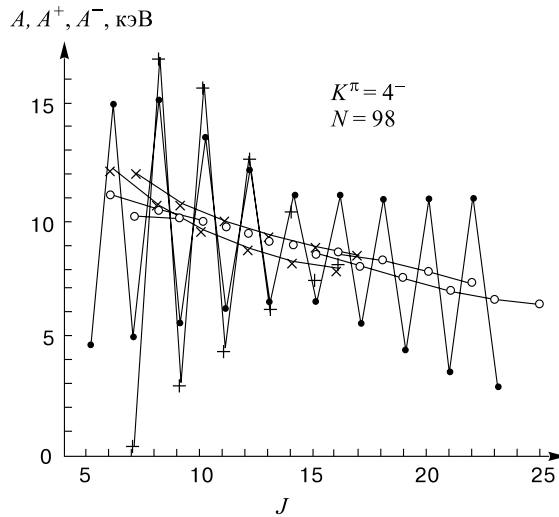


Рис. 32. Расщепление полос с $K^\pi = 4^-$ в изотопах с $N = 98$: (●), (○)¹⁷⁴Os, (+), (×)¹⁷⁶Pt

Аналогичная идентификация уровня 2173,42 кэВ, 4^+ в ¹⁶⁴Dy как двух-фононного проведена в [20].

Полоса с $K^\pi = 0^-$. Известны два уровня полосы 0^- в ¹⁶⁶Er: 1662,40 кэВ, 1^- и 1721,4 кэВ, 3^- . Из данных о реакции $(n, n'\gamma)$ [21] следует, что энергия ротационного уровня 5^-0 равна 1898,4 кэВ, а инерционные параметры $A^-(3) = 5,93$, $A^-(5) = 9,82$ кэВ не противоречат систематике (см., например, п. 4.8). Уровень 5^-0 проявился в реакциях (d, d') — 1901 кэВ, (d, t) — 1896 кэВ и по разрядке в $(n, n'\gamma)$ — 1889,4 кэВ.

Полоса с $K^\pi = 1^-$. Уровень 1^-1 в ¹⁶⁶Er ожидается по модели при энергии 1,7 МэВ, чему соответствует хорошо известное состояние 1830,46 кэВ. Однако нет ясности об уровнях ротационной полосы. Уровни 2^-1 и 4^-1 пока не найдены в спектре. Уровень 1917,76 кэВ, 3^- распадается не только на основное и γ -вибрационное состояние с одинаковыми приведенными вероятностями $E1$ -переходов, но с него идут также сильные $M1$ -переходы на уровень 2^-2 . Уровень 5^-1 пока не обнаружен.

Сведений о состояниях с $K^\pi = 1^-$ в изотопах с $N = 1^-$ почти нет. В соседнем ¹⁶⁴Dy известен уровень 1^- с близкой энергией 1808,2 кэВ.

Полосы с $K^\pi = 2^-$ и 4^- . Особенностью ¹⁶⁶Er является наличие двух полос с $K^\pi = 2^-$ и 4^- , расположенных настолько близко друг к другу, что существует проблема, к какой полосе их отнести, так смешаны их волновые функции. В [17] были проведены вычисления с учетом взаимодействия Кориолиса между этими полосами через полосу с $K^\pi = 3^-$. В табл. 38 приведены

полученные данные. Оказалось, что не совпадают с расчетом энергии обоих уровней 7^- . По-видимому, они относятся к другим полосам, а «свои» уровни 7^- еще предстоит обнаружить.

В изотопах с $N = 98$ от ^{164}Dy до ^{176}Pt известны длинные полосы, для которых значение K достоверно не определено. Возможный вариант приписания $K = 4$ указан в табл. 38. На рис. 32 показана зависимость от J значений A , A^+ и A^- в изотопах ^{174}Os и ^{176}Pt . Вывод об одинаковой структуре полос в обоих ядрах следует из подобия зависимости $A(J)$.

4.10. Ядро $^{168}_{68}\text{Er}_{100}$. Ядро ^{168}Er находится в середине области деформации. Оно представляет пример хорошо изученного четно-четного деформированного ядра, в котором идентифицировано более трех десятков ротационных полос. Это обусловлено возможностью изучать ^{168}Er во многих ядерных процессах, позволяющих выделить коллективные и частичные протонные и нейтронные возбуждения и проследить за положением уровней в полосах. Особенно обширная информация извлечена из реакций (n, γ) на тепловых и резонансных нейтронах и $(n, n'\gamma)$ на быстрых нейтронах реактора [22]. Ниже перечислены процессы, в которых проявились уровни ^{168}Er .

1. Распад ^{168}Ho , $T = 2,99$ мин, $J^\pi = 3^+$, $p523\uparrow - n521\downarrow$, $Q = 2910$ кэВ.
2. Распад ^{168}Tm , $T = 93,1$ сут, $J^\pi = 3^+$, $p411\downarrow - n633\uparrow$, $Q = 1679,0$ кэВ.
3. Кулоновское возбуждение.
4. Реакция $^{168}\text{Er}(\alpha, \alpha')$.
5. Реакции $^{168}\text{Er}(\gamma, \gamma')$ и (e, e') .
6. Реакция $^{168}\text{Er}(n, n'\gamma)$.
7. Реакции $^{167}\text{Er}(n, \gamma)$, $B = 7771,35$ кэВ.
8. (n, γ) , $E_n = 2$ и 24 кэВ.
9. Реакция $^{165}\text{Ho}(\alpha, p\gamma)$.
10. Реакция $^{166}\text{Er}(t, p)$.
11. Реакция $^{167}\text{Er}(d, p)$.
12. Реакция $^{170}\text{Er}(p, t)$.
13. Реакция $^{171}\text{Yb}(n, \alpha)$.

Полоса основного состояния ^{168}Er . Полосы основных состояний в изотопах с $N = 100$ прослежены до состояний с большими спинами. Известно 8 ядер с такими полосами (табл. 39). Энергия первого уровня возрастает от 73,39 кэВ в ^{164}Gd до 170,1 кэВ в ^{178}Pt . Несмотря на это энергия переходов с уровней $10^+ - 16^+$ и, следовательно, инерционные параметры A^+ для всех ядер находятся в узком интервале, крайние значения отличаются не более чем на 15%, а если исключить ^{164}Gd , то менее чем на 5%. Эти факты говорят в пользу заключения о стабилизации свойств ядер при их раскручивании до больших угловых моментов.

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$ в ^{168}Er и изотопах с $N = 100$. Условия наблюдений позволили обнаружить по четыре полосы 0^+ в ^{168}Er и ^{170}Yb , а

Таблица 39. Полосы основных состояний в ^{168}Er и изотонах с $N = 100$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2^+)$	2/16	4/18	6/20	8/22	10/24	12/26	14/28
^{164}Gd	73,392	12,23	12,06	11,78	11,41	10,99	10,53	10,09
^{166}Dy	76,581	12,76	12,64	12,43	12,17	11,82	11,46	11,09
^{168}Er	79,804	10,52 13,30 11,09	13,16 11,46	12,94	12,65	12,33	11,88	11,64
^{170}Yb	84,255	14,04 9,92	13,80 8,74	13,45 8,09	13,00	12,48	11,86	11,05
^{172}Hf	95,22	15,87 10,05 7,80	15,29 9,17 7,60	14,50 8,42 7,42	13,64 8,12 7,16	12,73 8,06 6,92	11,81 8,01	10,92 7,96
^{174}W	113,0	18,83 9,87	17,39 8,29	15,89 8,06	14,49	12,88	12,00	11,03
^{176}Os	135,1	22,52 10,11	18,59 9,11	15,77 8,51	13,84 8,32	12,53 7,96	11,61	10,87
^{178}Pt	170,1	28,35 10,41	16,93 9,28	14,89	14,10	12,71	11,90	11,19

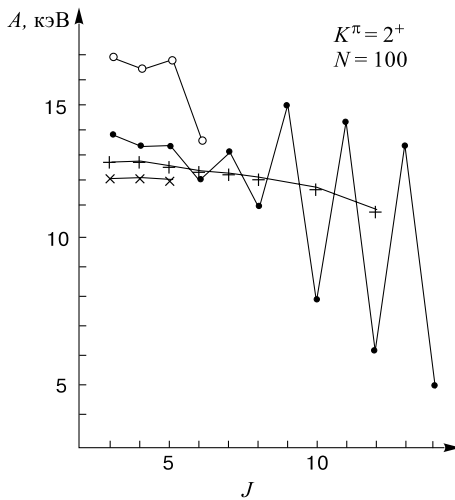


Рис. 33. Инерционные параметры γ -полос в изотонах с $N = 100$: (\times) ^{166}Dy , ($+$) ^{168}Er , (\bullet) ^{170}Yb , (\circ) ^{172}Hf

в ^{174}W таких полос пока нет (табл. 40). Различны инерционные параметры в разных полосах, что должно характеризовать их структуру. Достоин внимания возрастание A^+ с ростом J при $J > 13$ в полосе на уровне 1069,35 кэВ в ^{170}Yb .

Гамма-вибрационные полосы и другие полосы с $K^\pi = 2^+$. Гамма-полоса в ^{168}Er прослежена до ротационного уровня с $J = 12$ (табл. 41). Здесь практически не проявилось сигнатурное расщепление. В соседнем ядре ^{170}Yb оно сильно увеличивается с ростом J (рис. 33). Это происходит несмотря на увеличение расстояния между уровнями с одинаковыми четными спинами в полосах с $K = 0$ и 2.

Таблица 40. Энергия возбужденных уровней 0^+ и 2^+ в ^{168}Er и изотонах с $N = 100$. Инерционные параметры

Ядро	$E(0^+)$	$E(2^+)$	2/12	4/14	6/16	8/18	10
^{166}Dy	1149	1208	9,83				
^{168}Er	1217,16	1276,27	9,85	9,63	9,35		
	1422,10	1493,14	11,84	11,65	11,20		
	1833,54	1893,10	9,88	9,86	9,79		
	—	1237,08	—	12,43			
^{170}Yb	1069,35	1138,57	11,47	11,01	10,40	9,41	8,73
			8,45	8,56	9,04	9,39	
	1228,38	1306,1	12,96				
	1479,67	1534,41	9,12	8,79			
	1566,12	1634,70	11,43				
^{172}Hf	871,30	952,43	13,52	12,65			
	1295,63	1359,4	10,63				
	1335,66	1397,78	10,30	9,77			
^{176}Os	601,2	742,3	23,52	20,21	18,47		

Таблица 41. Энергия уровней γ -полос в ^{168}Er и изотонах с $N = 100$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2)$	3/10	4/11	5/12	6/13	7/14	8	9
^{166}Dy	857,16	11,93	11,84	11,78				
^{168}Er	821,17	12,45	12,37	12,28	12,19	12,10	11,97	—
		11,72	—	10,91				
^{170}Yb	1145,72	13,28	13,05	13,00	11,81	12,79	10,88	14,43
		7,94	13,84	6,23	13,13	4,96		
^{172}Hf	1075,29	15,93	15,47	15,82	13,22			
^{176}Os	863,6	29,00	23,28	18,56				

Богатая схема уровней ^{168}Er включает еще четыре полосы с $K^\pi = 2^+$ (табл. 42). Обращает на себя внимание факт уменьшения параметров A по мере роста энергии возбуждения головных уровней полосы.

Полосы с $K^\pi = 1^+$. В ^{168}Er уровни 1^+ обнаружены при $E > 2$ МэВ (табл. 43). Видно непостоянство инерционных параметров, которое затрудняет анализ.

Полосы с $K^\pi = 3^+$. В полосе 3^+ в ^{168}Er наблюдались четыре ротационных уровня. Как видно из табл. 44, инерционные параметры плавно спадают по мере роста J . Модель предсказывает, что в ^{168}Er ожидается двухквaziчастичное состояние 3^+ , $n521\downarrow + n512\uparrow$ при $E = 1,7$ МэВ, что согласуется с опытом. Вторая полоса 3^+ включает только два уровня (табл. 44).

Таблица 42. Уровни с $K^\pi = 2^+$ в ^{168}Er

$E(2^+)$	821,17	1848,35	1930,39	2193,20	2425,42
$A(3^+)$	12,45	11,19	10,74	10,28	9,86

Таблица 43. Уровни с $K^\pi = 1^+$ в ^{168}Er . Инерционные параметры

$E(1^+)$	$A(2)$	$A(3)$	$A(4)$
2133,76	10,96	11,01	—
2547,28	7,07	14,08	8,65

Таблица 44. Энергия уровней с $K^\pi = 3^+$ в ^{168}Er . Инерционные параметры

$E(3^+)$	$A(4)$	$A(5)$	$A(6)$	$A(7)$
1653,55	10,39	10,27	10,17	9,93
2186,74	11,61			

Таблица 45. Энергия уровней и инерционные параметры полос с $K^\pi = 4^+$ в ^{168}Er

$E(4^+)$	$A(5)$	$A(6)$
2055,92	11,26	11,53
2238,18	13,04	
2663,23	10,63	

Полосы с $K^\pi = 4^+$. Известны короткие полосы 4^+ в ^{168}Er (табл. 45). Двухчастичные состояния по модели имеют энергию заметно выше 2 МэВ. Нижний уровень 4^+ , 2055,92 кэВ неоднократно исследовался на предмет его соответствия представлению о двухфононных $\gamma\gamma$ -состояниях. Из времени жизни уровня и вероятности разрядки на γ -полосу сделан вывод, что доля двухфононной волновой функции приближается к 50 %. При этом ожидаемая по вибрационной модели энергия 1,6 МэВ заметно ниже экспериментального значения.

Данные о ^{168}Er дают представление о степени применимости вибрационной модели к двухфононным квадрупольным состояниям.

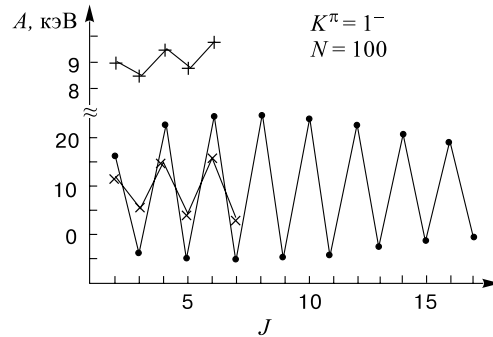
Полоса с $K^\pi = 0^-$. Из всех изотонов с $N = 100$ только в ^{168}Er известны уровни полосы 0^- (табл. 46). Они могут оказывать влияние на сигнатурное расщепление других полос с отрицательной четностью.

Таблица 46. Энергия уровней и инерционные параметры полосы с $K^\pi = 0^-$ в ^{168}Er

J	1	3	5
$E(J)$	1786,113	1913,900	2129,243
$A^-(J)$	—	12,78	11,96

Таблица 47. Энергия уровней и инерционные параметры полос с $K^\pi = 1^-$ в ^{168}Er и ^{170}Yb

J	^{168}Er		^{170}Yb
	$E(1^-)$	1358,90	1936,59
$A(2)$	11,10	8,93	15,28
$A(3)$	4,62	8,34	-4,70
$A(4)$	13,78	9,40	22,05
$A(5)$	3,27	9,75	-6,31
$A(6)$	15,55	9,84	23,63
$A(7)$	2,47	—	-5,79

Рис. 34. Расщепление полос 1^- в изотопах с $N = 100$: (+) верхняя и (\times) нижняя полосы в ^{168}Er , (\bullet) ^{170}Yb

Полосы с $K^\pi = 1^-$. В ^{168}Er известны две полосы 1^- , одна полоса наблюдалась в ^{170}Yb (табл. 47). Из рис. 34 видно, что сигнатурное расщепление подобно в обоих ядрах, но в ^{170}Yb оно приводит к инверсии всех наблюдаемых уровней. Уровни с нечетными спинами имеют меньшую энергию из-за расталкивания с уровнями полосы 0^- , расположенными выше (табл. 46). Можно было ожидать, что во второй полосе ^{168}Er , находящейся выше полосы 0^- , будет противоположное сигнатурное расщепление. Однако

Таблица 48. Энергия уровней и инерционные параметры полос с $K^\pi = 2^-$ в изотонах с $N = 100$

J	^{166}Dy	^{168}Er		^{170}Yb
$E(2^-)$	1029,90	1569,45	2230,34	1425,09
$A(3)$	10,88	10,67	12,06	—
$A(4)$	10,71	11,24	11,24	—
$A(5)$	—	10,13	—	—
$A(6)$	—	10,76	—	—

Таблица 49. Энергия уровней и инерционные параметры полос с $K^\pi = 3^-$ в ^{168}Er

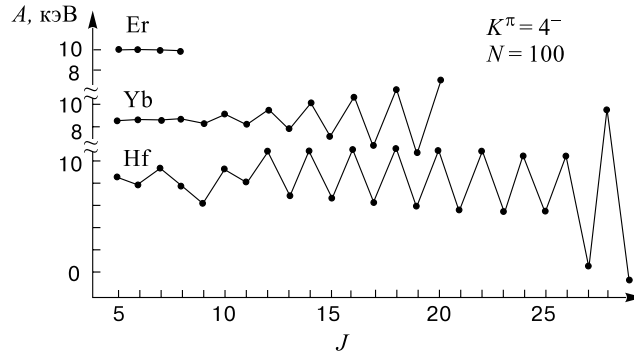
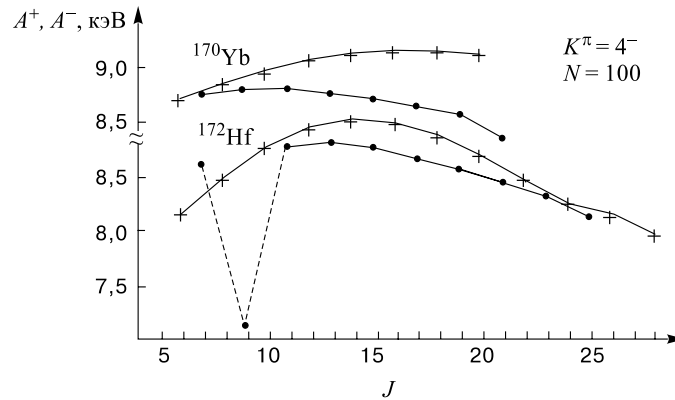
$E(3^-)$	1541,56	1828,07	1999,22	2262,70	2323,20	2337,13
$A(4)$	9,22	8,11	11,27	10,73	9,90	9,31
$A(5)$	9,26	9,01	11,10	10,26	11,13	11,49
$A(6)$	9,34	9,02	10,96	—	—	—
$A(7)$	9,33	8,48	—	—	—	—

Таблица 50. Энергия уровней и инерционные параметры полос с $K^\pi = 4^-$ в изотонах с $N = 100$

Ядро	$E(4^-)$	$A(5)$	$A^+(6)$	$A^-(7)$
^{168}Er	1094,04	9,90	9,88	9,84
	1905,09	9,69	9,71	—
	2059,98	8,84	8,88	—
^{170}Yb	1258,49	8,68	8,73	8,76
^{172}Hf	1418,55	8,50	8,14	8,61
(^{174}W)	1364,7	3,66	11,99	10,58
(^{176}Os)	1474,9	3,07	10,59	9,12

из табл. 47 видно, что оно аналогично, хотя выражено слабее. Для объяснения этого факта можно предположить, что еще выше имеются полосы 0^- , которые действуют на вторую полосу 1^- сильнее, чем известная нижняя полоса 0^- , 1786,11 кэВ.

Полосы с $K^\pi = 2^-$. Состояния 2^- известны в трех соседних изотонах (табл. 48). В нижней полосе ^{168}Er наблюдается сигнатурное расщепление, в котором ниже опускаются уровни с нечетными спинами, как и в полосе 1^- . Причина та же – влияние полосы 0^- .

Рис. 35. Полосы 4^- в изотонах с $N = 100$. Параметры A Рис. 36. Полосы 4^- в изотонах с $N = 100$. Параметры A^+ и A^-

Полосы с $K^\pi = 3^-$ довольно редко наблюдаются в деформированных ядрах. Однако в ^{168}Er известны шесть таких полос (табл. 49). Инерционные параметры всех полос близки между собой. Для нижней полосы они находятся в узком интервале $9,22 \div 9,34$ кэВ. В [1] приведена полоса в ^{170}Yb , которой приписаны $K^\pi = 3^-$, но она включает уровни от 1660,22 кэВ, 5^- до 3842,2 кэВ, 16^- . Рассчитанное значение энергии головного уровня 3^- , 1492 кэВ близко к энергии нижнего уровня в ^{168}Er 1541 кэВ, но в ^{170}Yb заметно сигнатурное расщепление, которого нет в ^{168}Er .

Полосы с $K^\pi = 4^-$. Состояние 4^- , $n633\uparrow + n521\downarrow$ ожидается по квази-частично-вибрационной модели при $E = 1,2$ МэВ. В табл. 50 указаны уровни, которые проявились в изотонах с $N = 100$, причем в ^{170}Yb и ^{172}Hf наблюдались длинные полосы (рис. 35). С увеличением J возрастает расщепление, но нет данных, чтобы проследить корреляцию с полосой 0^- , которая

Таблица 51. Энергия уровней и инерционные параметры в полосах с $K^\pi = 6^-$ в ^{168}Er и ^{170}Yb

Ядро	J	6	7	8	9	10
^{168}Er	$E(J)$	1773,20	1896,98			
	$A(J)$	—	8,80			
^{170}Yb	$E(J)$	1851,28	1964,8	2098,8	2253,7	2429,2
	$A(J)$	—	8,11	8,38	8,61	8,78

может вызвать сдвиг уровней с нечетным спином. На рис. 36 представлены зависимости A^+ и A^- от J . Возрастание A^+ явно не вызвано взаимодействием с полосой 0^- , но может быть обусловлено влиянием полос 3^- или 5^- . В зависимости A^- от J в ^{172}Hf выпадает точка при $J = 9$. Если это не ошибка эксперимента, то трудно найти объяснение нарушению плавного хода A^- . Неполнота и неопределенность данных о полосах в ^{174}W и ^{176}Os препятствуют включению в анализ этих ядер. Данные о них в табл. 50 требуют проверки.

Полоса с $K^\pi = 5^-$. Два уровня в ^{168}Er 2365,17, 5^- и 2454,17 кэВ, 6^- отнесены к полосе с $K^\pi = 5^-$. Не исключено, что это состояние 5^- , $p411\uparrow + p523\uparrow$ с расчетной энергией 2,8 МэВ.

Полоса с $K^\pi = 6^-$. К полосе 6^- отнесены два уровня: 1773,20 кэВ, 6^- и 1896,38 кэВ, 7^- , $A(7) = 8,80$ кэВ. Модельные расчеты дают $E = 1,7$ МэВ для состояния 6^- , $n633\uparrow + n512\uparrow$. В ^{170}Yb наблюдалась полоса 6^- с близкой энергией (табл. 51). Инерционные параметры увеличиваются с ростом J . По-видимому, структура одинакова в обоих ядрах.

4.11. Ядро $^{170}_{68}\text{Er}_{102}$. ^{170}Er является самым тяжелым стабильным изотопом эрбия, его относительная распространенность составляет 14,9%. К возбужденным уровням ^{170}Er приводит ряд изученных ядерных процессов.

1. Распад ^{170}Ho , $T = 2,76$ мин, $J^\pi = 6^+$, $p523\uparrow + n512\uparrow$, $Q = 3870(5)$ кэВ.
2. Распад ^{170}Ho , $T = 43$ с, $J^\pi = 1^+$, $p523\uparrow - n512\uparrow$, $E = 120(70)$ кэВ.
3. Распад ^{170}Tm , $T = 128,6$ сут, $J^\pi = 1^-$, $p411\downarrow + n521\downarrow$, $Q = 314,4(18)$ кэВ.
4. Кулоновское возбуждение.
5. Реакция $^{170}\text{Er}(d, d')$.
6. Реакция (γ, γ') .
7. Реакция $(n, n'\gamma)$.

После обзора [1] появилось подробное исследование [23], основанное на новых экспериментальных данных о реакции (n, n', γ) и на анализе имеющихся сведений о ^{170}Er [24].

Таблица 52. Полосы основных состояний в ^{170}Er и изотопах с $N = 102$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2^+)$	2/16	4/18	6/20	8/22	10	12	14
^{170}Er	79,59	13,10	12,97	12,75	12,48	12,14	11,78	
^{172}Yb	78,743	13,12 10,96	12,97	12,71	12,40	12,05	11,68	11,32
^{174}Hf	90,985	15,16 9,86	14,74 9,26	14,13 8,89	13,38 8,60	12,53	11,62	10,69
^{176}W	109,1	18,18 10,09	17,19 9,91	15,94 9,21	14,69 8,92	13,39	12,13	11,04
^{178}Os	131,65	21,94 10,07	19,03	16,51	14,42	12,84	11,69	10,46
^{180}Pt	153,3	25,55	18,33	15,75	14,15			

Таблица 53. Энергия возбужденных уровней 0^+ и 2^+ в ^{170}Er и изотопах с $N = 102$. Инерционные параметры

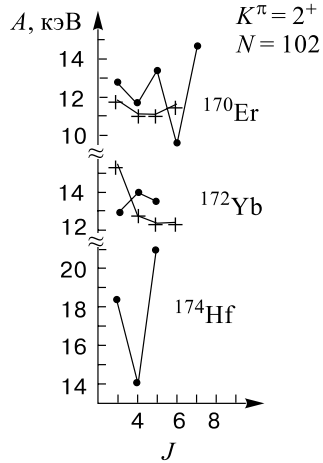
Ядро	$E(0^+)$	$E(2^+)$	2	4	6	8	10	12
^{170}Er	890,88 1324,28	959,98 1385,40	11,52 10,19	11,95 10,07	12,48			
^{172}Yb	1042,91 1405,01 1794,08 1894,62	1117,87 1476,78 1849,17 1956,36	12,49 11,96 9,18 10,29	12,05 11,17 8,22 10,28	11,41	10,53		
^{174}Hf	828,13 1240,0	900,24 1319,40	12,02 13,23	11,57 13,14	11,15	10,17	10,45	10,06
^{180}Pt	478,7	861,4	63,78	27,62	18,27			

В β^- -распаде ^{170}Ho наблюдался *ai* β -переход $n523\downarrow \rightarrow p523\uparrow$, который определяет характеристики ^{170}Ho , 6^+ , $p523\uparrow + n512\uparrow$ и уровня 2158,98 кэВ в ^{170}Er , 5^+ , $n523\downarrow + n512\uparrow$.

Полоса основного состояния ^{170}Er прослежена до уровня 12^+ . Энергия первых уровней в изотопах с $N = 102$ увеличивается по мере роста Z . Нужно отметить удивительное совпадение энергии ротационных переходов в ^{170}Er и ^{172}Yb . В пределах 1% они совпадают (табл. 52). Критерий 1–2% для разности энергии переходов принят для идентичных полос в супердеформированных состояниях. На близость в энергии ротационных переходов в полосах основных состояний обратили внимание авторы [13], но

Таблица 54. Энергия головных уровней полос с $K^\pi = 2^+$ в изотонах с $N = 102$

Ядро	^{170}Er	^{172}Yb	^{174}Hf	^{178}Os
$E(2_1^+)$	934,04	1465,87	1226,77	770
$E(2_2^+)$	1416,23	1608,49		

Рис. 37. Расщепление γ -полос в изотонах с $N = 102$

Гамма-вибрационная полоса и второй уровень 2^+ . В положении γ -полос в изотонах с $N = 102$ наблюдается резкий скачок (табл. 54), $E(2^+)$ в ^{172}Yb в 1,57 раза выше, чем в ^{170}Er . В обоих изотонах известны вторые полосы 2^+ . На рис. 37 приведены зависимости A от J . Наибольшее расщепление обнаружилось в ^{174}Hf . Состояния с большими спинами не наблюдались по условиям опытов.

Второй уровень 2^+ , 1416,23 кэВ разряжается на γ -полосу, проявляя свойства двухфононного $\beta\gamma$ -состояния, хотя по вибрационной модели оно ожидается при 1,9 МэВ.

Полоса 1^+ . При энергии 1973,03 кэВ в ^{170}Er обнаружен уровень 1^+ [23]. В ротационной полосе известны еще два уровня (табл. 55). Близкие энергии имеют уровни аналогичной полосы ^{172}Yb .

Полоса с $K^\pi = 3^+$. В рамках квазичастично-фононной модели нижнее двухчастичное нейтронное состояние 3^+ , $n521\downarrow + n512\uparrow$ имеет энергию 1,3 МэВ в изотонах с $N = 102$ [2]. Хорошее согласие с экспериментом

обычно расхождение в парах переходов оказывается большим. Как и в других изотонах, близки энергии переходов 12–10, их расхождение составляет до 5%. Также мало отличается энергия переходов при более высоких спинах.

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$. В ^{170}Er известны два возбужденных уровня 0^+ и основанные на них полосы (табл. 53). Необычное увеличение A^+ с ростом энергии и спина мы связываем с взаимодействием с близкими уровнями γ -полосы. В других полосах значения A^+ уменьшаются. В полосах с $K^\pi = 0_3^+$ в ^{174}Hf и ^{176}W не известны нижние уровни.

Представляет интерес полоса в ^{180}Pt . В ней велики значения A^+ , что говорит о меньшей деформации ядра в этих состояниях и подтверждает сложившиеся представления о мягкости ядер Os и Pt.

Таблица 55. Энергия уровней полос с $K^\pi = 1^+$ в ^{170}Er и ^{172}Yb

Ядро \ J		1	2	3	4
^{170}Er	$E(J)$	1973,03	2019,1	2081,2	
	$A(J)$	—	11,53	10,52	
^{172}Yb	$E(J)$	2009,8	2047,0	2108	2193,2
	$A(J)$	—	8,90	10,17	10,62

Таблица 56. Энергия уровней с $K^\pi = 3^+$ в изотопах с $N = 102$. Инерционные параметры

	^{170}Er	^{172}Yb		^{174}Hf
$E(3^+)$	1217,51	1172,38	1662,81	1303,36
$A(4)$	10,88	11,33	10,80	11,40
$A(5)$	10,86	11,28	11,36	11,36
$A(6)$	10,87	11,20	12,10	—

Таблица 57. Энергия уровней полос с $K^\pi = 1^-$ в изотопах с $N = 102$

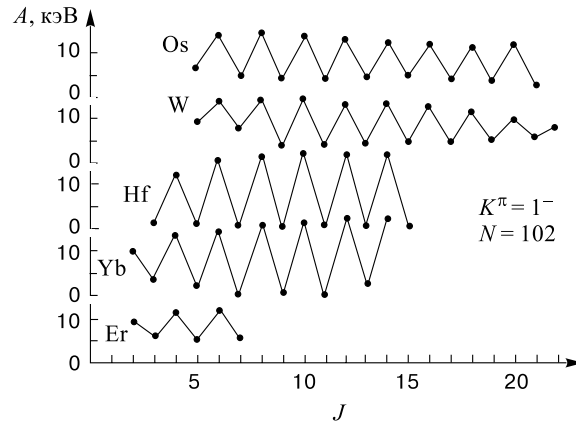
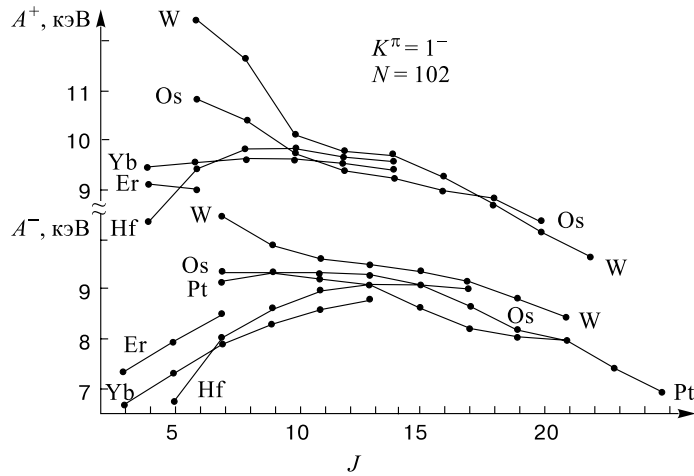
Ядро	1	2	3	4	5
^{170}Er	1266,64	1305,23	1340,20	1432,95	1483,72
^{172}Yb	1154,93	1198,47	1221,22	1330,69	1352,95
^{174}Hf	p1270	1308,69	1321	1425,24	1442,66
^{176}W	p1072	p1119	p1197	1301,1	1399,6
^{178}Os	p1278	p1314	p1371	1468,8	1538,2

p — расчетное значение, полученное путем экстраполяции A^+ и A^- по рис.39.

имеет место в трех изотопах, где эти состояния доступны для возбуждения. В табл. 56 показано, что близки значения энергии головных уровней и инерционных параметров и мало расщепление полос. В ^{172}Yb наблюдались две полосы 3^+ . В нижней известны состояния до 15^+ . Значения $A(7) - A(15)$, не включенные в табл. 56, плавно уменьшаются с ростом J .

Полоса с $K^\pi = 0^-$. Из всех изотонов с $N = 102$ только в ^{170}Er известна полоса 0^- : 1824,60, 1^- ; 1935,44, 3^- и 2150,9 кэВ, 5^- [23]. Энергия близка к предсказаниям модели 1,6 МэВ. Инерционные параметры обычные: $A-(3) = 11,97$, $A-(5) = 11,08$ кэВ.

Полосы с $K^\pi = 1^-$. В ^{170}Er , ^{172}Yb и ^{174}Hf наблюдались полосы с $K^\pi = 1^-$. Самая короткая из них известна в ^{170}Er (табл. 57, рис. 38). Видно,

Рис. 38. Расщепление полос 1^- в изотонах с $N = 102$ Рис. 39. Инерционные параметры A^+ и A^- полос с $K^\pi = 1^-$ в изотонах с $N = 102$

что все они сильно расщеплены. Рассмотрение длинных полос в более тяжелых изотонах ^{176}W , ^{178}Os привело к новым результатам. Последовательности уровней содержат уровни либо с четными, либо с нечетными спинами, они начинаются с уровней 4^- и 5^- . Общее свойство этих полос состоит в том, что, как видно из табл. 57, в них близка энергия уровней с $J=4$ и 5 . Для ^{176}W и ^{178}Os построены зависимости A^+ и A^- от J , которые оказались подобными зависимостям для ^{170}Er , ^{172}Yb и ^{174}Hf (рис. 39). На рис. 38 видно большое сходство спектров всех пяти ядер. Различия при малых спинах можно связать

Таблица 58. Энергия уровней 2^- в ^{170}Er и ^{172}Yb . Инерционные параметры

Ядро \ J		2	3	4
^{170}Er	$E(J)$	1506,24	1579,17	1676,5
	$A(J)$	—	12,16	12,16
^{172}Yb	$E(J)$	1757,37	1821,58	
	$A(J)$	—	10,70	

с различной деформацией, которая проявляется в энергии первых возбужденных уровней.

В ядре ^{180}Pt известна полоса с нижним уровнем 1614,8 кэВ, 4^+ или 5^- . В предположении, что $J = 5$, были вычислены значения A^- . Их зависимость от J оказалась такой же, как в других изотонах (рис. 39). Энергия уровней полосы и зависимость A^- от J приводит к заключению, что $K^\pi = 1^-$. Другая ветвь с уровнями положительной четности неизвестна.

Путем графической экстраполяции значений A^+ и A^- были определены $A^+(4)$, $A^-(5)$ и $A^-(3)$ и вычислены значения энергии еще не обнаруженных уровней 1^- , 2^- и 3^- . В табл. 57 они помечены буквой p (расчет).

Полоса с $K^\pi = 2^-$. В табл. 58 сопоставлены полосы 2^- в ^{170}Er и ^{172}Yb . Энергия и инерционные параметры близки в обоих ядрах. Значения $E(2^-)$ оказались выше предсказаний модели 1,3 кэВ.

Полоса с $K^\pi = 4^-$. В полосе 4^- (рис. 40) имеет место постоянство значений A . В то же время в ^{172}Yb наблюдается другое поведение A . Различие может быть связано со структурой полос. В ^{170}Er по модели близкую энергию имеет состояние 4^- , $p523\uparrow + p411\downarrow$, 1,6 МэВ и 4^- , $n633\uparrow + n521\downarrow$, 1,7 МэВ. В ^{172}Yb протонное состояние поднимается до 2,3 МэВ. В табл. 59 содержатся данные об энергии уровней 4^- в ^{170}Er и ^{172}Yb .

Полоса с $K^\pi = 5^-$. В ^{170}Er известны два уровня полосы 5^- , которой приписана структура 5^- , $n624\uparrow + n521\downarrow$: 1708,16 кэВ, 5^- и 1819,1 кэВ, 6^- . Расчетное значение 1,8 МэВ. В соседних ядрах состояние 5^- не идентифицировано.

Полосы с $K^\pi = 6^-$. В ^{170}Er идентифицирован уровень 1590,74 кэВ, 6^- , $n633\uparrow + n512\downarrow$, расчетное значение 1,4 МэВ. Полосы с $K^\pi = 6^-$ известны в

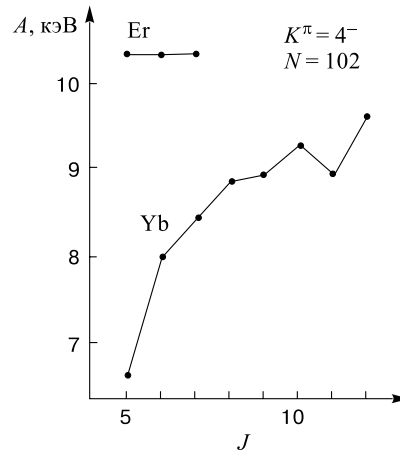
Рис. 40. Полосы 4^- в ^{170}Er и ^{172}Yb

Таблица 59. Энергия нижних уровней с $K^\pi = 4^-$ в ^{170}Er и ^{172}Yb

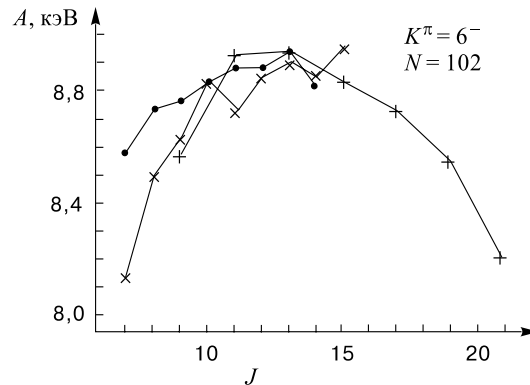
Ядро \ J	4	5	6
^{170}Er	1268,67 1745,88	1372,08	1496,06 1640,4
^{172}Yb	1640,56	1706,45	1802,65 1921,80

Таблица 60. Энергия уровней 6^- и 7^- полос с $K^\pi = 6^-$ в изотопах с $N = 102$

Ядро	^{170}Er	^{172}Yb	^{174}Hf	^{176}W
$E(6^-)$	1590,74	1550,43	1713,5	—
$E(7^-)$	—	1670,55	1827,4	1856,7

Таблица 61. Энергия уровней в полосах с $K^\pi = 6^-$ в ^{174}Hf и ^{176}W

Ядро \ J	7	9	11	13	15
^{174}Hf	1827,4	2119,0	2488,0	2932,7	3449,7
^{176}W	1856,7	2148,7	2523,3	2970,0	3483,4
ΔE	29,3	29,7	35,3	37,7	33,7

Рис. 41. Полосы 6^- в изотопах с $N = 102$: (●) ^{172}Yb , (×) ^{174}Hf , (+) ^{176}W

^{172}Yb и ^{174}Hf . В табл. 60 приведена энергия уровней 6^- и 7^- полос, она не сильно отличается от расчетного значения. На рис. 41 показана зависимость A от J трех изотопов с $N = 102$. Значения A близки между собой, это наглядно видно с учетом крупного масштаба по оси ординат на рис. 41.

Таблица 62. Уровни с $K^\pi = 3^+$ в изотопах с $N = 104$

Ядро \ J	3	4	5	6	7	8	
^{172}Er	$E(J)$	—	1396,7	1500,4	1638,2	1791,7	—
	$A(J)$	—	—	10,37	11,48	10,98	—
^{174}Yb	$E(J)$	1606,38	1701,68	1819,82	1957,21	—	—
	$A(J)$	—	11,92	11,81	11,45	—	—
^{176}Hf	$E(J)$	1577,66	1675,95	1798,4	1944,47	2116,9	2284,9
	$A(J)$	—	12,25	12,25	12,17	12,31	11,74

Здесь содержится новая интерпретация полосы в ^{172}W . В [1] приведена полоса — последовательность уровней с нечетными спинами с начальным состоянием 1856,7 кэВ, 7^- , очень близким по энергии к уровню 1826,4 кэВ, 7^-6 в ^{174}Hf (табл. 60). В табл. 61 сравнивается энергия уровней в полосах ^{174}Hf и ^{176}W . Разброс в разностях энергий от 29,3 до 37,7 кэВ (~ 8 кэВ) составляет около 0,3 %, то есть эти полосы удовлетворяют критерию сдвинутых идентичных полос: $\Delta E/E \sim 1$ %.

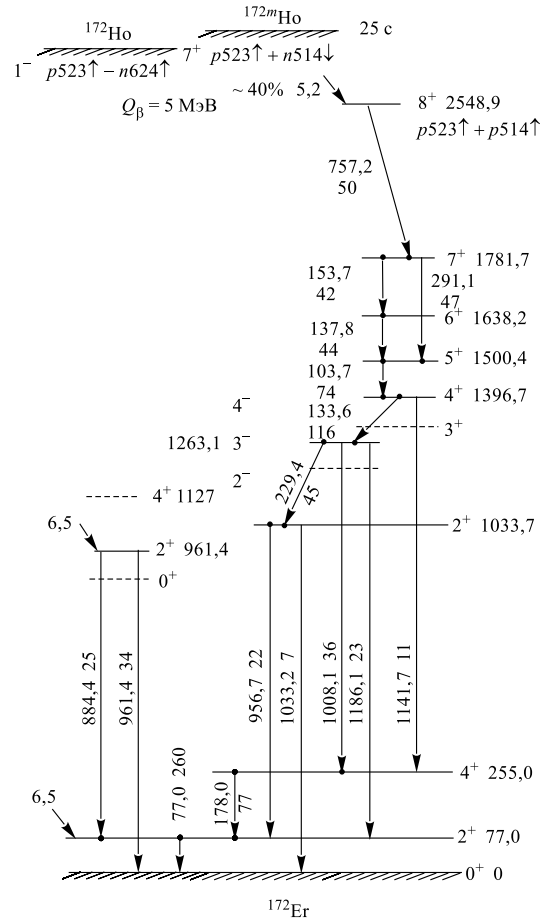
4.12. Ядро $^{172}_{68}\text{Er}_{104}$. Возбужденные уровни ^{172}Er наблюдались в реакции (t, p) при использовании мишени из самого тяжелого стабильного изотопа ^{170}Er и в β^- -распаде ^{172}Ho , $T = 28$ с [25], $Q = 5$ МэВ, $T(^{172}\text{Er}) = 49, 5$ ч.

Схема распада $^{172}\text{Ho} \rightarrow ^{172}\text{Er}$. Приведенная в [25] схема распада ^{172}Ho содержит противоречия, она была пересмотрена в настоящей работе. На рис. 42 приведена схема уровней ^{172}Er , построенная на основании экспериментальных данных [25]. Из сведений о $\gamma\gamma$ -совпадениях установлен уровень 2548,9 кэВ, на который идет β -распад с $\lg ft = 5, 2$. В соответствии со схемой Нильссона происходит превращение $n514\downarrow \rightarrow p514\uparrow$, откуда следует структура ^{172}Ho 7^+ , $p523\uparrow + n514\downarrow$ и структура уровня 2548,9 кэВ, 8^+ , $p523\uparrow + p514\uparrow$. Энергия уровня 8^+ совпадает с результатом вычислений по квазичастично-вибрационной модели — 2,5 МэВ.

Разрядка уровня 8^+ происходит на уровень 1791,7 кэВ, 7^+ , который разряжается каскадом находящихся в совпадении переходов (рис. 42). Каскад мы отнесли к полосе с $K^\pi = 3^+$. В табл. 62 приведены данные о полосах 3^+ в трех ядрах. Видно плавное изменение значений A . Расчетное значение $E(3^+) = 1, 6$ МэВ в изотопах с $N = 104$ соответствует структуре $n521\downarrow + n514\downarrow$, а в изотопах Yb такая же энергия соответствует структуре 3^+ , $p411\downarrow - p404\downarrow$.

Разрядка нижнего (не головного) уровня полосы происходит на уровень 1263,1 кэВ, которому приписаны $J^\pi K = 3^-2$. Обсуждение см. ниже.

Полосы основных состояний. Только первые два ротационных уровня проявились в β -распаде ^{172}Ho и в реакции (t, p) . Тем не менее в табл. 63 приведены данные об инерционных параметрах изотонов с $N = 104$. Во всех

Рис. 42. Схема распада изомеров ^{172}Ho

полосках наблюдается плавное падение A^+ с увеличением J . Значения A^+ становятся близкими для всех изотонов при $J \geq 12$.

Возбужденные уровни с $K^\pi = 0^+$. Уровень 961,4 кэВ наблюдался в реакции (t, p) и проявился в распаде ^{172}Ho только по разряжающим переходам на основное и первое возбужденное состояния. Он интерпретируется как уровень с $J^\pi = 2^+0_2$. Отсутствие заселяющих γ -переходов позволило сделать вывод о существовании низкоспинового изомера ^{172}Ho с периодом полураспада около 1 мин, в β -распаде которого и заселяется уровень 961,4 кэВ.

В табл. 64 дается систематика уровней с $K^\pi = 0^+$ в изотонах с $N = 104$. Энергия уровня 961,4 кэВ не укладывается в плавный ход зависимости E от

Таблица 63. Полосы основных состояний в ^{172}Er и изотонов с $N = 104$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2^+)$	2/16	4/18	6/20	8/22	10/24	12/26	14/28
^{172}Er	77,0	12,83	12,71					
^{174}Yb	76,47	12,75	12,62	12,41	12,13	11,74	11,40	11,04
^{176}Hf	88,35	10,65	10,27	9,92				
		14,73	14,42	13,95	13,37	12,72	12,03	11,33
		10,67	10,04					
^{178}W	106,1	17,68	16,93	15,98	14,92	13,78	12,59	11,37
		10,16	8,75					
^{180}Os	132,3	22,03	19,75	17,57	15,42	13,43	11,77	10,49
		10,00	9,14	8,81	8,49	8,22	7,55	6,61
^{182}Pt	154,9	25,82						

Таблица 64. Энергия уровней 0^+ и 2^+ в полосах с $N = 104$

Ядро \ J	0_1^+	0_2^+	0_3^+	0_4^+
^{172}Er	$E(0)$	0	—	(1322)
	$E(2)$	77,0	961,4	(1390)
^{174}Yb	$E(0)$	0	1487,12	1885,0
	$E(2)$	76,47	1561,02	1958,5
^{176}Hf	$E(0)$	0	1149,9	1293,1
	$E(2)$	88,35	1226,6	1379,4
^{178}W	$E(0)$	0	1001	1356
	$E(2)$	106,11	1082,8	1450
^{180}Os	$E(0)$	0		
	$E(2)$	132,2		
^{182}Pt	$E(0)$	0	499,4	
	$E(2)$	154,9	855,4	

Z . В табл. 65 приведена зависимость от числа нейтронов N . Здесь прослеживается плавное падение $E(2^+0_2)$ с увеличением N . В этой же таблице виден плавный рост $E(2^+2_1)$ с увеличением N .

Гамма-вибрационные полосы. Уровень 1033,7 кэВ в ^{172}Er мы рассматриваем как γ -вибрационный. В табл. 66 приведены данные о γ -полосах в изотопах с $N = 104$. Здесь нарушается плавный ход энергии, который имеет место в зависимости от N (табл. 65).

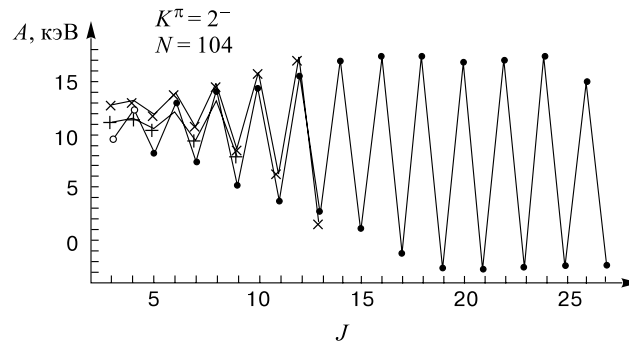
Полосы с $K^\pi = 2^-$. В изотопах с $N = 104$ ярко проявляются полосы с $K^\pi = 2^-$. В ^{172}Er только один уровень 1263,1 кэВ, 3^- отнесен к полосе 2^- .

Таблица 65. Энергия уровня 2^+ в изотопах Er

Уровень	^{164}Er	^{166}Er	^{168}Er	^{170}Er	^{172}Er
2^+2_1	860	786	821	934	1034
2^+0_2	1144	1528	1276	960	961

Таблица 66. Гамма-вибрационные полосы в изотопах с $N = 104$

Ядро	2	3	4	5
^{172}Er	1033,7			
^{174}Yb	1634,12	1709,31	1805,2	1926,0
^{176}Hf	1341,31	1445,80	1540,3	1727,80
^{178}W	1110,7	1380,9		
^{180}Os	870,3	1023,4	1197,1	1405,9
^{182}Pt	667,11	941,83		

Рис. 43. Расщепление уровней 2^- в изотопах с $N = 104$: (+) ^{176}Hf , (x) ^{178}W , (●) ^{180}Os , (○) — положение вычислено

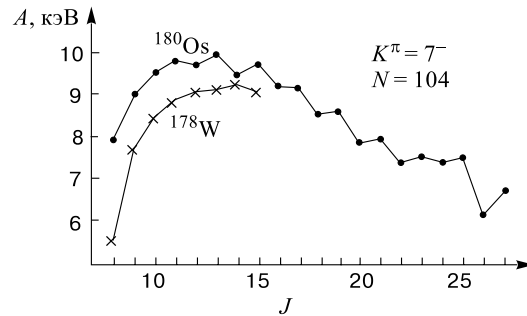
В табл. 67 приведены инерционные параметры полос 2^- , а на рис. 43 — их зависимость от J . Подобие полос, похожее расщепление позволяют сделать вывод о том, что это полосы с одинаковыми квантовыми числами $K^\pi = 2^-$.

В отличие от ^{176}Hf и ^{178}W , где значения $K = 2$ уже приписаны полосам, в ^{180}Os в полосе не проявились уровни 2^- и 3^- , и ей были приписаны $K^\pi = 4^-$. Однако из рис. 43 и табл. 67 следует, что можно приписать полосе $K^\pi = 2^-$. Интерес вызывает возрастание расщепления до $J = 18$ и его приблизительное постоянство в интервале $J = 18 \div 24$.

Таблица 67. Энергия уровней 2^- в изотонах с $N = 104$. Инерционные параметры

Ядро	$E(2^-)$	3/10	4/11	5/12	6/13	7/14	8/15	9/16
^{172}Er	p1300							
^{174}Yb	1318,26	10,61	10,77	10,40	10,99			
^{176}Hf	1247,68	10,95	11,40	10,40	12,04	9,42	12,98	7,99
^{178}W	1044,94	12,63	13,14	11,94	13,67	10,56	14,51	8,53
		15,71	6,07	17,18	1,26			
^{180}Os	p1360	—	—	7,97	13,08	7,23	13,98	4,98
		14,34	3,72	15,61	2,41	16,69	0,80	17,23
		-1,34	17,16	-2,69	16,71	-2,85	16,88	-2,64
		17,29	-2,36	14,88	-2,43			

p — расчетное значение.

Рис. 44. Инерционные параметры полос 7^- в ^{178}W и ^{180}Os

Полосы с $K^\pi = 7^-$. Другой характер имеет зависимость A от J в длинных полосах ^{178}W , $E(7^-) = 1739,52$ кэВ и ^{180}Os , $E(7^-) = 1928,8$ кэВ, которым приписаны $K^\pi = 7^-$ (рис. 44). В обоих изотонах A плавно возрастает от значений 5,5–7,9 при $J = 8$ до 9–10 при $J = 11 \div 16$. В ^{180}Os A падает до 6,1 при $J = 26$. Расщепление составляет $\sim 0,2$ кэВ, что мало по сравнению с 20 кэВ в полосе с $K = 2$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены экспериментальные данные о ядрах эрбия. Каждое из четно-четных деформированных ядер эрбия сравнивается с его изотонами, то есть исследованы цепочки ядер с одинаковыми $N = 88 \div 104$.

Применен простой метод анализа инерционных параметров, изменение которых в зависимости от спина уровня в данной полосе и при переходе от ядра к ядру дает наглядную информацию о свойствах полос.

Проведенный обзор позволил получить новые научные результаты.

1. Проявился новый изомер ^{172}Ho с малым спином.
2. Построена новая схема уровней ^{172}Er .
3. Установлено взаимное влияние полос друг на друга. Пробным камнем послужили полосы с $K = 0$, где имеются уровни только с четными или с нечетными спинами. Они воздействуют на соответствующие состояния в полосах с другими K , в первую очередь, с $K = 1$ и 2 , вызывая в них сигнатурное расщепление полос. Оно оказалось столь большим, что иногда приводит к инверсии уровней, особенно в полосах с $K^\pi = 1^-$, например, в ^{156}Gd и ^{170}Yb .
4. Выявлено расщепление полос с $K \geq 2$, где не ожидается прямого взаимодействия Кориолиса ($\Delta K = 1$). Эффект проявился в γ -полосах с $K^\pi = 2^+$ и с $K^\pi = 2^-$. Расщепление имеет место и в полосах с $K^\pi = 4^-$.
5. Ход инерционных параметров в длинных полосах приводит к их стабилизации при больших спинах, они приобретают близкие значения в разных полосах.
6. Методика позволила установить квантовые характеристики ряда неидентифицированных ранее полос или изменить их характеристики. Примерами служат полосы с $K^\pi = 0^-$ в ^{158}Yb , в ^{154}Dy (не 1^-), 2^- в ^{180}Os (не 4^-) и ряд других.
7. Использование правил отбора для разрешенных незаторможенных β -переходов позволило идентифицировать состояния большого числа материнских и дочерних ядер.
8. Сопоставление проводилось с учетом предсказаний квазичастично-вибрационной модели В.Г.Соловьева. Подтверждена ее применимость в подавляющем большинстве рассмотренных случаев.
9. Указано на ограниченность применимости простой вибрационной модели в предсказании двухфононных квадрупольных состояний.
10. Примененная методика анализа оказалась ценной для предсказания положения уровней ротационных полос. Показано, где можно использовать инерционные параметры $A(\Delta J = 1)$, а где нужно применять A^+ или A^- ($\Delta J = 2$). Проведенная систематика дает основания для выбора варианта и усиливает предсказательную силу метода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Nuclear Data Sheets.** — 1985–2000.
2. **Григорьев Е.П., Соловьев В.Г.** — Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974.

3. **Беленький В.М., Григорьев Е.П.** — Структура четных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1987.
4. **Sood P.C. et al.** — Data and Nucl. Data Tables, 1991, v.47, p.89.
5. **Jain A.K. et al.** — Rev. Nucl. Phys., 1998, v.70, p. 843.
6. **Бондаренко В.А. и др.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, т.45, с.2141.
7. **Григорьев Е.П.** — В кн.: Изучение возбужденных состояний ядер. Под ред. Б.С. Джелепова. Алма-Ата: Наука, 1986, с.140.
8. **Chang-hua Zhang et al.** — Phys. Rev., 1998, v.C58, p.851.
9. **Lawson R.D.** — Z. Phys., 1981, v.A303, p.51.
10. **Zhang C.T. et al.** — Z. Phys., 1997, v.A318, p.65.
11. **Быстров В.А. и др.** — В сб.: Межд. сов. по физике ядра. СПб, 1996, с.71.
12. **Горожанкин В.М. и др.** — В сб.: Яд. спектроск. и структура ат. ядра. СПб, 1995, с.88.
13. **Hamilton J.H. et al.** — Nuovo Cimento, 1998, v.A111, p.633.
14. **Громов К.Я. и др.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, т.54, с.1802.
15. **Cline D. et al.** — Acta Phys. Polonica, 1993, v.B30, p.1291.
16. **Григорьев Е.П.** — Ядерная физика, 1994, т.57, с.590.
17. **Адам И. и др.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1989, т.53, с.875.
18. **Артамонова К.П. и др.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, т. 38, с. 1763.
19. **Garrett P.E. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1997, v.78, p.45.
20. **Corninbouf E.G. et al.** — Phys. Rev., 1997, v.C56, p.1201.
21. **Григорьев Е.П., Сушков Н.А.** — В сб.: Межд. конф. по ядерной физике. СПб, 1999, с.114.
22. **Берендаков С.А. и др.** — Ядерная физика, 1998, т.61, с.389.
23. **Григорьев Е.П., Гладкова И.А.** — Ядерная физика, 2000, т.63, с.1.
24. **Берендаков С.А. и др.** — Изв. РАН, сер. физ., 1992, т.56, №1, с.23; 1992, т.56, №11, с.28.
25. **Becker K. et al.** — Nucl. Phys., 1991, v.A522, p.557.