

УДК 539.144

СМЕШИВАНИЕ СОСТОЯНИЙ РАЗЛИЧНЫХ ПОЛОС В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Е. П. Григорьев

НИИ физики Санкт-Петербургского государственного университета,
Санкт-Петербург, Россия

ВВЕДЕНИЕ	869
МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ	870
РОТАЦИОННЫЕ ПОЛОСЫ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТЬЮ	872
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОРИОЛИСА В ПОЛОСАХ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТЬЮ	878
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОРИОЛИСА В ПОЛОСАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТЬЮ	881
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	905
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	906

УДК 539.144

СМЕШИВАНИЕ СОСТОЯНИЙ РАЗЛИЧНЫХ ПОЛОС В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Е. П. Григорьев

НИИ физики Санкт-Петербургского государственного университета,
Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена совокупность экспериментальных данных об энергетической структуре ротационных полос в четно-четных деформированных ядрах редкоземельной области. На основе анализа зависимости инерционных параметров от моментов количества движения ротационных уровней сделаны заключения о взаимном влиянии соседних ротационных полос. Проведены расчеты в рамках модели двухполосного кориолисова смешивания. Получены параметры модели для 14 пар ядер, включая 10 случаев полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . Наблюдается корреляция параметра смешивания со структурой уровней в рамках квазичастично-вибрационной модели. Для ^{170}Yb проведен расчет с учетом возрастания момента инерции с ростом спина. Обнаружены новые уровни, предсказанные моделью.

Experimental data on energy of level of rotational bands in rare-earth even-even deformed nuclei were considered. Calculations were made in the approximation of two band mixing. Dependence of inertial parameters on spins of rotational levels in bands was used. Parameters of model were obtained for 14 pairs of bands including 10 cases for bands with $K^\pi = 0^-$ and 1^- . The correlation between established mixing parameters and those calculated in the frames of quasiparticle-vibrational model was found. Calculations were made for ^{170}Yb taking into account the increasing of moment of inertia with angular momentum. New levels predicted by rotational model with including of Coriolis interaction were found.

ВВЕДЕНИЕ

Изучению структуры атомных ядер посвящено огромное число экспериментальных и теоретических исследований. Условно они разделяются на работы с четно-четными ядрами и с ядрами, в которых имеется один или два неспаренных нуклона. Отдельные массивы составляют ядра со стабильной квадрупольной деформацией. Самый большой из них включает редкоземельные и близкие к ним элементы. Массовые числа традиционно ограничиваются числом нуклонов от $A = 150$ до $A = 190$. Структура четно-четных ядер в этой области подробно изучалась до энергии возбуждения 2–3 МэВ. Во многих случаях каждое из состояний отнесено к определенной ротационной полосе, и при этом предполагают, что если уровень оказался вне полос, то при накоплении экспериментальных данных для такого одинокого состояния найдутся другие члены полосы и он тоже окажется среди них.

Задача идентификации состояний по полосам усложняется по мере увеличения энергии возбуждения. Имеется не очень много ядер, где идентифицированы полосы, у членов которых энергия превышает 2,5 МэВ. Это вызвано повышением плотности уровней с ростом энергии возбуждения. Становится труднее экспериментально выявить все уровни и установить их свойства, энергию, спин, четность, момент и способ распада. Только к уровням определенной структуры приводит β -распад, кулоновское возбуждение, реакция передачи нуклона или перезарядки. С ростом энергии падает заселяемость уровней в реакциях (n, γ) и $(n, n'\gamma)$. Также невелик диапазон спинов уровней, которые можно наблюдать при энергии, превышающей 2 МэВ. Сказывается влияние числа K — проекции полного момента на ось симметрии ядра.

Из общей картины выделяются длинные ротационные полосы, которые возбуждаются в реакциях с тяжелыми ионами. Когда образуется высокоспиновое иррастовое состояние при энергии в несколько МэВ, то его разрядка осуществляется внутриполосными переходами вплоть до низкоспиновых возбужденных уровней. Эта особенность разрядки уровней полос выделяет их из большого числа других состояний. Экспериментам подобного рода уделялось особое внимание в течение последних 20 лет.

Имеется принципиальная трудность в идентификации высоковозбужденных состояний. Она заключается во взаимном влиянии состояний с одинаковым спином, но относящимся к разным полосам. Это воздействие может быть велико, когда уровни разделены небольшим энергетическим интервалом. Оно может сказываться в сдвиге энергии и в изменении вероятности γ -распада различной мультипольности. Нам известна причина взаимного влияния — взаимодействие Кориолиса при $\Delta K = 1$ или смешивание фононов различной мультипольности. Не исключено, что могут возникнуть другие взаимодействия, которые вызывают наблюдаемые эффекты.

В большинстве исследований взаимному влиянию полос уделено меньше внимания, чем оно заслуживает, и это может приводить к ошибкам при интерпретации состояний. В настоящей работе делается попытка рассмотреть структуру ^{168}Er и близких к нему ядер с этих позиций.

1. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Взаимодействие нуклонов в ядре принято выражать как взаимодействие состояний с одинаковыми спинами, которые в системе возбужденных уровней расположены не очень далеко друг от друга. Эффект обусловлен смешиванием волновых функций, которое ведет к изменению энергии возбуждения каждого из участников, к изменению других физических величин: моментов и вероятностей γ -переходов разрядки.

Известны и часто учитываются два механизма: взаимодействие Кориолиса и разложение по фононам различной мультипольности. Внимание здесь уделяется первому из них.

Особенностью деформированных ядер является их способность вращаться относительно оси, перпендикулярной оси симметрии. В спектре возбужденных состояний вращение проявляется в виде ротационной полосы, связанной с каждым внутренним или коллективным уровнем в ядре. Гамильтониан системы записывается в виде суммы

$$H = H_{\text{in}} + H_{\text{rot}} + \Delta H,$$

где H_{in} соответствует внутреннему или колебательному движению; H_{rot} — вращению ядра, а ΔH — той связи, которая существует между различными видами движения. Все модели ядер практически связаны с варьированием членов гамильтониана, которые входят в ΔH . В отсутствие связи видов движения за вращательную энергию отвечают функции $D_{\text{МК}}^J$.

Простая адиабатическая ротационная модель дает постоянство моментов инерции \mathfrak{I} . Собственные значения энергии уровней в полосе определяются функцией Вигнера $D_{\text{МК}}^J$:

$$E(J) = (\hbar^2/2\mathfrak{I})J(J+1). \quad (1)$$

Значения инерционного параметра $A = \hbar^2/2\mathfrak{I}$ можно определить для каждой пары уровней со спинами J и J' . В случае $J - J' = 1$

$$A(J) = [E(J) - E(J-1)]/2J. \quad (2)$$

В случае $J - J' = 2$ инерционный параметр A^+ или A^- определяется формулой

$$A^+(A^-) = [E(J) - E(J-2)]/2(2J-1). \quad (3)$$

Символом A^+ обозначены инерционные параметры для уровней с четными спинами, символом A^- — с нечетными спинами. На опыте определяется зависимость A от J , которая характеризует систему возбужденных уровней ядра. Она может иметь различный вид.

Для изолированной полосы характерно плавное спадание инерционного параметра A с ростом энергии возбуждения или момента количества движения состояния в полосе. Оно связано с постепенным уменьшением сил спаривания с ростом энергии. Это свойство было проверено на многих полосах [1]. Однако довольно часто плавность нарушается. Происходит это, когда сравнительно близко находятся уровни с одинаковыми спинами из различных полос или, тем более, когда происходит пересечение полос. Поэтому нарушение плавности в ходе $A(J)$ может служить признаком взаимодействия

или пересечения полос. К сожалению, не всегда можно найти ту полосу, которая влияет на положение уровней в рассматриваемой полосе и на ход $A(J)$, так как часто для этого недостает экспериментальных данных. При энергии больше 2 МэВ возрастает плотность уровней и трудно установить, какие из уже известных или пока не идентифицированных полос сильнее других взаимодействуют с анализируемой полосой.

Особые случаи представляет собой взаимодействие с полосами, у которых $K^\pi = 0^+$ или 0^- . В первом случае полоса содержит только состояния с четными спинами, а в полосах с $K^\pi = 0^-$ имеются только уровни с нечетными спинами. Со стороны этих полос наблюдается специфическое воздействие на «полные» полосы. Происходит и наблюдается сдвиг только уровней с четными J в полосах с $K^\pi = 1^+$ или 2^+ и только уровней с нечетными J в полосах с $K^\pi = 1^-$. Эти особенности удобно использовать при анализе взаимодействия уровней.

Только качественное рассмотрение уровней с положительной четностью с энергией примерно до 1,5–2,0 МэВ можно провести в четно-четных ядрах. Здесь обычно известно несколько полос с $K^\pi = 0^+$, включая полосу основного состояния, и полосы с $K^\pi = 2^+$, нижняя из них трактуется как γ -вибрационная полоса. Обычно уровни с $K^\pi = 1^+$ находятся при большей энергии возбуждения. В рамках взаимодействия Кориолиса именно они отвечают за сдвиги уровней в полосах с $K^\pi = 0^+$ и 2^+ .

Рассмотрению таких эффектов были посвящены работы [2–5]. Слабым местом в этих исследованиях является незнание структуры уровней 1^+ и, следовательно, невозможность определить силу взаимодействия Кориолиса между уровнями определенной структуры. Во всяком случае, для расчетов нужно принимать во внимание не нижнее известное состояние 1^+ , а некоторое эффективное значение по ряду уровней 1^+ . Эта процедура требует ряда допущений. Трудно провести численный анализ, и в данной работе, как и в [1], приведены примеры взаимодействия уровней с $K^\pi = 0^+$ и 2^+ . В ядре ^{166}Yb , как и в ^{162}Dy [1], наиболее наглядно проявились эффекты сдвига уровней.

Для полос с $K^\pi = 1^-$ взаимодействие с полосами с $K^\pi = 0^-$ проявляется более четко, так как эти полосы нередко расположены близко друг к другу и удалены от других полос с отрицательной четностью. Здесь возможно проводить простые вычисления сдвига уровней.

2. РОТАЦИОННЫЕ ПОЛОСЫ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТЬЮ

2.1. Полосы основного состояния. В [1] приведены сведения о полосах основных состояний деформированных ядер, и в частности изотонов с $N = 100$. Детали содержатся в табл. 39 работы [1] и на рис. 1. В ходе $A^+(J)$

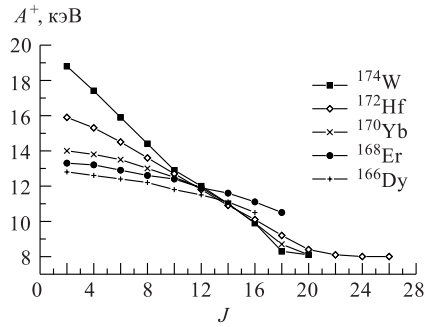


Рис. 1. Зависимость от J параметров инерции A^+ в полосах основных состояний изотонов с $N=100$

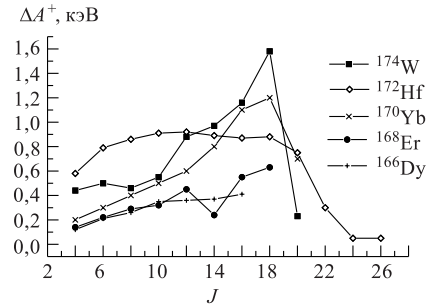


Рис. 2. Зависимость от J разностей параметров инерции ΔA^+ в полосах основных состояний изотонов с $N=100$

в ^{168}Er наблюдается небольшой скачок при $J = 14$. Наглядно он виден на рис. 2, где приведена зависимость ΔA^+ от J . В соседнем изотоне ^{166}Dy эта аномалия также видна, но она заметно меньше. В обоих ядрах пока не наблюдались полосы, которые могли бы вызвать скачок в ходе A .

Второй скачок наблюдается при $J = 18$ в ^{170}Yb , ^{172}Hf и ^{174}W . Он четко виден на рис. 2 по разности значений соседних ротационных параметров ΔA^+ . Пока нет экспериментальных данных о состояниях, вызвавших нерегулярность в A^+ .

Нужно отметить важную особенность, связанную с взаимодействием полос основных состояний с $K^\pi = 0^+$ с другими полосами. К последним в первую очередь относятся γ -полосы. Во многих ядрах γ -вибрации образуют нижайшее неротационное состояние. Естественно, что при рассмотрении рядки γ -полосы учитывалось взаимное двухполосное взаимодействие с полосой 0_1^+ . В этом приближении в свое время Михайловым были предложены поправки к правилам Алаги.

Совокупность экспериментальных данных показывает, что принятые представления требуют уточнения. Рассмотрение поведения инерционных параметров в γ -полосах показывает, что во всех ядрах наблюдается такое сигнатурное расщепление, которое обусловлено опусканием уровней с четными спинами относительно уровней с нечетными спинами. Принимая, что взаимодействие приводит только к расталкиванию, а не к сближению уровней, мы приходим к выводу, что значительно сильнее четные уровни γ -полос взаимодействуют не с полосой 0_1^+ , а с полосами с $K^\pi = 0^+$, построенными на возбужденных уровнях. Полученные ранее параметры взаимодействия между полосами с $K = 0$ и 2 в поправках Михайлова [6] к правилам Алаги являются эффективными, а не двухполосными величинами.

В полосах основных состояний деформированных ядер впервые было обнаружено явление бекбендинга, то есть изгиба в зависимости инерционного параметра от спина J или, в других координатах, в зависимости момента инерции от частоты вращения ядра. В [1], а ранее в [7] было установлено, что в изотонах с $N = 90$ бекбендинг вызван пересечением полос основного и β -вибрационного состояний. Недавно опубликованы данные о новом спектре уровней ^{164}W [8, 9]. Из проведенного анализа следует, что в этом ядре, как и в соседних изотонах с $N = 90$, ирастовая полоса является полосой основного состояния, а начиная с уровня с $J = 14$ ирастовой становится β -полоса.

В других ядрах бекбендинг вызывается пересечением с другими полосами. Некоторые из них начинаются с уровней с $J^\pi = 8^+ - 12^+$. Эти полосы образуются в результате внутренних процессов в ядре, приводящих к ликвидации вакуума квазичастиц или фононов. Их назвали S-полосами, или «стокгольмскими полосами». Им дали определение — это полосы, которые вызывают бекбендинг в полосах основных состояний при пересечении с ними.

Примером ядра, где установлена причина аномалии в зависимости $A^+(J)$, служит ядро ^{166}Yb . На рис. 3 показаны две последовательности уровней — полоса основного состояния и S-полоса, которая начинается с уровня с $J = 8$. Видно, что в S-полосе уровни расположены ближе друг к другу, параметры $A^+(J)$ меньше, значит, моменты инерции больше. Эти особенности связаны с изменением во внутренней структуре ^{166}Yb . Изменения достаточно устойчивы, так как полоса прослеживается до уровней с большими спинами, вплоть до $J = 38$. Начиная с уровня с $J = 16$ она становится ирастовой полосой и

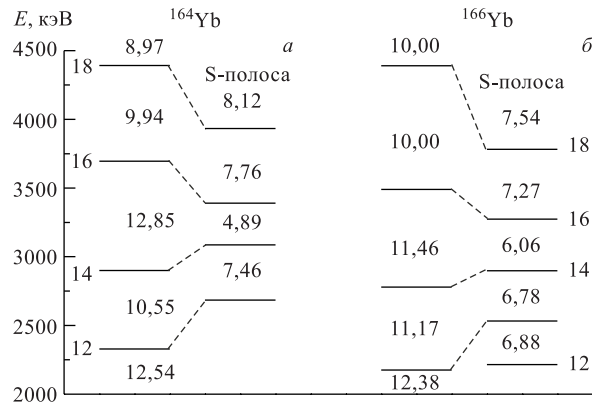


Рис. 3. Пересечение полосы основного состояния и S-полосы в ядрах ^{164}Yb (а) и ^{166}Yb (б). Числа между линиями — инерционные параметры, определенные по соответствующей паре уровней

поэтому ярко проявилась в реакциях с тяжелыми ионами. До уровня с $J = 26$ наблюдалась и полоса основного состояния (рис. 4).

Как видно из рис. 3, происходит пересечение рассматриваемых полос. Числа между линиями уровней дают значения инерционных параметров A^+ . Очевидно большое значение A^+ (16–14) в полосе основного состояния и выпадение вниз соответствующей точки для S-полосы, которое объясняется обычным расталкиванием уровней. На рис. 4 этот эффект наглядно виден по ходу инерционных параметров. Если он обусловлен взаимодействием Кориолиса, то оно происходит через еще не обнаруженные состояния с $K^\pi = 1^+$.

Практически полная аналогия имеет место между ядрами ^{166}Yb и ^{164}Yb . Это видно из рис. 3 и 4, где приведены данные для обоих ядер.

В работе [7] были собраны данные о бекбендинге в полосах основных состояний, опубликованные до 1986 г. За прошедший промежуток времени накопились новые сведения как о ротационных полосах основных состояний, так и о других полосах, на них влияющих и нарушающих плавный ход $A^+(J)$. Примером служат ядра ^{164}Yb и ^{166}Yb , сведения о которых приведены на рис. 3.

2.2. Возбужденные состояния с $K^\pi = 0^+$ и 2^+ . В большинстве деформированных ядер в области редких земель первые неротационные состояния имеют $K^\pi = 0^+$ или 2^+ . Они часто расположены близко друг к другу при энергии 0,7–1,4 МэВ. Согласно вибрационной модели ожидается появление однофононного β -вибрационного уровня с $K^\pi = 0^+$ и γ -вибрационного уровня с $K^\pi = 2^+$. Практически во всех ядрах наблюдается γ -вибрационное состояние и основанная на нем полоса. Что касается β -вибраций, то здесь положение сложное. В изотонах с $N = 90$ эта полоса расположена ниже всех других и обладает свойствами, предсказываемыми моделью, рассмотренной в [1]. В других изотонах встречаются несколько близких состояний 0^+ и соответствующие полосы. Среди них трудно выделить β -вибрации. Причиной является смешивание волновых функций этих полос с $K^\pi = 0^+$ и влияние близко расположенных γ -полос. В [2–5] исследовалось такое смешивание, но здесь невозможно прямое взаимодействие Кориолиса, и в теоретическое рассмотрение необходимо включать состояния с $K^\pi = 1^+$. Трудность заключается в том, что когда достоверно известны уровни 1^+ и построенные на них полосы в районе 2 МэВ, то нет оснований для выбора тех из них, которые взаимодействуют с рассматриваемыми полосами. Нужно принимать «эффек-

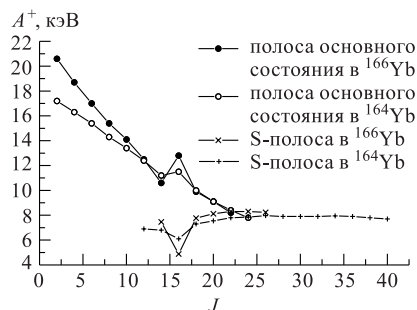


Рис. 4. Зависимость от J параметров инерции A^+ при пересечении полосы основного состояния и S-полосы в ^{164}Yb и ^{166}Yb

тивную полосу» с $K^\pi = 1^+$ или применять метод подгонки. При отсутствии сведений о полосах 1^+ положение еще больше усложняется.

На сегодняшний день все рассмотрения носят практически качественный характер по указанным причинам. Наряду с работами [2–5] в [1] на рис. 26 приведен пример непосредственного взаимного влияния полос 0_2^+ и 2_1^+ в ^{162}Dy . Плавный ход параметров инерции A^+ нарушается в месте пересечения этих полос при $J = 11–12$. Аналогичные аномалии рассмотрены в других ядрах.

Соседство полос с $K^\pi = 0^+$ и 2^+ позволяет выявить особенность их взаимодействия. Она связана с отсутствием уровней с нечетными спинами в полосах с $K^\pi = 0^+$. Поэтому состояния с нечетными спинами в γ -полосах можно считать невозмущенными, по крайней мере со стороны полос 0^+ , тогда как уровни с четными спинами испытывают «расталкивание». Это взаимодействие приводит к сдвигу двух полуполос в γ -полосе.

2.3. Сигнатурное расщепление γ -полосы в ^{166}Yb . На рис. 5 показана зависимость инерционных параметров A от J в γ -полосе ^{166}Yb . До спинов 6 и 7 сигнатурное расщепление в ^{166}Yb невелико и не очень отличается от расщепления в других ядрах. Начиная с $J = 8$ наблюдается резкое увеличение расщепления, приводящее для $J = 10$

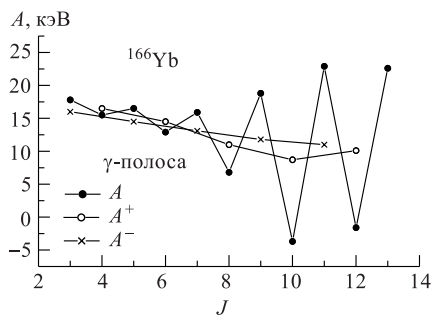


Рис. 5. Зависимость от J параметров инерции A , A^+ и A^- для γ -полосы в ^{166}Yb

и 12 к инверсии уровней в γ -полосе. Причина наблюдаемого эффекта ясна из рис. 6. По мере роста J сближаются уровни с одинаковыми спинами в полосе с головным уровнем 1043 кэВ, $J^\pi K_i = 0^+0_2$. Это приводит к опусканию уровней с четными спинами в γ -полосе и к увеличению энергии уровней в полосе 0_2^+ .

Картина изменяется, когда появляется S-полоса. Заметное влияние на γ -полосу происходит со стороны уровней 10^+ и 12^+ S-полосы. Они расположены между уровнями с этими

же спинами γ -полосы, их раздвигают, увеличивая значение $A^+(12)$. В свою очередь, проявляется взаимное влияние 0_2^+ - и S-полос. Уровни 8^+ и 10^+ S-полосы находятся между аналогичными уровнями 0_2^+ -полосы, вызывая в ней большое значение $A^+(10)$ и малое значение $A^+(10)$ в S-полосе. Взаимное отталкивание уровней 8^+ и 10^+ отчетливо видно на рис. 6.

Для описания наблюдаемых эффектов следует провести расчет в приближении многополосного смешивания, что связано с техническими и физическими трудностями. К ним относится и отсутствие сведений о полосах с $K = 1$, необходимых для расчета.

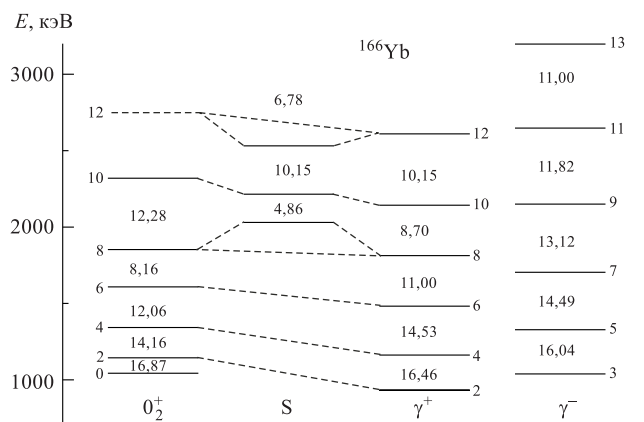


Рис. 6. Пересечение трех полос: 0_2^+ -, S- и γ^+ -полосы в ^{166}Yb

Ход значений A^- на рис. 5 показывает их плавное уменьшение в отличие от хода A^+ . Это означает, что за сигнатурное расщепление и инверсию уровней в γ^- -полосе отвечают состояния с положительной четностью.

Итогом рассмотрения рис. 5 и 6 является выявление следующих особенностей структуры ^{166}Yb .

1. Наблюдается различное поведение полуполос с разной сигнатурой в γ^- -полосе. Для состояний с нечетными J происходит плавное уменьшение A^- (рис. 5) от 16,04 до 11,00 кэВ. В полуполосе с четными J значения A^+ уменьшаются быстрее. Это приводит к тому, что резко возрастает сигнатурное расщепление в γ^- -полосе и даже наблюдается инверсия уровней: состояния с $J = 10$ и 12 расположены соответственно ниже, чем с $J = 9$ и 11.

2. Наблюдаются нерегулярности в ходе уровней полуполосы с четными J и, соответственно, в значениях A^+ . Уровень 10^+ как бы придавлен близким по энергии уровнем S-полосы. Это приводит к малому значению $A^+(10) = 8,70$ кэВ.

Анализ γ^- -полос всех редкоземельных четно-четных ядер, проведенный в [10], показал удивительную особенность ^{168}Er . Если здесь и существует сигнатурное расщепление, то четно-нечетный сдвиг уровней настолько мал, что он сравним с погрешностью измерений энергии γ^- -переходов. Это означает, что влияние уровней с четными J полосы основного состояния полностью компенсируется влиянием уровней с четными J , расположенными выше γ^- -полосы. Как видно из рис. 33 в [1], совсем по-иному зависит A от J в γ^- -полосе ^{170}Yb , а также практически во всех других ядрах редких земель.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОРИОЛИСА В ПОЛОСАХ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТЬЮ

Нарушение плавного хода параметров A^+ в полосах основных состояний и явление бекбендинга представляет собой случай взаимодействия Кориолиса, когда оно происходит не непосредственно между полосами с $K^\pi = 0^+$ и 2^+ , а через расположенные заметно выше состояния с $K^\pi = 1^+$. В значительной степени это относится к полосам с $K_i^\pi = 0_i^+$, $i = 2, 3 \dots$, и к γ -полосам, что было продемонстрировано выше. При энергии возбуждения выше 1,5–2,0 МэВ плотность уровней заметно возрастает, поблизости оказываются полосы с различными квантовыми числами K . При небольшой разности энергии уровней с одинаковыми спинами в полосах с $\Delta K = 1$ между ними возникает взаимодействие Кориолиса, в результате которого происходит сдвиг уровней и их расталкивание. Этот эффект описывается формулами

$$E_{K,K+1} = X/2 + AJ(J+1) \pm \frac{1}{2}[Y^2 + 4b^2J(J+1) - K(K+1)]^{1/2}, \quad (4)$$

где четыре параметра модели X , A , Y и b определяются по экспериментальным значениям энергии уровней. Знак «+» перед квадратным корнем в формуле относится к уровням верхней по энергии полосы, знак «-» — к уровням нижней полосы. Это соответствует расталкиванию, а не сближению уровней с одинаковыми спинами.

Применение формул (4) связано с двумя ограничениями.

1. Учитываются только две полосы, тогда как поблизости могут находиться уровни других полос, которые следует принимать во внимание, но это сильно усложняет расчеты.

2. Параметр A принимается одинаковым для всех уровней обеих полос. Во-первых, он может несколько отличаться для каждой из полос. Во-вторых, он на самом деле несколько уменьшается в связи с ослаблением спаривания с ростом спина. По этой причине следует ожидать уменьшения согласия расчетных и экспериментальных значений энергии уровней при $J \geq 10$.

Эти ограничения иногда играют определяющую роль. В ^{168}Yb известны полосы 2^+ на уровне 989,85 кэВ и 3^+ на уровне 1451,7 кэВ. Для них несовместимы уравнения (4), оказалось, что $Y^2 < 0$. По-видимому, имеются другие полосы, и необходим их учет. Интервал 285 кэВ между уровнями 3^+3_1 и 3^+2_1 достаточно велик, что ослабляет их взаимное влияние.

Похожая ситуация наблюдается в ^{184}W . Формулы (4) дают несовместимые результаты при расчете смешивания состояний полос 2_1^+ , 903,28 кэВ и 3_1^+ , 1425,01 кэВ. Однако при расчете смешивания более близких состояний 2_2^+ , 1386,33 кэВ и 3_1^+ , 1425,01 кэВ решение было найдено. Получен параметр смешивания $b = 19,06$ кэВ. Далее рассмотрено смешивание полос 2^+ и 3^+ в изотопах с $N = 102$ и 104 .

3.1. Смешивание γ -полосы с $K^\pi = 2^+$ и полосы с $K_i^\pi = 3_1^+$ в ^{174}Hf . Чаще всего нижним неротационным состоянием в четно-четных деформированных ядрах является γ -вибрационный уровень с основанной на нем ротационной полосой. Прямое кориолисово смешивание может происходить с уровнями полос с $K^\pi = 1^+$ и 3^+ . Оно тем вероятнее, чем ближе расположены смешиваемые полосы. Примером может послужить ядро ^{174}Hf .

Таблица 1. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{174}Hf , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметр инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ	Δ , кэВ
Полоса с $K_i^\pi = 3_1^+$					
3	—	1336,48	$\equiv 1336,48$	$\equiv 0$	10
4	13,35	1442,66	$\equiv 1442,66$	$\equiv 0$	17
5	—	—	1573,0	—	24
6	—	—	1727,7	—	31
Полоса с $K_i^\pi = 2_1^+$					
2	—	1226,77	1239,0	-12	—
3	12,76	1303,36	$\equiv 1303,36$	$\equiv 0$	10
4	11,40	1394,6	$\equiv 1394,6$	$\equiv 0$	17
5	11,36	1508,2	1511,1	-2,9	24
6	11,15	—	1652,6	—	31
7	10,86	1798,0	1818,8	-20,8	37
9	10,53	2167,1	2225,7	-59	50

Примечание. Параметры модели: $X = 2343,65$ кэВ; $Y = 13,69$ кэВ; $A = 12,34$ кэВ; $b = 6,16$ кэВ.

Рассмотрение данных о распаде ^{174}Ta и о ядерных реакциях [7, 11] позволяет уточнить систему возбужденных уровней ^{174}Hf и отнести к γ -полосе уровни с J до 15 и к полосе с $K = 3$ уровни с $J = 3, 4$ и 5 (табл. 1). Расчет смешивания Кориолиса показал, что при предложенных здесь уровнях 3^+ и 4^+ полосы с $K = 3$ получается обычное для подобных расчетов согласие с экспериментом в γ -полосе. Значение инерционного параметра $A = 12,34$ кэВ не выходит за пределы систематики. Самое главное — значение параметра смешивания $b = 6,16$ кэВ характерно для состояний, которые имеют главное квантовое число $N = 5$. По [12], здесь происходит смешивание уровней с $K = 2, nn512 \uparrow 521 \downarrow, 84\%$ и $K = 3, nn512 \uparrow 521 \downarrow, 100\%$.

3.2. Смешивание γ -полосы с $K^\pi = 2^+$ и полосы с $K_i^\pi = 3_1^+$ в ^{176}Hf . В табл. 2 приведены сведения о свойствах нижних полос с $K^\pi = 2^+$ и 3^+ в ^{176}Hf . Характерной чертой γ -полосы является ее заметное сигнатурное

Таблица 2. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{176}Hf , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметр инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ	Δ , кэВ
Полоса с $K_i^\pi = 3_1^+$					
3	—	1577,57	$\equiv 1577,57$	$\equiv 0$	1,5
4	12,25	1675,95	$\equiv 1675,95$	$\equiv 0$	3
5	12,26	1798,40	1798,9	-0,5	6
6	12,16	1944,47	1946,2	-1,7	8
7	12,33	2116,8	2118	-1,2	12
8	11,75	2304,7	2314	-9	15
Полоса с $K_i^\pi = 2_1^+$					
2	—	1341,31	1371,5	-30	—
3	17,42	1445,80	$\equiv 1445,80$	$\equiv 0$	1,5
4	11,80	1540,30	$\equiv 1540,30$	$\equiv 0$	3
5	18,75	1727,8	1658	70	6
6	11,18	1862,0	1800	62	8
7	17,44	2106,5	1966	140	12
8	11,15	2284,8	2156	128	15
Примечание. Параметры модели: $X = 2734,03$ кэВ; $Y = 128,8$ кэВ; $A = 12,056$ кэВ; $b = 5,70$ кэВ.					

расщепление. Значения параметров A чередуются: от 18 до 11–12 кэВ. В среднем они заметно выше, чем в полосе с $K = 3$. Расчет показал, что очень хорошо воспроизводятся уровни полосы с $K = 3$ и плохо — с $K = 2$. При этом вклад от взаимодействия полос мал и составляет 1–15 кэВ. Параметр смешивания $b = 5,70$ кэВ оказался близким у ^{176}Hf и ^{174}Hf . Расхождение для γ -полосы частично связано с ее взаимодействием с близко расположенной полосой с $K_i^\pi = 0_3^+$ с головным уровнем $E(0) = 1293,12$ кэВ и $E(2) = 1379,37$ кэВ. Расталкивание уровней этих полос приводит к опусканию в γ -полосе уровней с четными J . Нам не удалось попытку провести расчет, считая реперными уровни с $J = 3$ и 5. Уравнения (4) оказались несовместимыми.

3.3. Смешивание полос с $K_i^\pi = 2_2^+$ и 3_1^+ в ^{172}Yb . В ^{172}Yb известны две полосы с $K^\pi = 2^+$ на уровнях 1465,87 и 1608,49 кэВ и две полосы с $K^\pi = 3^+$ на уровнях 1171,38 и 1662,81 кэВ [13]. Рассмотрение показало, что реально рассчитать смешивание возможно только между состояниями с $K_i^\pi = 2_2^+$ и 3_2^+ . Двухполосное взаимодействие другой пары полос не рассчитывается по уравнениям (4).

Таблица 3. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{172}Yb , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметр инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ	Δ , кэВ
Полоса с $K_i^\pi = 3_2^+$					
3	—	1662,81	$\equiv 2700,64$	$\equiv 0$	10
4	10,80	1749,21	$\equiv 1749,21$	$\equiv 0$	18
5	11,36	1862,80	1859,7	3,1	25
6	12,10	2007,98	1994,1	13,9	33
7	—	—	2152,3	—	40
Полоса с $K_i^\pi = 2_2^+$					
2	—	1608,49	1619,9	-11,4	—
3	15,36	1700,64	$\equiv 1700,64$	$\equiv 0$	10
4	12,80	1803,11	$\equiv 1803,11$	$\equiv 0$	18
5	12,39	1927,02	1928,7	-1,8	25
6	12,35	2075,27	2077,6	-2,3	33
7	—	—	2249,9	—	40
Примечание. Параметры модели: $X = 3080,15$ кэВ; $Y = 18,03$ кэВ; $A = 11,804$ кэВ; $b = 6,79$ кэВ.					

В табл. 3 приведены результаты расчета. Значение параметра взаимодействия $b = 6,79$ кэВ близко к полученным для ^{174}Hf и ^{176}Hf . В ^{172}Yb эти параметры соответствуют взаимодействию состояний со структурой 2^+ , $nn512 \uparrow 521 \downarrow$, 87% или 11% и 3^+ , $nn512 \uparrow 521 \downarrow$, 100%, а также 2^+ , $pp411 \uparrow 411 \downarrow$, 8% и 3^+ , $pp404 \downarrow 411 \downarrow$ [12].

Важная особенность полосы 2_2^+ состоит в том, что уровни 2^+ , 1608,49 кэВ и 3^+ , 1700,64 кэВ разделены большим интервалом. Значение $A(3 - 2) = 15,36$ кэВ больше соседних значений. Этот эффект вызван выталкиванием вверх уровней полосы 2_2^+ со стороны полосы 3_2^+ . Выталкивание не относится к состоянию 2^+ , 1608,49 кэВ. Вторая особенность состоит в возрастании экспериментальных значений A с ростом J в полосе 3_2^+ (табл. 3).

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОРИОЛИСА В ПОЛОСАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТЬЮ

Как уже было отмечено, очень часто самым низким неротационным состоянием с положительной четностью является γ -вибрационный уровень, иногда — β -вибрационный уровень. В рамках вибрационной модели деформированных ядер ожидается четыре октупольных состояния с $K^\pi = 0^-, 1^-$,

2^- и 3^- и соответствующие уровни ротационных полос. При этом полоса с $K = 0$ имеет важную особенность — в ней отсутствуют состояния с четными спинами. При взаимодействии Кориолиса с уровнями полосы с $K = 1$ в ней не возникает влияния на уровни с четными спинами, и это делает более наглядным взаимное влияние полос с $K = 0$ и 1 .

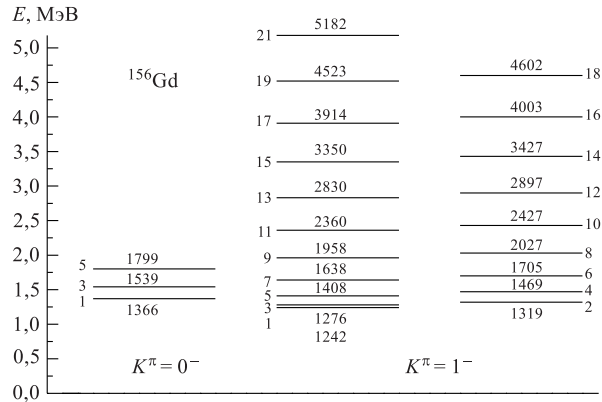


Рис. 7. Расположение полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- в ^{156}Gd

Наблюдается расталкивание уровней с одинаковыми нечетными спинами J . В полосах с $K = 1$ этот эффект приводит к сдвигу полуполосы с нечетными J вниз, если полоса с $K = 0$ расположена выше, и вверх, если полоса с $K = 0$ расположена ниже.

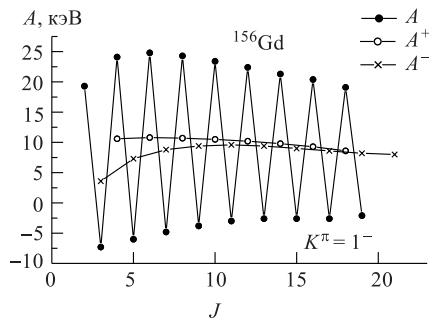


Рис. 8. Зависимость от J параметров инерции A , A^+ и A^- в полосе с $K^\pi = 1^-$ в ^{156}Gd

Здесь опять проявляется эффект сигнатурного расщепления, как это было видно для γ -полос. В некоторых ядрах он приводит даже к инверсии уровней, которая была рассмотрена в [14]. Явный эффект наблюдался в ядрах ^{156}Gd и ^{170}Yb . Менее определенные данные имеются для ^{154}Gd и ^{154}Sm , для которых не хватает надежных экспериментальных данных.

Эксперимент показывает, что гораздо реже других октупольных полос появляются полосы с $K^\pi = 3^-$, а расчеты по квазичастично-вибрационной модели [12] показали, что уровни полос с $K^\pi = 3^-$ слабо коллективизированы. По этой причине их энергия возбуждения оказывается большей, чем энергия других октупольных состояний.

4.1. Смешивание полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- в ^{156}Gd . Ядром с сильным сигнатурным расщеплением и с инверсией уровней в полосе с $K^\pi = 1^-$ является ^{156}Gd . В нем эта полоса наблюдалась до состояний с $J^\pi = 21^-$ [7, 14], (рис. 7, 8, табл. 4). В недавней работе [15] проявились высокоспиновые состояния, которые возбуждались в реакции $^{150}\text{Nd}(^{13}\text{C}, \alpha 3n)$ пучком ионов ^{13}C с $E = 65$ МэВ. Регистрация γ -квантов и $\gamma\gamma$ -совпадений проводилась

Таблица 4. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{156}Gd , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметр инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ	Δ , кэВ
Полоса с $K^\pi = 1^-$					
1	—	1242,50	$\equiv 1242,50$	$\equiv 0$	28
2	19,31	1319,74	1312	8	—
3	-7,27	1276,11	$\equiv 1276,11$	$\equiv 0$	103
4	24,05	1468,51	1456	12	—
5	-6,04	1408,13	1390	18	175
6	24,79	1705,61	1683	23	—
7	-4,83	1637,96	1585	53	248
8	24,34	2027,42	1992	35	—
9	-3,83	1958,46	1862	96	321
10	23,44	2427,24	2383	44	—
11	-3,04	2360,37	2221	139	394
12	22,35	2896,8	2857	40	—
13	-2,58	2829,6	2663	167	467
14	21,32	3427	3413	14	—
15	-2,57	3350	3188	162	540
16	20,41	4003	4052	-49	—
17	-2,62	3914	3794	120	614
18	19,11	4602	4772	-170	—
19	-2,08	4523	4483	40	687
20	—	—	5576	—	—
21	—	5182	5254	-72	760
Полоса с $K^\pi = 0^-$					
1	—	1366,5	$\equiv 1366,5$	$\equiv 0$	28
3	17,24	1538,9	$\equiv 1538,9$	$\equiv 0$	103
5	14,43	1798,7	1796,5	2,2	175
7	—	—	2133	—	248
9	—	—	2561	—	321

Примечание. Параметры модели: $X = 2567,8$ кэВ; $Y = 68,1$ кэВ; $A = 10,30$ кэВ; $b = 36,6$ кэВ.

на установке GEMINI, включающей 12 детекторов из чистого германия с антикомптоновской защитой.

Использование современной техники ускорения тяжелых ионов ^{13}C и, главным образом, высокоэффективной установки регистрации γ -квантов с компьютерным анализом зарегистрированных многократных $\gamma\gamma$ -совпадений позволило продвинуться к неизвестным ранее высокоспиновым состояниям. Новые данные получены не только для полос с положительной четностью, включая полосу основного состояния, но и для обеих частей полосы с $K^\pi = 1^-$. Данные из работы [15] использованы в табл. 4.

В полосе с $K^\pi = 0^-$ известны уровни с $J = 1, 3$ и 5 (табл. 4). Эти данные позволяют провести вычисления теоретических значений энергии уровней по формуле (4) с учетом смешивания полос по Кориолису, аналогично процедуре, примененной выше. Здесь имеют место те же допущения о двухполосном смешивании и о постоянстве инерционного параметра A . Наибольшее расхождение экспериментальных и теоретических значений энергии уровней с нечетными J наблюдается при $J = 9-19$. При этих же нечетных J оказались наибольшими значения A^- (рис. 8).

4.2. Смешивание полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- в ^{170}Yb . Сигнатурное расщепление и инверсия уровней, обнаруженных в ^{156}Gd , проявились в ядре ^{170}Yb . К настоящему времени в нем известна полоса с головным уровнем 1364,41 кэВ, 1^- , в которую входят состояния с нечетными спинами до уровня 4017,8 кэВ с $J^\pi = 17^-$ [7, 16–19] (рис. 9, табл. 5). В этой полосе не было определенности в значении квантового числа K : 0 или 1.

В работе 1998 г. [20] появилась информация о новой полосе, которая включает уровни с четными моментами $J^\pi = 4^- - 16^-$. Самый низкий из

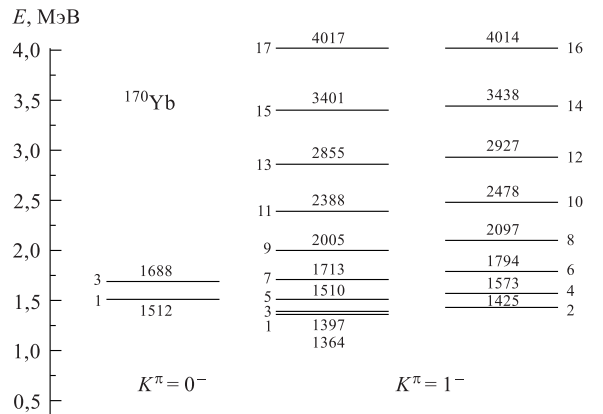


Рис. 9. Расположение полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- в ^{170}Yb

Таблица 5. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{170}Yb , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметр инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ			Δ , кэВ
				$B = 0$	$B = -2,7$ эВ	$B = +3,7$ эВ	
Полоса с $K^\pi = 1^-$							
1	—	1364,41	$\equiv 1364,41$	$\equiv 0$			26
2	15,17	1425,09	1431,4	-6,3	-6,3	-0,01	
3	-4,70	1396,91	$\equiv 1396,91$	$\equiv 0$		-0,5	97
4	22,05	1573,3	1576,8	-3,5	-2,6		
5	-6,31	1510,4	1507,2	3,2		-0,3	174
6	23,63	1793,8	1805,6	-11,8	-7		
7	-5,79	1712,7	1699,4	13		-1	252
8	24,03	2097,1	2117	-20	-6		
9	-5,04	2005,3	1974,1	31		1	330
10	23,59	2478,1	2511	-33	-1		
11	-4,06	2387,9	2331,6	56		-8	409
12	22,45	2927,5	2988,8	-61	4		
13	-2,73	2855,4	2772,0	83		39	488
14	20,78	3438,1	3550	-112	6		
15	-1,29	3401,3	3295,5	106		108	557
16	19,19	4013,7	4193	-180	19		
17	0,11	4017,5	3902,0	115		231	646
Полоса с $K^\pi = 0^-$							
1	—	1512,35	$\equiv 1512,35$	$\equiv 0$	—	—	26
3	17,53	1687,51	$\equiv 1687,51$	$\equiv 0$	—	—	97
5	—	—	1951	—	—	—	174
7	—	—	2299	—	—	—	252

Примечание. Параметры модели: $X = 2835,2$ кэВ; $Y = 96,81$ кэВ; $A = 10,38$ кэВ; $b = 39,51$ кэВ.

наблюдаемых уровней имеет энергию 1573,3 кэВ и $J^\pi = 4^-$. Значение K не было установлено.

В [14] и в данной работе проведена идентификация полосы с $K^\pi = 1^-$. Одну ее ветвь составляет известная полуполоса с нечетными спинами и сигнатурой $a = 1$, другую — уровни с четными спинами и с сигнатурой $a = 0$ (табл. 5). Основаниями для этого заключения служат несколько экспериментальных фактов.

1. В спектре ^{170}Yb имеется состояние 1425,09 кэВ, 2^- , известное из β -распада ^{170}Lu [17, 18], которое дополняет наблюдаемую в [20] ветвь полосы с четными J .

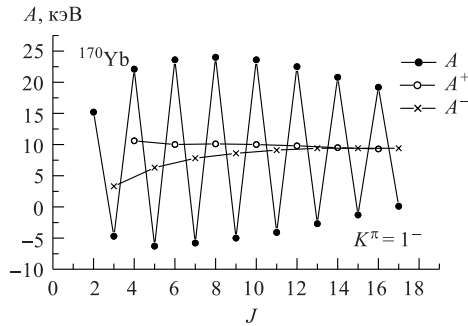


Рис. 10. Зависимость от J параметров инерции A , A^+ и A^- в полосе с $K^\pi = 1^-$ в ^{170}Yb

ность имеет простое объяснение, если учесть расталкивание уровней полос с $K = 1$ и 3 . В полосе с $K = 3$ нет состояния с $J = 2$, и она не влияет на положение состояния с $J^\pi K = 2^-1$. В то же время оказались близко расположенными уровни с $J = 4$. Известно экспериментальное значение $E(4^-1) = 1573,3$ кэВ. Уровень 4^-3 пока не обнаружен в полосе с $K = 3$, а расчетное значение энергии $E(4^-3) = 1559(5)$ кэВ. Оно получено путем экстраполяции значений A в полосе с $K = 3$ [16]. Расталкивание двух близких уровней с $J = 4$ приводит к поднятию состояния 4^-1 и, следовательно, к повышению $A^+(4)$. Оценка показывает, что сдвиг составляет около 10 кэВ.

3. Имеет место аналогия в поведении полосы с $K^\pi = 1^-$ в рассматриваемом ядре ^{170}Yb и хорошо известной полосы с $K^\pi = 1^-$ в ядре ^{156}Gd . Оба ядра обладают той особенностью, что в этих полосах имеет место инверсия уровней, то есть состояния 2^- расположены выше, чем 3^- , 4^- — выше, чем 5^- , и т. д. (см. рис. 8 и 10).

Особенности полос можно объяснить взаимодействием Кориолиса между полосами с $K^\pi = 1^-$ и 0^- . Если в ^{156}Gd полоса с $K^\pi = 0^-$ хорошо установлена, то в ^{170}Yb к аналогичной полосе отнесен только уровень 1512,35 кэВ, 1^- . К нему добавлен предложенный в настоящей работе уровень 1687,51 кэВ, 3^-0 .

Полоса с $K^\pi = 0^-$. Определение положения уровня 1687,51(31) кэВ, 3^-0 . Для корректных вычислений следует знать, по крайней мере, положение уровня 3^-0 в полосе с $K = 0$, которое было до сих пор неизвестно. Первым шагом в вычислениях значений энергии уровней с учетом кориолисова взаимодействия было предположение, что параметр инерции в обеих полосах одинаков и его значение составляет $A = 10,2$ кэВ, как это получено для полуполосы с четными моментами в полосе с $K = 1$ (рис. 10). Расчетные значения энергии для состояний со спинами до 8 оказались близкими к эксперимен-

2. Наблюдается общий плавный ход в последовательности инерционных параметров A^+ , определенных для состояний с четными спинами. Инерционные параметры A^- относятся к уровням с нечетными спинами. Значения A^+ и A^- вычислены для каждой пары уровней по ротационной формуле и показаны на рис. 10. Здесь видно, что точка для A^+ ($J = 4$) расположена выше, чем следует для плавного хода зависимости A^+ от J : $A^+(4) = 10,59$, $A^+(6) = 10,02$ кэВ. Эта особен-

тальным, максимальное расхождение составило 19 кэВ для уровня с $J = 7$. Значение энергии уровня 3^-0 составило 1684 кэВ. Оно послужило ориентиром для поисков этого уровня в спектре состояний, которые образуются при распаде ^{170}Lu , $J^\pi = 0^+$ [18]. Указанием на уровень с близкой энергией служит наблюдение состояния с $E = 1690$ кэВ в реакции (d, t) , его сечение очень мало, и не сделано вывода о значениях $J^\pi K$. Распад уровня 3^-0 ожидается γ -переходами на уровни 2^+ и 4^+ полосы основного состояния, а заселение может происходить γ -переходами с известных уровней 1^- , 2^- или 2^+ , найденных в [18] и проверенных в [20]. Анализ спектра γ -излучения ^{170}Lu показал, что этим условиям удовлетворяет уровень с энергией 1687,51(31) кэВ.

В табл. 6 приведена энергия двух γ -переходов с этого уровня и четырех γ -переходов, его заселяющих, а также их относительные интенсивности в шкале [18]. Из табл. 6 видно, что возможные γ -переходы дают близкие значения его энергии. При этом следует иметь в виду, что энергетические совпадения в очень сложном спектре ^{170}Lu не являются безусловным доказательством того, что переходы расположены именно в данном месте схемы возбужденных уровней. Это было экспериментально показано в [20] методом $\gamma\gamma$ -совпадений с суммированием амплитуд импульсов. К сожалению, в обзоре 1996 г. [17] не учтены более ранние работы [18, 19], а мы использовали усредненные в обзоре [18] значения энергии и интенсивности переходов.

Установление энергии уровня по шести γ -переходам дает достаточно большую вероятность его достоверности, особенно с учетом того, что он проявился в реакции (d, t) в области энергии, где плотность уровней еще не очень велика. В пользу существования уровня 1687,51 кэВ свидетельствует баланс интенсивности γ -переходов. Интенсивность разрядки уровня составляет 8,7 ед., по [18], такова же в пределах погрешности интенсивность его заселения: 7,4 ед. Для известного также из распада ^{170}Lu , но расположенного немного ниже уровня 1396,6 кэВ, 3^-1 интенсивность разрядки равна 11 ед.,

Таблица 6. Уровни и γ -переходы из [18], определяющие состояние 1687,51(31) кэВ, 3^-0 в ^{170}Yb

J_f^π	J_i^π	E_f , кэВ	E_i , кэВ	E_γ , кэВ	$E(\Delta E)$, кэВ	I_k , отн. ед.	I_γ , отн. ед.
2^+0	3^-0	84,3	—	1603,8	1688,1(5)	0,33(10)	p. 5,9
4^+0	3^-0	277,4	—	1410,4	1687,8(4)	0,40(20)	2,8(3)
3^-0	1^-	—	2939,56	1252,1	1687,5(4)	0,53(14)	p. 2,7
3^-0	1^-	—	3179,7	1492,1	1687,6(6)	0,5(3)	p. 3,5
3^-0	1^-	—	3195,30	1507,80	1687,50(20)	< 0,3	1,00(15)
3^-0	1^-	—	3273,2	1585,8	1687,4(4)	0,16(10)	0,20(2)

Примечание. p. — расчетное значение; принято $\alpha_K(E1; 1603, 53) = 5,6 \cdot 10^{-4}$; для переходов $1^- \rightarrow 3^-$. Используются теоретические значения коэффициентов конверсии $\alpha_K(E2)$.

интенсивность его заселения 9 ед. Нужно помнить, что уровни с $J = 3$ не могут непосредственно заселяться в β -распаде ^{170}Lu , $J^\pi = 0^+$ из-за большой разницы в спинах.

Определение положения уровня 1494,7(2) кэВ, 3^-3 . В ^{170}Yb известна полоса с $K^\pi = 3^-$, но в ней пока не были обнаружены члены с $J^\pi = 3^-$ и 4^- [17]. Успех в обнаружении уровня 3^-0 дал надежду найти головной уровень этой полосы 3^-3 в распаде ^{170}Lu [18, 19]. Предпосылкой послужил расчет положения этого уровня с учетом взаимодействия Кориолиса. В результате была получена оценка $E(3^-3) = 1482$ кэВ. Поиски разрядки и заселения уровня γ -переходами из спектра ^{170}Lu привели к результату, показанному в табл. 7. Найдено два перехода разрядки на полосу основного состояния и восемь переходов, которые могут заселять уровень с вышележащих состояний. Значение энергии 1494,7(2) кэВ изменится только незначительно, если исключить некоторые из переходов, которые могут располагаться в других местах схемы уровней.

В пользу правильности полученного результата свидетельствует баланс интенсивности уходящих, 6,8 ед., и приходящих, 9,6 ед., переходов, а также та же величина заселения уровня, как и для отмеченных выше состояний 3^-1 и 3^-0 . Отметим, что в табл. 7 вошло несколько ранее не размещенных переходов.

Полученный результат позволяет сделать два вывода.

1. Метод учета взаимодействия Кориолиса имеет предсказательную силу.
2. Знание положения неизвестных до сих пор уровней позволяет либо сделать заключение о структуре уровней ядра, либо подтвердить или отвергнуть сделанные выводы. В нашем случае подтверждено заключение о взаимодействии ротационных полос. К сожалению, в результате распада ^{170}Lu ,

Таблица 7. Уровни и γ -переходы из [18], определяющие состояние 1494,7(2) кэВ, 3^-3 в ^{170}Yb

J_f^π	J_i^π	E_f , кэВ	E_i , кэВ	E_γ , кэВ	$E(\Delta E)$, кэВ	I_k , отн. ед.	I_γ , отн. ед.
2^+0	3^-3	84,3	—	1410,4	1494,7(4)	0,40(20)	2,8(3)
4^+0	3^-3	277,4	—	1217,30	1494,7(2)	1,3(3)	< 4,50(15)
3^-3	—	—	2939,56	1445,1	1494,5(3)	< 0,3	0,80(4)
3^-3	—	—	3013,7	1445,1	1494,9(15)	0,13(7)	1,30(5)
3^-3	—	—	3055,4	1560,2	1495,2(5)	< 0,15	0,28(3)
3^-3	—	—	3113,9	1619,6	1494,3(11)	0,27(7)	2,0(1)
3^-3	—	—	3140,46	1645,5	1495,0(3)	0,14(5)	0,43(2)
3^-3	—	—	3180,3	1685,6	1494,7(3)	0,19(5)	1,30(15)
3^-3	—	—	3195,30	1700,76	1494,54(30)	0,36(5)	3,00(10)
3^-3	—	—	3273,2	1778,8	1494,4(4)	0,08(3)	0,54(5)

$J^\pi = 0^+$ не найдено заселения ни одного уровня 4^- , включая и член полосы с $K^\pi = 3^-$.

Расчет по Кориолису. Установив положение уровня 3^-0 , мы определили расчетные значения энергии уровней E_{th} с учетом взаимодействия Кориолиса уровней полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- (табл. 5). Отметим ограничения модели: расчеты проведены в предположении взаимного влияния только двух полос; параметр инерции A принят одинаковым для обеих полос и для всех уровней полосы. Второе допущение противоречит известному свойству, по которому момент инерции состояний полос увеличивается с ростом спина вплоть до твердотельных значений [1]. По-видимому, с этим связано возрастание разностей $E_{exp} - E_{th}$ с ростом спина для состояний с четными спинами, где взаимодействие не учтено, а вычисления проведены по формуле $E_{th} = E_0 + AJ(J+1)$ с постоянным значением A , которое реально должно уменьшаться, приводя к уменьшению E_{th} , что и происходит, как видно из табл. 5. Возрастание разностей $E_{exp} - E_{th}$ для уровней с нечетными спинами можно понять таким образом, что взаимодействие на самом деле слабее, чем предсказывает модель Кориолиса для уровней с большим спином. Следует иметь в виду, что полоса с $K = 1$ расположена ниже, чем полоса с $K = 0$, и нужно использовать формулу со знаком « \rightarrow » перед корнем. Альтернативным объяснением наблюдаемого эффекта может быть влияние других полос.

Значение Δ , приведенное в последнем столбце табл. 5, указывает на вклад, который вносит в энергию уровней полосы с $K = 1$ взаимодействие с полосой с $K = 0$ и наоборот. Он определяется как разность энергии уровней, вычисленной с $b = 0$, и энергии уровней, вычисленной с определенным в результате расчетов значением b . Для ^{170}Yb оказалось, что $b = 39,51$ кэВ (табл. 5). Таким же образом определены значения Δ для ^{156}Gd (табл. 4), ^{170}Er (табл. 19) и для других нуклидов. Вклад Δ от взаимодействия полос для уровня с $J = 13$ в ^{170}Yb составляет 488 кэВ и оказывается в 5 раз больше, чем расхождение $E_{exp} - E_{th} = 83$ кэВ (табл. 5). Такова же ситуация для уровней с $J = 15$ и 17. Из этого сопоставления следует, что взаимодействие Кориолиса можно рассматривать как удовлетворительную в полученных пределах модель для состояний с не очень большими спинами до $J \approx 10\hbar$ в деформированных ядрах.

Уточнение расчета. Для получения лучшего согласия результатов расчета с опытом и, в какой-то степени, для учета уменьшения парных сил с ростом J в ротационную формулу добавляют наряду с членом $AJ(J+1)$ слагаемое $BJ^2(J+1)^2$. При этом обычное значение B в 10^2 – 10^3 раз меньше, чем A , и B имеет отрицательный знак. По усложненной таким традиционным образом формуле были вычислены значения энергии уровней E_{th} с четными J , и в табл. 5 приведены разности $E_{exp} - E_{th}$. Значение нового параметра $B = -2,7$ эВ получено как среднее значение по уровням с $J = 10$ –16. Удивительно хорошее согласие с опытом в пределах от -6 до $+6$ кэВ получено

для всех уровней, кроме последнего, с $J = 16$. Некоторое выпадение уровня с $J = 2$ было объяснено выше, в п. 4.2, как результат влияния полосы с $K = 3$. Нужно отметить, что здесь использован только один свободный параметр B , остальные четыре определены по уровням с нечетными моментами J .

Аналогичная процедура была применена к полуполосе с нечетными спинами и сигнатурой $a = 0$. По уровням с $J = 5-11$ был определен параметр $B = +3,7$ эВ. Он оказался положительным, и получено великолепное согласие этого параметра с опытом для состояний с $J = 1-11$ (см. табл. 5). Однако положительный знак параметра B противоречит представлениям об уменьшении парных корреляций и результатам по полуполосе с четными спинами. Как уже отмечалось выше, по каким-то причинам завышено влияние взаимодействия полос, и положительный знак B является дополнительным тому подтверждением.

Для других ядер наблюдается более сложная картина. Например, для ^{156}Gd и ^{170}Er не удастся сделать таких четких выводов о влиянии поправочного слагаемого, как для ^{170}Yb .

Таблица 8. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{154}Gd , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметры инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	A^- , кэВ	A^+ , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ	Δ , кэВ
Полоса с $K^\pi = 0^-$							
1	—	—	—	1241,27	$\equiv 1241,27$	$\equiv 0$	38
3	—	1,04	—	1251,63	$\equiv 1251,63$	$\equiv 0$	134
5	—	8,47	—	1404,1	1343,17	60,93	234
7	—	10,39	—	1674,1	1519,06	155,04	335
9	—	10,78	—	2040,5	1779,86	260,64	437
11	—	10,52	—	2482,3	2125,68	356,62	538
13	—	9,98	—	2981,3	2556,61	424,69	640
15	—	9,27	—	3519,1	3072,69	446,41	741
17	—	8,83	—	4102,0	3673,93	428,07	843
19	—	8,56	—	4735,5	4360,35	375,15	945
21	—	8,30	—	5415,8	5131,94	283,86	1046
23	—	8,00	—	6136,2	5988,73	147,47	1148
25	—	7,62	—	6883,3	6930,70	-47,4	1250
Полоса с $K^\pi = 1^-$							
1	—	—	—	1414,42	$\equiv 1414,42$	$\equiv 0$	38
2	-4,23	—	—	1397,52	1418,56	-21,04	—
3	36,6	20,27	—	1617,12	$\equiv 1617,12$	$\equiv 0$	134
4	-7,14	—	11,61	1559,99	1567,66	-7,67	—
5	—	—	—	—	1908,90	—	234

Примечание. Параметры модели: $X = 2613,08$ кэВ; $Y = 96,23$ кэВ; $A = 10,65$ кэВ; $b = 50,89$ кэВ.

4.3. Полосы с $K^\pi = 0^-$ и 1^- в ^{154}Gd . Третьим ядром, в котором наблюдалась инверсия уровней с четными и нечетными спинами в полосе с $K^\pi = 1^-$, является ^{154}Gd . Особенностью этого ядра оказалось очень близкое — 10 кэВ вместо ожидаемых 100 кэВ — расстояние между уровнями с $J = 1$ и 3 в полосе с $K = 0$ (табл. 8). В результате проведенного расчета оказалось сравнительно большим значение параметра смешивания $b = 50,89$ кэВ и значительно худшим согласие расчетных и экспериментальных значений энергии уровней.

4.4. Полосы с $K^\pi = 0^-$ и 1^- в ^{162}Er . Отмеченная особенность ^{154}Gd в еще большей степени относится к ^{162}Er (табл. 9). В полосе с $K^\pi = 0^-$ уровни 1^- и 3^- расположены на расстоянии 4,6 кэВ, но в полосе с $K^\pi = 1^-$ не наблюдается инверсии уровней. В отличие от ^{154}Gd в этом ядре аномальное значение получилось не для параметра взаимодействия, а для инерционного параметра: $A = 6,07$ кэВ вместо ожидаемых 10–11 кэВ. Как и в ^{154}Gd , оказалось большим расхождение экспериментальных и вычисленных значений энергии уровней.

Была проведена работа для выяснения причин аномалии. В ^{154}Gd и ^{162}Er можно оставить без внимания уровни 1^-1 и 1^-0 и взять в качестве реперов две пары: $3^-0 + 3^-1$ и $5^-0 + 5^-1$. Эта попытка натолкнулась на трудности. В ^{154}Gd не известен уровень 5^-1 (табл. 8), хотя он мог бы заселяться в β -распаде высокоспинового изомера ^{154}Tb . В ^{162}Er (табл. 9) в полосе с $K = 1$

Таблица 9. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{162}Er , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметры инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	A^- , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ	Δ , кэВ
Полоса с $K^\pi = 0^-$						
1	—	—	1352,17	$\equiv 1352,17$	$\equiv 0$	17,24
3	—	0,46	1356,77	$\equiv 1356,77$	$\equiv 0$	73,38
5	—	6,24	1469,12	1401,74	67,38	137,64
7	—	8,20	1682,25	1493,04	189,21	204,15
9	—	8,93	1985,98	1632,00	353,98	271,57
11	—	9,10	2368,19	1819,08	549,11	339,43
13	—	8,99	2817,75	2054,47	763,28	407,54
Полоса с $K^\pi = 1^-$						
1	—	—	1506,36	$\equiv 1506,36$	$\equiv 0$	17,24
2	16,82	—	1572,83	1513,39	59,44	—
3	8,40	11,69	1623,23	$\equiv 1623,23$	$\equiv 0$	73,38
4	—	—	—	1598,44	—	—
5	—	5,91	1729,63	1796,71	-67,08	137,64

Примечание. Параметры модели: $X = 2834,24$ кэВ; $Y = 119,70$ кэВ; $A = 6,07$ кэВ; $b = 34,36$ кэВ.

странное положение имеет уровень 5^-1 . Для него необычно мало значение инерционного параметра $A^-(5 \rightarrow 3) = 5,91$ кэВ вместо ожидаемого значения 10–11 кэВ. Таким образом, прежде всего мы ставим под сомнение правильность идентификации уровня 5^-1 . Но при этой идентификации (табл. 9) получился удивительный результат расчета параметров. Приняв за реперные уровни 3^- и 5^- обеих полос (в табл. 9 приняты 1^- и 3^-), мы получили точно такие же параметры $A = 6,076$ кэВ, $X = 2834,2$ кэВ, что и в табл. 9. Однако не удалось вычислить параметры Y и b , так как уравнения оказались несовместимыми для действительных значений Y и b , т. е. $Y^2 < 0$, $b^2 < 0$. В других ядрах несовместимость уравнений связывалась с влиянием соседних полос.

Результаты проведенного анализа показывают, что, несмотря на успехи техники эксперимента, в настоящее время явно недостаточны сведения о возбужденных состояниях со сравнительно небольшой энергией (до 1,5–2,0 МэВ), которые изучались во многих десятках работ. Возможной причиной сделанных выводов могут служить неточности экспериментальных данных.

Причина наблюдаемого эффекта в этих двух ядрах не установлена, но можно высказать предположение, что при правильности экспериментальных данных она связана с различной деформацией уровней октапольной полосы. Если здесь не сказывается влияние других полос, то несовместимость уравнений может быть обусловлена близостью ядер ^{162}Dy и ^{154}Gd к границе деформации. На эту мысль наводит систематика полос с $K = 0$ в изотонах с $N = 88$ [7]. В большинстве из них уровни 3^- в полосе расположены ниже, чем 1^- , и эти ядра также расположены на границе области деформации, но только с другой стороны, их не относят к деформированным ядрам.

4.5. Полосы с $K^\pi = 0^-$ и 1^- в ^{154}Sm . В этом и последующих подразделах рассмотрены пять нуклидов, в которых расщепление полос с $K^\pi = 1^-$ не столь велико, чтобы вызвать инверсию уровней, и в них нет таких особенностей, которые отмечены в ^{154}Gd и ^{162}Er для полос с $K^\pi = 0^-$.

В ^{154}Sm полосы 0^- и 1^- отделены друг от друга большим энергетическим промежутком, более 500 кэВ. С этим связано большое значение Y и небольшой вклад Δ от энергии взаимодействия (8-й столбец в табл. 10).

4.6. Полосы с $K^\pi = 0^-$ и 1^- в ^{158}Gd . Особенностью ^{158}Gd можно считать «стандартный» тип взаимодействия полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . Оно приводит к очень заметному сигнатурному расщеплению в полосе с $K^\pi = 1^-$, которое увеличивается при возрастании J . И это происходит при том, что возрастает расстояние между уровнями с одинаковыми спинами обеих полос. Расстояние 1^-0-1^-1 равно 286 кэВ, а 7^-0-7^-1 — 568 кэВ. Возрастание следует и из значений эффективных инерционных параметров A^- . Для трех уровней в полосе 0^- среднее значение A^- составляет 13,1 кэВ, в полосе 1^- — 7,4 кэВ (табл. 11).

Характерно, что в нижней полосе с $K = 1$ A^- возрастает с ростом J , а в верхней полосе, где $K = 0$, наблюдается убывание A^- . Это продемон-

Таблица 10. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{154}Sm , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметры инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	A^- , кэВ	A^+ , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ	Δ , кэВ
Полоса с $K^\pi = 0^+$							
1	—	—	—	921,39	$\equiv 921,39$	$\equiv 0$	1,26
3	—	9,10	—	1012,35	$\equiv 1012,35$	$\equiv 0$	7,45
5	—	9,35	—	1180,66	1184,67	4,01	18,27
7	—	9,63	—	1431	1429,46	1,54	33,22
9	—	9,68	—	1760	1750,59	9,41	51,75
11	—	9,60	—	2163	2148,64	14,36	73,27
13	—	9,46	—	2636	2624,13	11,87	97,28
Полоса с $K^\pi = 1^+$							
1	—	—	—	1475,69	$\equiv 1475,69$	$\equiv 0$	1,26
2	9,88	—	—	1515,56	1513,82	1,37	—
3	11,56	10,89	—	1584,56	$\equiv 1584,56$	$\equiv 0$	7,45
4	9,67	—	10,48	1661,9	1653,68	8,22	—
5	11,24	10,54	—	1774,25	1771,85	2,4	18,27

Примечание. Параметры модели: $X = 2357, 11$ кэВ; $Y = 550, 65$ кэВ; $A = 9, 99$ кэВ; $b = 22, 46$ кэВ.

Таблица 11. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{158}Gd , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметры инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	A^- , кэВ	A^+ , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ	Δ , кэВ
Полоса с $K^\pi = 1^-$							
1	—	—	—	977,09	$\equiv 977,09$	$\equiv 0$	8,7
2	11,64	—	—	1023,6	1026,5	-2,9	—
3	3,00	6,45	—	1041,59	$\equiv 1041,59$	$\equiv 0$	46,1
4	14,67	—	9,66	1158,9	1069,3	-10,4	—
5	1,75	7,49	—	1176,4	1172,4	4,0	98,9
6	16,29	—	9,68	1371,9	1393,6	-21,7	—
7	1,36	8,23	—	1391	1377,6	13	158,7
8	—	—	—	—	1699,4	—	—
9	—	8,65	—	1685	1660,7	24	222,2
10	—	—	—	—	1855,9	—	—
Полоса с $K^\pi = 0^-$							
1	—	—	—	1263,46	$\equiv 1263,46$	$\equiv 0$	8,7
3	—	13,94	—	1402,86	$\equiv 1402,86$	$\equiv 0$	46,1
5	—	13,13	—	1639,27	1639,0	0,3	98,9
7	—	12,28	—	1958,6	1964,1	-5,5	158,7
9	—	—	—	—	2374,2	—	222,2

Примечание. Параметры модели: $X = 2199, 8$ кэВ; $Y = 268, 9$ кэВ; $A = 10, 195$ кэВ; $b = 34, 82$ кэВ.

стрировано для ^{156}Gd (рис. 8), ^{170}Yb (рис. 10) и видно из таблиц для других ядер.

4.7. Полосы с $K^\pi = 0^-, 1^-$ и 2^- в ^{160}Dy . В ^{160}Dy очень близко расположены две нижние полосы с $K = 1$ и 2 (табл. 12 и 13). В полосе с $K^\pi = 0^-$ известны только два уровня 1^-0 и 3^-0 (табл. 12) [21, 22]. Полоса с $K = 0$ расположена значительно выше нижних полос, и это является причиной того, что другие уровни полосы с $K = 0$ до сих пор не наблюдались в каких-либо ядерных процессах. Мы провели рассмотрение в два этапа и получили результат с учетом двухполосного смешивания.

Полосы с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . В табл. 12 приведены результаты расчета смешивания состояний с $K = 0$ и 1 . Необычно большим оказался инерционный параметр для состояния 3^-0 — $A^- = 15,38$ кэВ. Можно было ожидать, что уровни 1^-0 и 3^-0 находятся на расстоянии 100 кэВ, а не 154 кэВ, как наблюдается на опыте. Оказалось умеренным согласие расчетных и экспериментальных значений энергии уровней в полосе с $K = 1$.

Полосы с $K^\pi = 1^-$ и 2^- . Приведенные в табл. 13 данные о смешивании близких по энергии полос с $K = 1$ и 2 получены при использовании реперных значений энергии уровней 2^+ и 4^+ в обеих полосах. Выбор реперов связан с тем, что наблюдается сильное сигнатурное расщепление в полосе с $K = 2$,

Таблица 12. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{160}Dy , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметры инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	A^- , кэВ	A^+ , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ	Δ , кэВ
Полоса с $K^\pi = 0^-$							
1	—	—	—	1489,49	$\equiv 1489,35$	$\equiv 0$	4,4
3	—	15,38	—	1643,3	$\equiv 1642$	$\equiv 0$	24,1
5	—	—	—	—	1910	—	53,1
Полоса с $K^\pi = 1^-$							
1	—	—	—	1285,60	$\equiv 1285,60$	$\equiv 0$	4,4
2	18,27	—	—	1358,67	1343,21	15,46	—
3	6,71	11,33	—	1398,94	$\equiv 1398,94$	$\equiv 0$	24,1
4	17,03	—	12,60	1535,14	1529,41	5,73	—
5	5,15	10,43	—	1586,6	1609,30	-22,70	53,1
6	16,73	—	11,46	1787,3	1822,01	-34,71	—
7	—	—	—	—	1921,04	—	87,2
8	—	—	10,85	2112,8	2221,01	-108,21	—
9	—	—	—	—	2336,47	—	123,9
10	—	—	10,74	2521,0	2726,41	-205,41	—

Примечание. Параметры модели: $X = 2721,75$ кэВ; $Y = 194,94$ кэВ; $A = 13,3$ кэВ; $b = 20,96$ кэВ.

Таблица 13. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{160}Dy , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметры инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	A^- , кэВ	A^+ , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ	Δ , кэВ
Полоса с $K^\pi = 1^-$							
1	—	—	—	1285,60	1304,5	-19	0
2	18,27	—	—	1358,67	$\equiv 1358,67$	$\equiv 0$	12
3	6,71	11,33	—	1398,94	1435,9	-378	25
4	17,03	—	12,60	1535,14	$\equiv 1535,14$	$\equiv 0$	39
5	5,15	10,43	—	1586,6	1656,2	-70	53
6	16,73	—	11,46	1787,3	1798,8	-11	68
7	—	—	—	—	1962,9	—	83
8	—	—	10,85	2112,8	2145,2	-32	98
9	—	—	—	—	2355,0	—	113
10	—	—	10,74	2521,0	2583,2	-62	128
Полоса с $K^\pi = 2^-$							
2	—	—	—	1264,75	$\equiv 1264,75$	$\equiv 0$	12
3	3,65	—	—	1286,70	1315,4	-28	25
4	12,46	—	8,63	1386,44	$\equiv 1386,44$	$\equiv 0$	39
5	2,24	6,77	—	1408,5	1478,7	-70	53
6	15,49	—	9,47	1594,7	1591,4	3,3	68
7	1,39	7,91	—	1614,1	1725,5	-111	83
8	16,79	—	9,60	1882,7	1877,9	4,8	98
9	1,03	8,44	—	1901,2	2057,4	-156	113
10	17,07	—	9,47	2242,6	2255,2	-12,6	128
11	1,00	8,65	—	2264,7	2474,3	-210	144
12	16,78	—	9,24	2667,5	2714,6	-47,1	159
14	—	—	8,93	3149,8	3259,1	-109	190

Примечание. Параметры модели: $X = 2495,6$ кэВ; $Y = 70,88$ кэВ; $A = 10,65$ кэВ; $b = 15,40$ кэВ.

и оно возрастает с увеличением спина J . На энергию уровней с четными спинами полоса с $K = 0$ не влияет.

Были получены стандартные значения параметров модели (табл. 13). Расчетные значения энергии уровней с четными J очень хорошо согласуются с экспериментом в полосе с $K = 2$ и значительно хуже в полосе с $K = 1$. Не видно причины этой разницы. Расхождение расчета с экспериментом для состояний с нечетными спинами мы связываем с влиянием полосы с $K = 0$.

4.8. Полосы с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 5^- в ^{162}Dy . Ядро ^{162}Dy представляет собой пример, когда осуществляется явное влияние состояний полос с $\Delta K = 2$ и даже с $\Delta K = 5$. Это было отмечено много лет тому назад в книге [12].

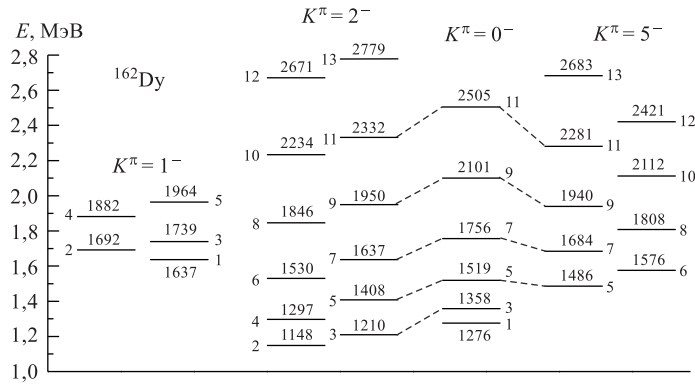


Рис. 11. Расположение полос с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 5^- в ^{162}Dy

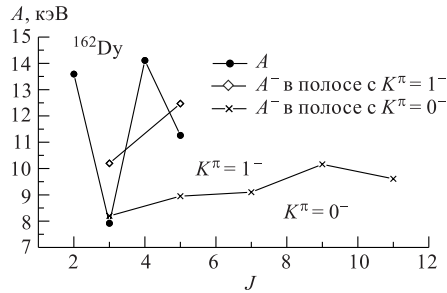


Рис. 12. Зависимость от J параметров A в полосе с $K^\pi = 1^-$ и A^- в полосах с $K^\pi = 1^-$ и 0^- в ^{162}Dy

Здесь сравнительно близко расположены полосы с $K = 0$ и 2 , $E(3-2) = 1210,10$ кэВ, $E(3-0) = 1357,77$ кэВ, а полоса с $K = 1$ находится значительно выше, $E(3-1) = 1739,1$ кэВ (рис. 11 и 12, табл. 14 и 15).

Полосы с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . В табл. 14 приведены результаты вычислений смешивания полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- по двухполосной модели Кориолиса. На рис. 11 показано, что полосы разнесены на 370 кэВ. Это приводит к небольшому сигнатурному расщеплению в полосе с $K = 1$

(рис. 12) и к небольшой добавке к рассчитанной энергии уровней от кориолисова взаимодействия. Здесь добавка сравнима с разницей экспериментальных и расчетных значений энергии.

Полосы с $K^\pi = 1^-$ и 2^- . В полосе с $K = 2$ известны ротационные состояния с J до 13 (табл. 15). Некоторое расхождение наблюдается в энергии уровней 6^- и 12^- в [23] и [24], и здесь приняты значения из [24].

Следует отметить ряд особенностей полос с $K = 0$ и 2 .

1. В полосе с $K = 0$ имеет место нарушение плавности в ходе зависимости $A^-(J)$. Не видно причины, по которой расположены выше точки при $J = 5$ и 9 .

2. В полосе с $K = 2$ плавный вначале ход $A(J)$ превращается в зависимость с сильным сигнатурным расщеплением. Вниз опускаются точки при

Таблица 14. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{162}Dy , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметры инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	A^- , кэВ	A^+ , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ	Δ , кэВ
Полоса с $K^\pi = 0^-$							
1	—	—	—	1275,77	$\equiv 1275,77$	$\equiv 0$	2
3	—	8,20	—	1357,77	$\equiv 1357,77$	$\equiv 0$	12
5	—	8,95	—	1518,80	1506,1	13	29
7	—	9,10	—	1755,5	1722,5	33	52
9	—	10,16	—	2101,1	2008	93	78
11	—	9,61	—	2504,6	2365	140	107
Полоса с $K^\pi = 1^-$							
1	—	—	—	1637,19	$\equiv 1637,19$	$\equiv 0$	2
2	13,58	—	—	1691,56	1672	20	—
3	7,92	10,20	—	1739,1	$\equiv 1739,1$	$\equiv 0$	12
4	14,11	—	11,46	1852,0	1800	52	29
5	11,26	12,47	—	1963,6	1921,5	42	—
6	—	—	—	—	2002	—	—

Примечание. Параметры модели: $X = 2876,46$ кэВ; $Y = 356,8$ кэВ; $A = 9,185$ кэВ; $b = 19,41$ кэВ.

Таблица 15. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{162}Dy , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметры инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	A^- , кэВ	A^+ , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ	Δ , кэВ
Полоса с $K^\pi = 2^-$							
2	—	—	—	1148,26	$\equiv 1148,26$	$\equiv 0$	1,7
3	10,31	—	—	1210,10	1212,0	-1,9	4,2
4	10,87	—	10,63	1297,04	$\equiv 1297,04$	$\equiv 0$	7,5
5	11,13	11,01	—	1408,93	1403,3	5	11,6
6	10,15	—	10,60	1530,17	1530,9	-0,7	16,4
7	7,68	8,82	—	1637,74	1680,0	-42	21,8
8	13,06	—	10,52	1845,79	1850,4	-5	28,1
9	6,32	9,46	—	1959,47	2042,3	-83	35,0
10	13,76	—	10,23	2234,59	2255,7	-21	43,4
11	4,42	8,87	—	2331,9	2490,6	-159	50,3
12	14,13	—	9,48	2670,9	2747,1	-76	58,8
13	4,15	9,94	—	2778,7	3025,2	-247	67,7
Полоса с $K^\pi = 1^-$							
1	—	—	—	1637,19	1645,4	-8,2	0
2	13,62	—	—	1691,56	$\equiv 1691,56$	$\equiv 0$	1,7
3	7,92	10,20	—	1739,1	1760,3	-21,6	4,2
4	14,11	—	11,46	1852,0	$\equiv 1852,0$	$\equiv 0$	7,5
5	11,02	12,47	—	1963,59	1966,4	-2,8	11,6
6	—	—	—	—	2103,7	—	16,4

Примечание. Параметры модели: $X = 2707,30$ кэВ; $Y = 539,92$ кэВ; $A = 11,04$ кэВ; $b = 15,12$ кэВ.

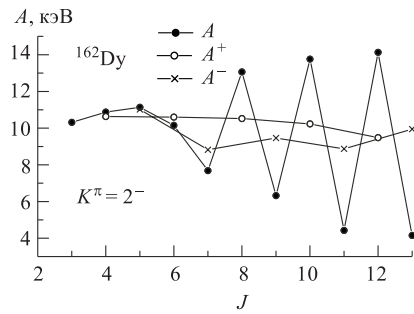


Рис. 13. Зависимость от J параметров инерции A , A^+ и A^- в полосе с $K^\pi = 2^-$ в ^{162}Dy

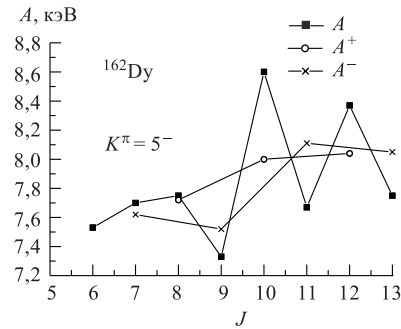


Рис. 14. Зависимость от J параметров инерции A , A^+ и A^- в полосе с $K^\pi = 5^-$ в ^{162}Dy

нечетных J . Влияние расположенной выше полосы с $K = 0$ сказывается в расталкивании уровней и в опускании точек, соответствующих уровням с нечетными спинами.

Что касается причины возрастания расщепления при $J > 8$, то можно сделать предположение об увеличении доли примеси волновых функций с $K = 1$ в состояниях с $J > 7$ в обеих полосах. В этом случае можно говорить о «прямом» взаимодействии Кориолиса между уровнями полос, которое может привести к наблюдаемому расщеплению. Естественно, требуются расчеты с учетом смешивания по крайней мере трех полос. Такого рода вычисления были проведены, например, в [25] для ^{166}Er .

3. Обнаружен эффект чередования с $\Delta K = 4$ в полосе с $K = 2$, как это было видно и в полосе с $K = 0$. На рис. 13 светлые кружки соответствуют инерционным параметрам A^+ для уровней с четными J . Они показывают плавный ход зависимости $A^+(J)$. Косые крестики относятся к нечетным J . Подъем точки при $J = 9$ понятен при рассмотрении рис. 11. В этом месте происходит пересечение полос с $K^\pi = 2^-$ и 5^- . При этом из-за расталкивания увеличивается расстояние $E(9)-E(7)$ в полосе с $K^\pi = 2^-$ (рис. 11 и 13) и уменьшается в полосе с $K = 5$ (рис. 11 и 14). Для объяснения подъема точки $A^-(13)$ нужны дополнительные экспериментальные данные.

Полоса с $K^\pi = 5^-$. В [12] отмечено необычное ускорение $E1$ γ -переходов с уровня 5^-5 , 1485,67 кэВ на полюсу основного состояния ($\Delta K = 5$) по сравнению с $E1$ -переходами на γ -полосу ($\Delta K = 3$). Было сделано заключение, что в уровне 5^-5 содержится компонент волновой функции с $K^\pi = 0^-$, который ускоряет переходы $K = 5 \rightarrow K = 0$. Рис. 14 подтверждает сделанное ранее в [12] заключение. Видно, что имеет место сигнатурное расщепление уровней с четными и нечетными спинами (кружки на рисунке). Оно

вызвано полосой с $K = 0$, которая расположена несколько выше полосы с $K = 5$, и поэтому точки для нечетных J оказываются ниже, чем для четных J .

Рис. 14 приведен в настоящем обзоре для того, чтобы не вызвало удивления сигнатурное расщепление в полосах с большими квантовыми числами K . Все уровни в полосе с $K = 5$ в ^{162}Dy связаны внутрислоевыми γ -переходами, и это экспериментальное доказательство того, что они относятся к одной ротационной полосе.

Вторая особенность аналогичных полос состоит в том, что малое сигнатурное расщепление, которое может почти не проявляться при малых спинах, резко увеличивается при их росте. В ^{162}Dy оно становится очень заметным при $J > 10$ (рис. 14).

4.9. Полосы в ^{168}Er . На рис. 15 показано, что в ^{168}Er имеются нижние полосы с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$. Кориолисово взаимодействие между ними рассмотрено попарно, как и в ^{160}Dy и ^{162}Dy .

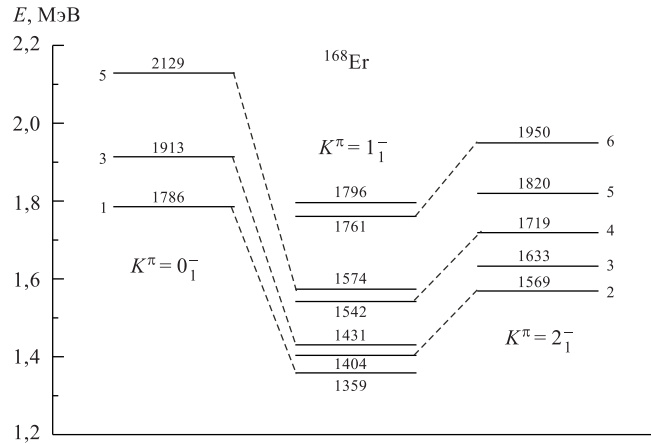


Рис. 15. Расположение нижних полос с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ в ^{168}Er

Взаимодействие полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . Большое расстояние разделяет в ^{168}Er полосы с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . Тем не менее, как видно из табл. 16, в полосе 1^- наблюдается заметное сигнатурное расщепление, которое возрастает по мере увеличения спина до последнего известного значения $J = 7$. При этом в обеих полосах учет их взаимодействия приводит к вполне удовлетворительному согласию расчетных значений энергии уровней с экспериментальными значениями. Получено нормальное значение инерционного параметра $A = 10,018$ кэВ и довольно большое значение параметра смешивания $b = 35,44$ кэВ. Как следует из расчета по квазичастично-фононной

Таблица 16. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{168}Er , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметр инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ	Δ , кэВ
Полоса с $K^\pi = 1^-$					
1	—	1358,90	$\equiv 1358,90$	$\equiv 0$	5
2	11,21	1403,74	1404,93	-1,2	—
3	4,62	1431,47	$\equiv 1431,47$	$\equiv 0$	33
4	13,78	1541,71	1545,18	-3,5	—
5	3,24	1574,12	1568,76	5,3	76
6	15,55	1760,76	1765,57	-4,8	—
7	2,47	1795,32	1776,65	19	129
Полоса с $K^\pi = 0^-$					
1	—	1786,11	$\equiv 1786,11$	$\equiv 0$	5
3	12,78	1913,90	$\equiv 1913,90$	$\equiv 0$	33
5	11,96	2129,24	2137,24	-8	76
7	—	—	2450,3	—	129

Примечание. Параметры модели: $X = 3104,9$ кэВ; $Y = 415,3$ кэВ; $A = 10,018$ кэВ; $b = 35,44$ кэВ.

модели [26], здесь взаимодействуют нейтроны в состояниях $n642 \uparrow$ и $n633 \uparrow$. В ^{168}Er известна вторая полоса с $K^\pi = 1^-$, основанная на уровне 1936,40 кэВ [27], с небольшим сигнатурным расщеплением ≈ 1 кэВ. Ее взаимодействие с полосой 0^- должно повышать уровни с нечетными спинами. Однако наблюдается их понижение, как и в нижней полосе [28]. По-видимому, на обе полосы с $K = 1$ влияет не только рассматриваемая полоса 0^- , но и более высокие полосы, нижней из которых является основанная на головном уровне полоса 2136,8 кэВ [27]. Верхние уровни 0_2^- и другие выигрывают во влиянии на полосу 1_2^- у нижней полосы 0_1^- . По расчету в [26], во второй полосе, как и в нижней, заметную долю составляет компонент волновой функции $n642 \uparrow - n512 \uparrow$.

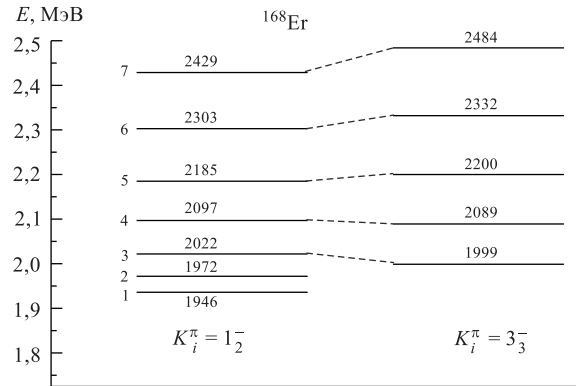
Взаимодействие полос с $K^\pi = 1^-$ и 2^- . Смешивание полос 1^- и 2^- в первую очередь влияет на уровни с четными спинами. При этом эффект для нечетных спинов маскируется взаимодействием полос 0^- и 1^- . Влияние полосы 2^- оказалось незначительным и вызывает в полосе 1^- небольшое изменение энергии уровней. Значения добавки Δ невелики (табл. 17). Следует сделать замечание о небольшом чередовании значений A в полосе с $K = 2$, вызванное полосой 0^- через полосу 1^- . В ней опускаются уровни с нечетными спинами, как и в нижней полосе с $K = 1$. Взаимодействие Кориолиса частично объясняет этот эффект.

Таблица 17. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{168}Er , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметр инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ	Δ , кэВ
Полоса с $K^\pi = 1^-$					
1	—	1358,90	1364,4	-5,5	1
2	—	1403,74	$\equiv 1403,74$	$\equiv 0$	1,8
3	—	1431,47	1466,0	-35	4
4	9,86	1541,71	$\equiv 1541,71$	$\equiv 0$	8
5	—	1574,12	1640,7	-66	12
6	9,96	1760,76	1759,2	1,5	16
7	—	1795,32	1896,6	101	21
Полоса с $K^\pi = 2^-$					
2	—	1369,45	$\equiv 1369,45$	$\equiv 0$	1,8
3	—	1633,46	1630,4	3,1	4
4	10,70	1719,18	$\equiv 1719,18$	$\equiv 0$	8
5	—	1820,48	1826,3	-5,8	12
6	10,48	1949,64	1953,7	4,1	16
7	—	—	2104,0	—	21
<p><i>Примечание.</i> Параметры модели: $X = 2849,9$ кэВ; $Y = 162,2$ кэВ; $A = 10,275$ кэВ; $b = 8,49$ кэВ.</p>					

Учет взаимодействия полос 1^- и 2^- привел к очень хорошему согласию вычисленной энергии уровня с $J = 6$ в полосе 2^- . Расхождение составляет 1,5 кэВ вместо -4,8 кэВ из табл. 16. Разницу в 4,1 кэВ для уровня 6^- в полосе 2^- тоже следует рассматривать как хороший результат.

Взаимодействие полос с $K_i^\pi = 1_2^-$ и 3_3^- . До сих пор рассматривались полосы с отрицательной четностью волновых функций, которые не испытывали пересечения. Исключение составили полосы 2^- и 5^- в ^{162}Dy . В ^{168}Er наблюдаются две полосы с различными инерционными параметрами, которые по этой причине пересекаются при спинах $J = 4$ и 5 . На рис. 16 показано положение уровней этих полос, а в [29] подробно рассмотрены их свойства. Вывод о незначительном смешивании этих полос сделан на основе рассмотрения инерционных параметров в полосе 3^- , которые показывают плавный ход в зависимости от J (табл. 18). Не обнаружено никакого увеличения значения $A(5 \rightarrow 4)$ по сравнению с соседними значениями, хотя на рис. 16 видно, что уровни 4^- и 5^- должны расталкиваться уровнями с теми же спинами полосы с $K = 1$. В полосе 1^- параметр $A(5 \rightarrow 4)$ меньше, чем у ближайших соседей. Однако здесь имеет место сигнатурное расщепление полосы, вызванное полосами с $K = 0$.

Рис. 16. Расположение полос с $K_i^\pi = 1_2^-$ и 3_3^- в ^{168}Er Таблица 18. Инерционные параметры полос с $K_i^\pi = 1_2^-$ и 3_3^- в ^{168}Er

J	$K_i^\pi = 1_2^-$				$K_i^\pi = 3_3^-$	
	A , кэВ	A^- , кэВ	A^+ , кэВ	E , кэВ	E , кэВ	A , кэВ
1	8,34	—	—	1936,59	—	—
2	9,40	—	—	1972,32	—	—
3	8,75	8,57	—	2022,33	1999,22	—
4	9,84	—	8,97	2097,57	2089,35	11,27
5	9,01	9,04	—	2185,09	2200,42	11,10
6	9,84	—	9,35	2303,07	2331,99	10,96
7	9,01	9,39	—	2429,2	—	—

Слабое взаимное влияние двух полос может быть обусловлено различием в их структуре. В работе [29] приведены аргументы в пользу протонной структуры полосы 3_3^- , в частности большой магнитный момент, определенный по внутриполосным переходам. Их не наблюдалось в полосе 1_2^- , что свидетельствует в пользу нейтронной структуры этой полосы. Сделанные выводы согласуются с результатами расчетов по квазичастично-фононной модели.

4.10. Полосы с $K^\pi = 0^-$ и 1^- в ^{170}Er . Структура ^{170}Er была недавно установлена [30] на основании анализа выполненных измерений γ -спектров β -распада изомеров ^{170}Ho и различных ядерных реакций, в первую очередь $(n, n'\gamma)$. Проведение расчетов кориолисова взаимодействия имеет двоякую

Таблица 19. Экспериментальная E_{exp} и расчетная E_{th} энергия уровней ^{170}Er , их разность $E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, параметр инерции A , вклад Δ в энергию уровня от взаимодействия Кориолиса

J	A , кэВ	E_{exp} , кэВ	E_{th} , кэВ	$E_{\text{exp}} - E_{\text{th}}$, кэВ	Δ , кэВ
Полоса с $K^\pi = 1^-$					
1	—	1266,64	$\equiv 1266,64$	$\equiv 0$	7
2	9,64	1305,23	1307,4	-2,2	—
3	5,83	1340,20	$\equiv 1340,20$	$\equiv 0$	22
4	11,59	1432,95	1436,5	-3,5	—
5	5,77	1483,72	1476,3	7	52
6	12,29	1631,2	1639,3	-8,1	—
7	5,26	1704,8	1676	29	92
8	—	—	1916	—	—
Полоса с $K^\pi = 0^-$					
1	—	1824,60	$\equiv 1824,60$	$\equiv 0$	7
3	11,08	1935,44	$\equiv 1935,44$	$\equiv 0$	22
5	11,97	2150,9	2133,3	18	52
7	—	—	2413	—	92

Примечание. Параметры модели: $X = 3054,4$ кэВ; $Y = 550,2$ кэВ; $A = 9,22$ кэВ; $b = 32,78$ кэВ.

цель. Во-первых, из табл. 19 можно видеть, что расчет для состояний с $J = 1-7$ достаточно хорошо воспроизводит их энергию. Во-вторых, из совместного анализа параметров смешивания b нескольких ядер можно делать заключение о структуре полос. По этим причинам был проведен расчет смешивания полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- в ^{170}Er . Его результаты приведены в табл. 19. Их можно рассматривать как серьезный аргумент в пользу правильности выводов работы [30] о структуре ^{170}Er .

4.11. Анализ результатов рассмотрения полос с отрицательной четностью. Наиболее отчетливые результаты получены для взаимодействия полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- , что связано с присутствием в полосах 0^- только состояний с нечетными спинами и, соответственно, с их влиянием на уровни с теми же спинами в полосах 1^- . В первом приближении можно считать, что уровни с четными спинами в полосах 1^- остаются невозмущенными. В этом предположении получено экспериментальное подтверждение расталкивания уровней с одинаковыми спинами в разных полосах. При этом в пяти рассмотренных ядрах уровень 1^-0 расположен выше, чем 1^-1 , а в пяти ядрах — ниже. Энергия возбуждения головных уровней полос находится в интервале 0,9–1,8 МэВ.

Таблица 20. Параметры расчета смешивания Кориолиса состояний октупольного типа

Ядро	X , кэВ	Y , кэВ	A , кэВ	b , кэВ
Полосы с $K^\pi = 0^-$ и 1^-				
^{156}Gd	2568	68	10,30	36,60
^{170}Yb	2835	97	10,38	39,51
^{154}Gd	2613	96	10,65	50,89
^{162}Er	2834	120	6,07	34,36
^{154}Sm	2357	551	9,99	22,46
^{158}Gd	2200	268	10,195	34,82
^{160}Dy	2722	195	13,30	20,96
^{162}Dy	2876	357	9,185	19,41
^{168}Er	3105	415	10,018	35,44
^{170}Er	3054	550	9,22	32,78
Полосы с $K^\pi = 1^-$ и 2^-				
^{160}Dy	2496	71	10,65	15,40
^{162}Dy	2707	540	11,04	15,12
^{168}Er	2850	162	10,275	8,49

В табл. 20 приведены параметры смешивания Кориолиса для рассмотренных в настоящей работе ядер.

Параметр X характеризует суммарную энергию головных уровней двух взаимодействующих полос. Она составляет 2,2–3,1 МэВ. Это свидетельствует о низкой энергии октупольных возбуждений в деформированных ядрах.

Параметр Y указывает на разность энергии головных уровней обеих полос. Они могут быть близки ($Y = 68$ кэВ в ^{156}Gd) и различаться на 0,5 МэВ ($Y = 550$ кэВ в ^{154}Sm и ^{170}Er). От значений Y не зависит параметр смешивания b , но сильно меняется вклад в расчетную энергию уровней. Он велик при близком расположении уровней полос при малых значениях Y и относительно незначителен при большом расстоянии между ними.

Инерционный параметр A обычно имеет близкие значения во многих ядрах: $A = 9\text{--}11$ кэВ, хотя в ^{162}Er и ^{160}Dy наблюдаются отступления от этих значений, а их причины подлежат выяснению. Отсюда следует, что каждое ядро требует специального рассмотрения.

Хорошо известно, что инерционный параметр A убывает с ростом спина и энергии возбуждения до твердотельных значений, примером служит рис. 1. Это связано с уменьшением парных корреляций. В обзоре сделана попытка учесть этот эффект в ядре ^{170}Yb . Она оказалась успешной для уровней с четными спинами в полосе с $K^\pi = 1^-$. Для уровней с нечетными спинами

выявлена необходимость учесть этот эффект при вычислении параметра взаимодействия Кориолиса b .

Параметр b связан со структурой смешиваемых состояний. Он имеет наибольшее значение, когда главные компоненты отличаются набором нейтронных состояний с главным квантовым числом $N = 6$. Значения b сильно уменьшаются, когда различаются наборы с $N = 5$. Важно заметить, что представленные в табл. 1–3 значения b для квадрупольных состояний составляют лишь 6 кэВ, что в 5 раз меньше, чем для состояний октупольных.

Зависимость параметра b от доли нужного компонента в составе волновых функций смешиваемых состояний можно оценить лишь качественно. Во-первых, не для всех ядер, для которых имеются экспериментальные данные, проведены расчеты по квазичастично-фононной модели. Во-вторых, при различных предположениях о параметрах этой модели и о вкладе взаимодействий в гамильтониан получаются различные вклады компонентов в состав волновых функций. Примером могут служить данные из работ В. Г. Соловьева и сотрудников [12, 26, 31].

Проверить и расширить сделанные выводы возможно и нужно, исследуя другие нуклиды, но не везде известны обе полосы с $K^\pi = 0^-$ и 1^- , а также изолированные полосы с положительной четностью волновых функций. Данные об их энергии необходимы для расчетов параметра смешивания. Не очень велик список нуклидов, для которых проведены расчеты (в [12] и в других работах) состава волновых функций коллективных октупольных состояний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нижние возбужденные уровни деформированных ядер редкоземельной области относятся, как правило, к ротационным полосам, основанным на головных уровнях коллективной природы. Это вибрационные уровни квадрупольного или октупольного типа. Особенности этих вибраций определяют характер и свойства взаимодействия состояний.

Зависимость вращения в ядре от других видов движения может быть связана с тремя особенностями ядер:

- 1) ангармоничность колебаний, которая отражает связь колебаний различной мультипольности и смешивание состояний с разным числом фононов;
- 2) взаимодействие Кориолиса, которое описывается простыми формулами, но возможно только для состояний, которые различаются на 1 единицу квантового числа K ;
- 3) отступление от простого закона $J(J + 1)$, которое возможно за счет неаксиальности ядер.

В настоящем обзоре рассмотрено влияние только кориолисова взаимодействия на инерционные параметры в ротационных полосах.

Для состояний с положительной четностью нижние уровни имеют квантовые числа $K = 0$ для основных и β -вибрационных состояний и $K = 2$ для γ -вибрационных уровней. Они не могут испытывать прямого кориолисова взаимодействия. Оно может происходить только через уровни с $K^\pi = 1^+$, но эти уровни находятся довольно далеко от нижних квадрупольных состояний. Часто неизвестно, какой из уровней 1^+ нужно учитывать при расчете.

Гамма-вибрационные состояния могут взаимодействовать с полосами с $K^\pi = 3^+$. Здесь рассмотрены такие случаи и получены параметры взаимодействия Кориолиса. Их значения составляют около 6 кэВ.

Для октупольных состояний наиболее четкие результаты получены при рассмотрении смешивания уровней с $K = 0$ и 1. Расчеты дают здесь большие значения параметра смешивания $b \approx 35$ кэВ. Они связываются со структурой октупольных состояний. В двух рассмотренных случаях взаимодействия уровней с $K = 1$ и 2 получено значение $b = 15$ кэВ.

Естественным образом объясняется структурное расщепление уровней в полосах с $K^\pi = 1^-$ и крайние случаи большого расщепления, приводящего к инверсии.

Проведенные вычисления энергии ротационных уровней показали масштаб расхождений с экспериментом. Естественной причиной роста расхождений с увеличением спина J является известный эффект уменьшения парных корреляций. Он не учитывается в модели взаимодействия Кориолиса и не принимается во внимание при расчете. Однако он прослеживается по уменьшению экспериментальных значений инерционного параметра A^+ , приведенных на рис. 1, 5, 8, 10, а также более подробно рассмотренных в работе [1]. Нужен эффективный способ учета уменьшения инерционных параметров.

В работе продемонстрировано использование предсказательной силы модели Кориолиса. В ядре ^{170}Yb найдены состояния с моментами 3^- , предсказанные моделью. Они заселяются при β -распаде материнского ядра ^{170}Lu , несмотря на большую разницу в моментах состояний. Имеются возможности обнаружить новые уровни в других ядрах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григорьев Е. П. // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31, вып. 6. С. 1496.
2. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. М.: Мир, 1977.
3. Михайлов И. Н., Наджаков Е., Караджов Д. // ЭЧАЯ. 1973. Т. 4, вып. 2. С. 1334.
4. Михайлов И. Н. и др. // ЯФ. 1991. Т. 54. С. 1239.
5. Громов К. Я. и др. // Изв. РАН, сер. физ. 1992. Т. 56. С. 36.
6. Михайлов В. М. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1966. Т. 30, № 8. С. 1334.
7. Бельский В. М., Григорьев Е. П. Структура четных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1987.
8. Simpson J. et al. // J. Phys. G. 1991. V. 17. P. 511.

9. *Singh B.* // Nucl. Data Sheets. 2001. V. 93, No. 2. P. 243.
10. *Григорьев Е. П., Орлова И. Н.* // Тез. докл. 52-го Междунар. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. М., 2002. С. 108.
11. *Browne E.* // Nucl. Data Sheets. 1991. V. 62, No. 1. P. 1.
12. *Григорьев Е. П., Соловьев В. Г.* Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974.
13. *Singh B.* // Nucl. Data Sheets. 1995. V. 75, No. 2. P. 199.
14. *Григорьев Е. П.* // ЯФ. 2003. Т. 7 (в печати).
15. *Sugawara M. et al.* // JAERI Review. 2000. V. 018. P. 27.
16. *Grigoriev E. P.* // Yad. Fiz. 2002. V. 65. P. 673; Phys. Atom. Nucl. 2002. V. 65. P. 641.
17. *Baglin G. M.* // Nucl. Data Sheets. 1996. V. 77. P. 125.
18. *Джеленов Б. С. и др.* Схемы распада радиоактивных ядер. $A = 169, 170$. Л.: Наука, 1988.
19. *Васильева Э. В. и др.* // Изв. РАН, сер. физ. 1992. Т. 56. С. 2.
20. *Archer D. E. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 2924.
21. *Григорьев Е. П., Дадамухамедов Т. Р.* // Изв. АН СССР, сер. физ. 1987. Т. 51. С. 2105.
22. *Звольский И. и др.* // Тез. докл. 52-го Междунар. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. М., 2002. С. 86.
23. *Helmer R. G., Reich C. W.* // Nucl. Data Sheets. 1999. V. 87, No. 3. P. 317.
24. *X.-Liang et al.* // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 10. P. 42.
25. *Адам И. и др.* // Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. Т. 83. С. 815.
26. *Соловьев В. Г. и др.* // ЭЧАЯ. 1996. Т. 27. С. 1643.
27. *Shirley V. S.* // Nucl. Data Sheets. 1994. V. 71. P. 261.
28. *Григорьев Е. П., Михеев А. В.* // Тез. докл. 50-го Междунар. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. СПб., 2000. С. 162.
29. *Григорьев Е. П.* // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 1683.
30. *Григорьев Е. П., Гладкова И. А.* // ЯФ. 2000. Т. 63. С. 773.
31. *Soloviev V. G.* // Part. & Nucl. 2000. V. 31. P. 787.