



А.И.Левин

**ВЫСОКОСПИНОВЫЕ
КОЛЛЕКТИВНЫЕ СОСТОЯНИЯ
ЯДЕР**

К И Е В - 1 9 7 5

А. И. ЛЕВОН

ВЫСОКОСПИНОВЫЕ КОЛЛЕКТИВНЫЕ
СОСТОЯНИЯ ЯДЕР

В обзоре рассмотрены методы и результаты экспериментальных работ последних лет по исследованию коллективных состояний с большими спинами, а также попытки теоретического объяснения обнаруженных новых явлений: загиба назад в зависимости момента инерции от частоты вращения, ветвления полос в четно-четных ядрах, выстроенных полос в нечетных ядрах.

Methods and results of the last year experimental works on investigation of the collective states with great spins are considered. Trials of the theoretical explanation of the discovered new phenomena such as the back bending in the dependence of the moment of inertia on the rotation frequency, strip insertion in the even-even nuclei, the insert strips in the odd nuclei are also considered.

The High Spin Collective Nuclei States

A.I. Levon

Печатается по постановлению Ученого совета
Института ядерных исследований АН УССР

АКАДЕМИЯ НАУК УССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК 589.1.14

А. И. ЛЕВОН

ВЫСОКОСПИНОВЫЕ КОЛЛЕКТИВНЫЕ
СОСТОЯНИЯ ЯДЕР

Киев - 1975

Ключевые слова:

возбуждение, виртуальные состояния, вращательные состояния, гамма-спектры, момент инерции, парное взаимодействие, кориолисовы силы, ядерная деформация, схема выстроенной связи;
excitation, vibrational states, rotational states, gamma spectra, moment of inertia, pairing interactions, coriolis force, nuclear deformation, aligned coupling scheme.

В в е д е н и е

Наши знания о ядре ограничены в большей или меньшей степени модельными представлениями. Это связано как со сложностью проблемы в целом, так и с приблизительным или неполным характером исходных данных для построения теории. Таким исходным материалом служили в основном экспериментальные факты, полученные при изучении относительно небольшой области ядер вблизи долины стабильности и относительно низко лежащих ядерных состояний. Естественно, нельзя ожидать, что такие модели смогут дать детальное описание свойств даже низких состояний стабильных ядер, и тем более они не могут объяснить большого количества еще неизученных ядерных состояний. Поэтому сейчас, когда экспериментаторы получают в свое распоряжение прецизионную аппаратуру и прецизионные пучки ускоренных до высоких энергий практически всех ядер периодической таблицы, исследование таких ядерных состояний становится особенно актуальным.

Коллективные возбужденные состояния ядер предсказаны и обнаружены более двадцати лет назад / 1,2 /. Предпринятое затем интенсивное изучение этих состояний привело к построению ряда феноменологических моделей, позволивших понять основные черты коллективного движения в ядре. Основным способом получения коллективных состояний долгое время оставались бета-распад радиоактивных ядер и кулоновское возбуждение, а спектры изученных состояний ограничивались 6^+ . В последние годы интерес к коллективным (особенно вращательным) состояниям снова сильно возрос. Это объясняется прежде всего тем, что с помощью качественно новых измерительных средств удается получить информацию о вращательных состояниях со значительно более высокими спинами, что привело к обнаружению новых и необычных явлений.

Начало таким исследованиям было положено работой Моринады и Гигелота / 3 /. которые исследовали спектры γ - лучей в реакции

(α , π)⁺ Применение пучков тяжелых ионов (HI) позволило получить сведения о состояниях со спинами до 22 единиц \hbar . Были обнаружены отклонения в энергиях уровней вращательных полос деформированных ядер, которые не объяснялись ни одной феноменологической моделью; для сферических ядер были обнаружены длинные квазивращательные полосы с существенно различной структурой для низких и высоких спинов; обнаружены равновесные деформации в ядрах, которые считались сферическими; изучение вращательных полос в нечетных ядрах показало, что многие эффекты можно объяснить только с учетом кордолисова взаимодействия.

Нижне рассматриваются некоторые методы исследования высокоспиновых коллективных состояний, основные результаты таких исследований, а также попытки понять обнаруженные новые явления и возможные эксперименты для их проверки.

Экспериментальные методы исследования

Первые сведения о вращательных состояниях были получены при исследовании распада радиоактивных ядер. При этом удается наблюдать только несколько нижайших вращательных уровней. Связано это с тем, что радиоактивные ядра в основном состоянии имеют небольшую величину спина, и вследствие правил отбора при бета- и альфа-распаде в дочернем ядре возбуждаются состояния со спинами, незначительно отличающимися от спина исходного ядра. Исключение составляют высоко-спиновые изомерные состояния со сравнительно большими временами жизни, при распаде которых можно наблюдать вращательные уровни со спинами до $I = I_0 + 4$. В последние годы такие изомерные состояния с временами жизни до нескольких наносекунд удается получать на пучках ускорителей, работающих в импульсном режиме $1/4$. Преимущество экспериментов с использованием радиоактивных ядер и изомеров заключается в сравнительной простоте наблюдаемых спектров.

Примерно тот же диапазон спинов возбужденных состояний можно получать при кулоновском возбуждении. Однако специфические особенности процесса кулоновского возбуждения позволяют получать дополнительную ценную информацию. Абсолютные значения приведенных $B(E2)$ -вероятностей можно использовать для вычисления квадрупольных моментов. Метод возмущенных угловых корреляций и метод реориентации при кулоновском возбуждении позволяют получать спектроскопические величины электромагнитных моментов нижних членов вращательных полос.

Кулоновское возбуждение также предпочитается при изучении вращательных полос ядер в области актиноидов, т.к. при других способах возбуждения преимущественным путем разрядки является дробление.

Реакции передачи с непосредственным измерением спектров продуктов реакции для спектроскопии высокоспиновых состояний нашли применение после того, как были получены пучки ускоренных частиц с малым энергетическим разбросом. При этом о коллективной природе уровней можно судить по величинам спектроскопических факторов; значения угловых моментов можно сравнительно точно определить из анализа углового распределения продуктов. В некоторых случаях оказывается удачным использование специфики реакций передачи. Примером может служить возбуждение трехкваркисостояний и нижних уровней построенных на них вращательных полос / 5 /. В реакциях передачи двух нуклонов типа (p, t) или (t, p) коллективные состояния возбуждаются наиболее сильно с передачей небольшого углового момента, что позволило, например, обнаружить вращательные полосы на возбужденном 0^+ - состоянии с равновесной деформацией в области сферических ядер / 45 /.

Все же точность определения энергий уровней при использовании реакции передачи недостаточна для проведения тонкого анализа вращательных полос, поэтому при изучении они могут рассматриваться скорее как вспомогательный метод.

В последние годы основным источником получения информации о высокоспиновых состояниях являются реакции с образованием составного ядра при использовании пучков тяжелых ионов ($A \geq 4$), поэтому остановимся на них подробнее. Данные рис.1 позволяют судить о возможностях этих реакций по сравнению с другими процессами.

При слиянии HI с ядром мишени образуется система с энергией возбуждения, как правило, значительно превышающей энергию связи нуклона. Время жизни такой системы, согласно оценкам по статистической модели, должно составлять $\sim 10^{-19}$ сек. Измерения этих времен, проведенные методом теней / 7 /, показывают, что эти времена значительно больше и составляют несколько единиц 10^{-18} сек. Величина углового момента составного ядра определяется орбитальным угловым моментом налетающего HI относительно ядра мишени и возрастает при увеличении его энергии и массы. В работе / 8 / выведена полуклассическая формула для оценки максимального переданного углового момента

$$l_{\max}^2 \approx 156 \mu_{HI} E_{cm} \quad (1)$$

где μ - приведенная масса, E_{cm} - энергия HI в системе центра масс, σ_{HI} - сечение (HI, σ_{HI}) - реакции.

Представление о величинах угловых моментов составного ядра можно получить из рис.2, где прямыми линиями показаны зависимости величин

на сннна от энергии в случае реакции $(\alpha, 4n)$ и $({}^{235}\text{Ar}, 4n)$. При использовании конов с $A \approx 200$ передаваемый момент достигает 120-150 единиц \hbar .

Наиболее вероятный способ распада составного ядра - испускание нейтронов. Количество их зависит от энергии возбуждения. При испарении каждый нейтрон уносит энергию, определяемую температурой составного ядра, и соответственно небольшим угловым моментом (порядка $1-3\hbar$), поэтому остаточное ядро при энергии возбуждения порядка нескольких MeV имеет еще достаточно большой угловой момент.

После того, как энергия возбуждения в результате испускания нейтронов становится меньше энергии связи нуклона, дальнейшая разрядка остаточного ядра идет путем испускания γ - лучей. Время разрядки до энергий в несколько сот кэВ составляет десятки наносекунд, поэтому это, как правило, дипольные или электрические квадрупольные переходы. Уносимый в каждом переходе момент составляет $1 + 2\hbar$, поэтому при разрядке до основного состояния происходит несколько десятков переходов. На практике, однако, наблюдаются толь-

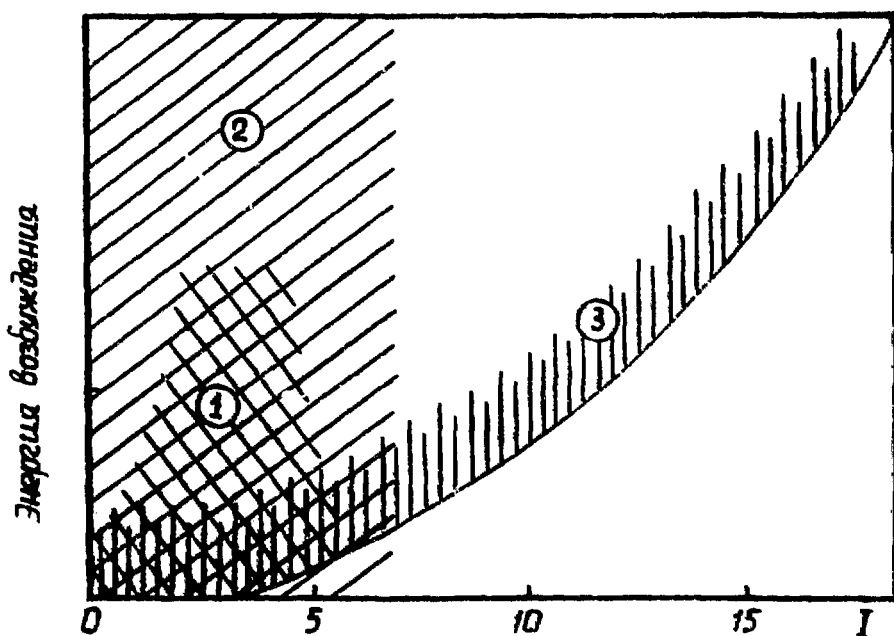


рис.1. Сравнительная схема областей ядерных состояний, полученных в различных процессах: 1 - радиоактивный распад; 2 - реакции передачи; 3 - реакции с образованием составного ядра /6/

ко около десяти каскадных квадрупольных переходов с суммарной энергией 4–6 Мэв. Наиболее интенсивно при этом заселяются уровни с наименьшей энергией для данного значения спина, это так называемые крастовые уровни. Чаще всего крастовые уровни оказываются членами вращательных или квазивращательных полос основного и низковозбужденных состояний ядра.

Выше энергий возбуждения 4–6 Мэв вдоль или выше краст-линии никаких разрешенных переходов наблюдать не удастся. О том, что такие переходы на самом деле имеют место, говорит оценка количества переходов для понижения углового момента от максимального до спина основного состояния. Об этом же свидетельствует тот экспериментальный факт, что отношение пик/фон в гамма-спектре становится меньше при увеличении массы HI и, следовательно, при увеличении переданного углового момента. Одно из возможных объяснений того, что такие переходы не наблюдаются, заключается в следующем: выше определенного углового момента ядро приобретает форму трехосного эллипсоида. Вращательные уровни при этом расположены очень близко друг к другу, поэтому гамма-спектр переходов в этой области имеет почти сплошной характер (по крайней мере, при достижимом сейчас энергетическом разрешении).

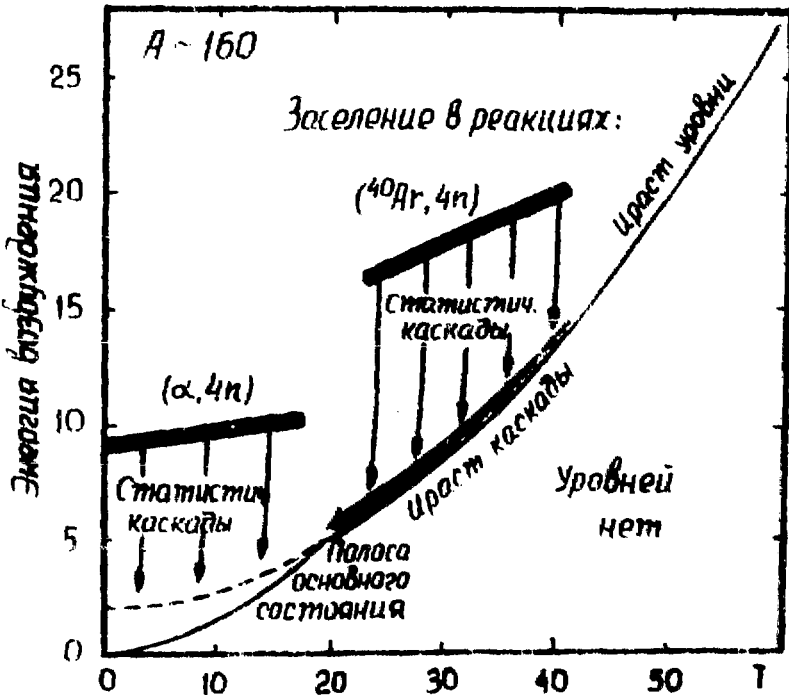


Рис. 2. Оценочные области спинов и энергии при распаде составного ядра /9/

В эксперименте получают сложный дискретный спектр γ - лучей, соответствующих γ - переходам между состояниями исследуемого конечного ядра, а также γ - переходам в ядрах, которые получаются в результате фоновых реакций на ядрах мишени или на ядрах примесных элементов. Рассмотрим, какими средствами располагает экспериментатор для того, чтобы каждую линию γ - спектра приписать переходу между конкретными уровнями конкретного ядра.

а) Для конкретизации конечного ядра используется измерение функции возбуждения и различные перекрестные ядерные реакции, ведущие к одному и тому же конечному ядру.

При взаимодействии α - частиц с мишенью возможен ряд реакций, ведущих к различным ядрам в возбужденных состояниях. Функция возбуждения реакций с образованием составного ядра, которые доминируют в интересующей области энергии, носит пороговый характер и имеет вид кривой с максимумом (рис.3). При использовании пучка α - частиц для α -I-5 кривые хорошо разделены, и при определенной энергии идет преимущественно одна реакция. Для более тяжелых ионов разделение не такое четкое, однако спектры γ -лучей, снятые при нескольких энергиях, позволяют, хотя и не всегда, конкретизировать конечное ядро. На рис.4а приведен фрагмент функции возбуждения для выбранных γ -переходов в конечных ядрах, которые получаются в трех различных $^{182}\text{W} / \alpha$, $\alpha n /$ - реакциях. Хотя с изменением энергии изменяется интенсивность γ - линий при переходах в одном и том же конечном ядре, для различных конечных ядер это изменение интенсивности существенно больше и имеет другой характер.

При использовании различных реакций, ведущих к одному и тому же конечному ядру, интенсивность γ -линий, принадлежащих этому ядру, меняется незначительно, в то время как интенсивность "чужих"

γ -линий сильно меняется при другой мишени и пучке α . Это хорошо видно на рис.5.

б) Следующей задачей после определения γ -спектра, относящегося к данной реакции, является установление энергии уровней, их спинов и размещение γ -переходов между этими уровнями конечного ядра. В области ненаблюдаемых γ -переходов возможны уровни со всевозможными спинами, поэтому переходы с низкой мультипольностью с этих уровней могут заселять крастовые уровни (side feeding) наряду с заселением их в результате переходов вдоль крастовой линии. Это означает, что интенсивности γ -переходов между уровнями вращательной полосы будут увеличиваться по мере уменьшения спинов уровней. Поэтому измерение интенсивностей γ -переходов внутри вращательной полосы позволяет почти однозначно найти его место. На рис.6 приведена зависимость интенсивностей γ -переходов для

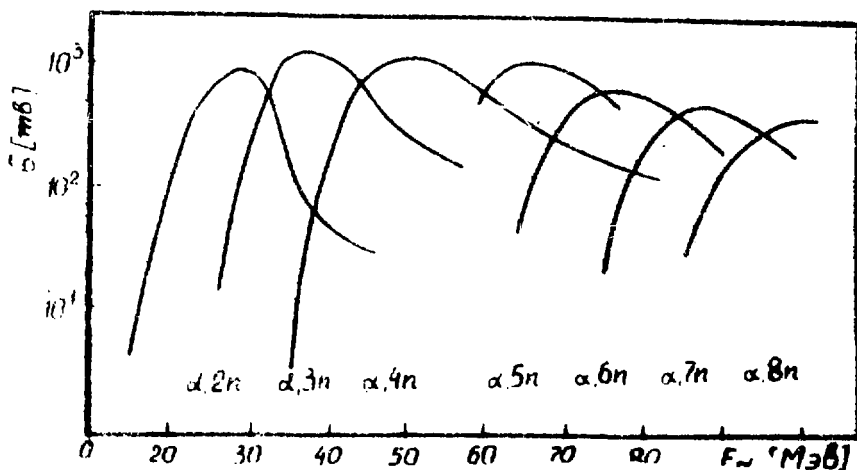


Рис.3. Функции возбуждения для реакций (α, xn) на ядре ^{181}Ta [10]

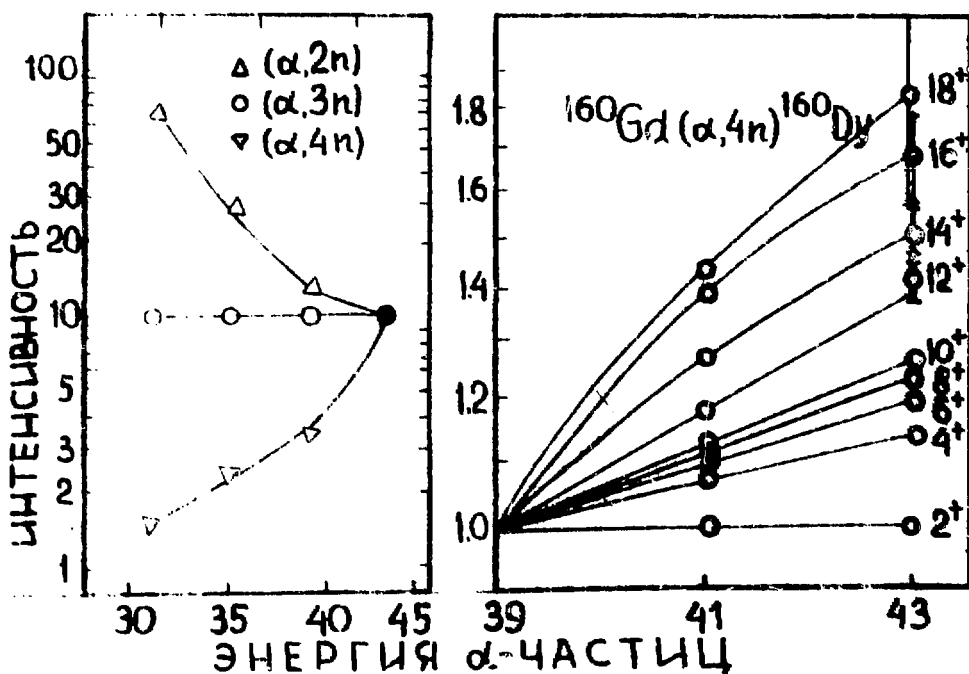


Рис.4. Выход γ -лучей для отдельных переходов в зависимости от энергии α -частиц: а) для трех различных ^{182}W (α, xn)-реакций [10]; б) для переходов внутри вращательной полосы ^{160}Dy [13]

полосы основного состояния ^{154}Dy , заселяемых в реакциях с α -частицами разных энергий, ионами ^{12}C и ^{19}F , от величины спина. Как видим, эта зависимость имеет вид плавной кривой. Рисунок, кроме того, ярко демонстрирует преимущество более тяжелых ионов при возбуждении высокоспиновых состояний.

в) Приведенные способы расфигуровки γ -спектров все же не исключают неоднозначностей, особенно в случаях, когда наблюдаются нарушения регулярности энергетических интервалов между уровнями вращательной полосы (загиб назад), а также при идентификации слабых переходов между полосами. Для установления полной схемы γ -переходов в конечном ядре самым надежным является измерение двухкмерных спектров мгновенных и задержанных совпадений с последующим их количественным анализом. Последний включает в себя определение и вычитание случайных совпадений (что особенно важно при использовании импульсных пучков циклических ускорителей) и совпадений с фоном под γ -линией, учет комптоновской части спектра, учет формы γ -линий и энергетического разрешения спектрометров. В спект

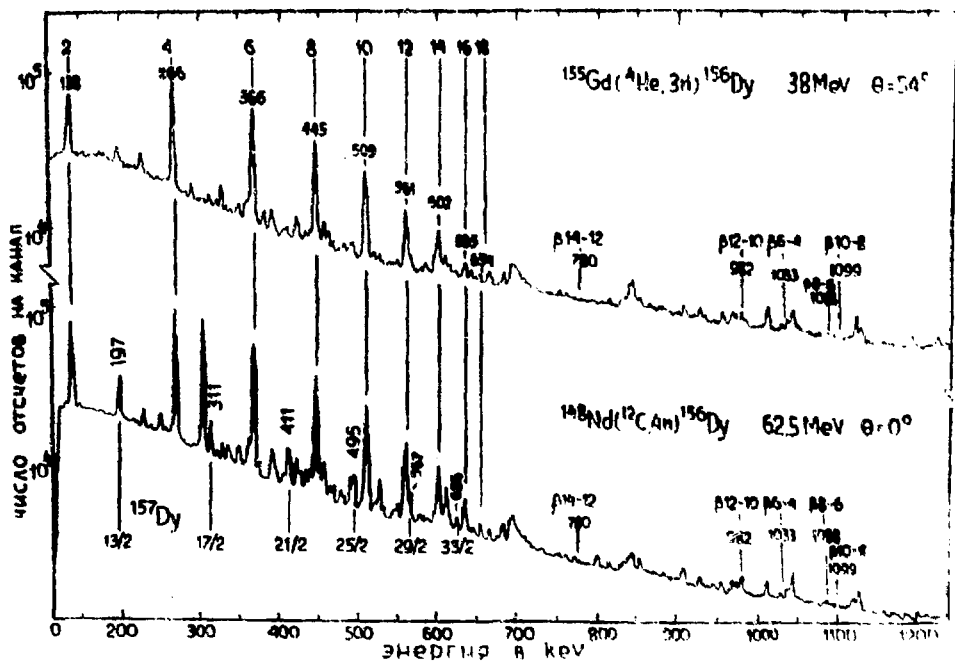


Рис.5. Одиночные спектры γ -лучей из реакций $^{155}\text{Gd}(\alpha, 3n)^{156}\text{Dy}$ и $^{148}\text{Nd}(^{12}\text{C}, 4n)^{156}\text{Dy} / 11/$

ре совпадении γ -линии имеет иные, по сравнению с одиночным спектром, интенсивности, а именно: γ -переходы, следующие за выбранными на совпадения, имеют в спектре одинаковые интенсивности, т.к. в этом случае исключается роль side feeding: γ -переходы, предшествующие ему, имеют примерно те же интенсивности, что и в одиночном спектре. Это можно видеть на рис.7 (поправки на энергетическую зависимость эффективности детекторов не учтены).

г) Можно сделать заключение о величине спина каждого из уровней, энергии которых установлены с помощью методов а, б, в:

качественное - на основе изучения зависимости интенсивности

γ -линий от энергии тяжелого иона;

более определенное, количественное - на основе измерения угловой зависимости γ -лучей. Из рис.6 видно, что заселенность состояний с более высоким спином увеличивается с ростом энергии α -частиц. Более явно эта зависимость выхода γ -лучей, разрывающих состояния с различными спинами во вращательной полосе ^{164}Dy , от энергии α -частиц видна на рис.4б.

Реакции (Н1, αn) в случае периферийного соударения Н1 и ядра

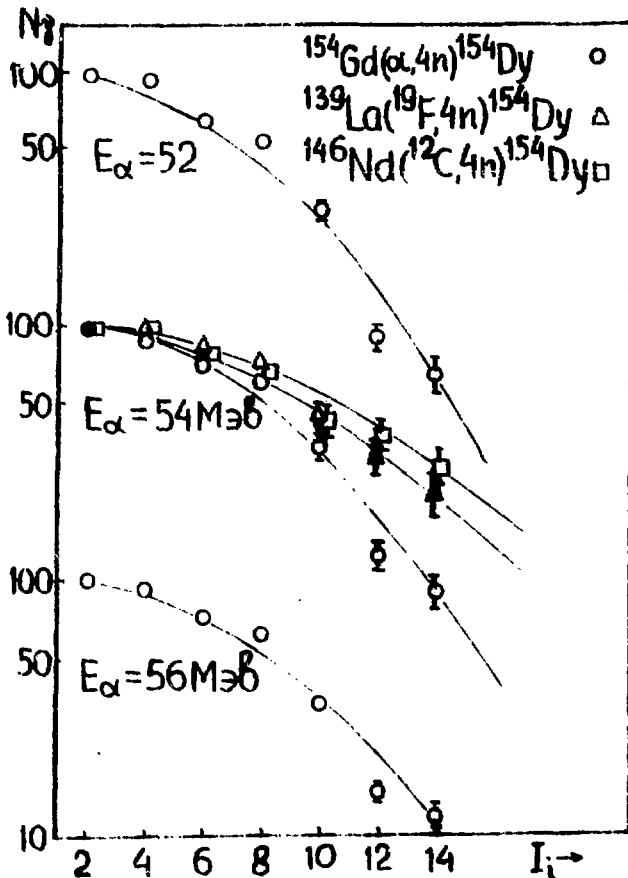


Рис.6. Интенсивности гамма-лучей для полосы основного состояния ^{164}Dy при различных реакциях и различных энергиях α -частиц /12/

иногда сопровождаются передачей больших угловых моментов, расположенных в плоскости, перпендикулярной направлению пучка. Таким образом, спины составных ядер оказываются выстроенными в этой плоскости. Поскольку нейтроны уносят небольшой угловой момент, это не приводит к значительной потере ориентации, и γ -лучи каскада вращательной полосы испускаются ориентированными ядрами. Угловое распределение γ -лучей по отношению к направлению пучка в результате оказывается анизотропным; величина анизотропии определяется степенью выстраивания ядер-продуктов реакции, мультипольностью γ -перехода и спинами начального и конечного состояний

$$W(\theta) = 1 + \sum_k A_k P_k(\cos \theta). \quad (2)$$

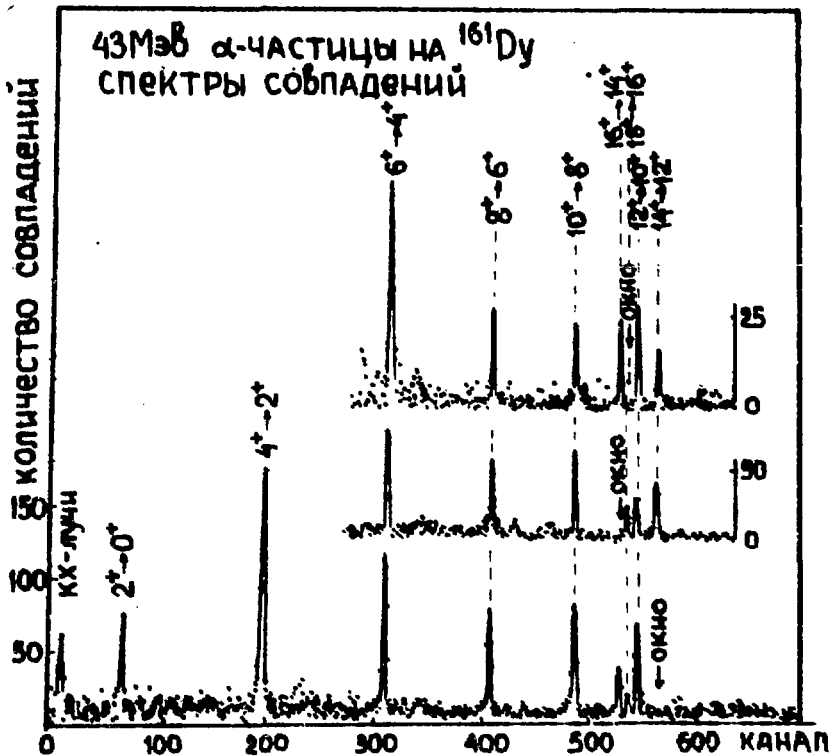


Рис.7. Спектр $\gamma\gamma$ -совпадений, исправленный на фон совпадений, при каскадной разрядке полосы основного состояния ^{162}Er /19/

Коэффициенты при полиномах Лежандра можно выразить как $A_k^{\beta} = a_k G_k A_k$, где a_k - множитель, определяемый степенью выстраивания конечных ядер / 14 /; G_k - ослабление выстраивания, обусловленное влиянием предшествующих переходов, а при относительно больших временах жизни обусловленное также взаимодействием ядра с внеядерными полями и тепловым движением; A_k - коэффициенты углового распределения при полном выстраивании. Типичные угловые распределения для E2-переходов внутри вращательной полосы приведены на рис.8. Поскольку A_k с уменьшением спина увеличивается, а G_k - уменьшаются (1-0,9 для высоких спинов и 0,2 - 0,5 - для низких переходов), то анизотропия отдельных γ -переходов остается примерно одинаковой или уменьшается. Последний случай - дополнительный аргумент при установлении последовательности переходов.

В некоторых случаях интерпретация углового распределения γ -лучей после реакции (HI, αn) затруднена, так как γ -линии не всегда хорошо разрешены от соседних. В таких случаях возможны ошибки в приписании спинов уровням полос. Примером может служить случай с обнаружением ветвления полос (подробно об этом ниже) в ядре ^{102}Pd : нескольким высокоспиновым состояниям на основе анализа угловых распределений γ -лучей были приписаны ошибочные зна-

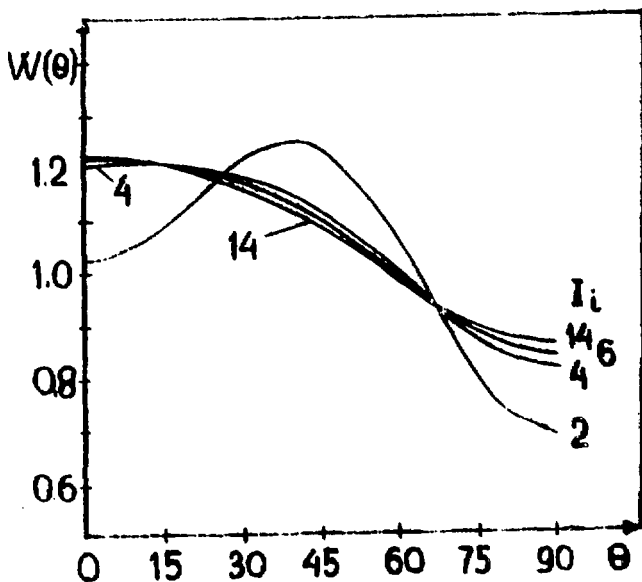


Рис.8. Невозмущенные функции углового распределения γ -переходов, испускаемых в реакциях (HI, αn) / 61 /

чения угловых моментов / 15 /. Избегать ошибок в таких затруднительных случаях можно, если наблюдать угловую корреляцию γ -лучей из ориентированных в результате (HI, α n) -реакции ядер. Измерение полной угловой корреляции занимает слишком много времени; более практичным и однозначным методом при определении последовательности спинов является метод, предложенный в работе / 16 /. Совпадения двух γ -лучей (γ_1 и γ_2) измеряются двумя детекторами А и В, которые располагаются асимметрично по отношению к оси пучка, $W[A(\gamma_1), B(\gamma_2)]$. Если детекторы поменять местами, то измеряются совпадения $W[A(\gamma_2), B(\gamma_1)]$; отношение $R(A,B) = W[A(\gamma_1), B(\gamma_2)] / W[A(\gamma_2), B(\gamma_1)]$ оказывается очень чувствительным к смеси мультипольностей и изменению спинов состояний, между которыми происходит переход. При этом можно одновременно измерять отношения $R(A,B)$ для многих переходов.

На рис.9 приведена часть схемы уровней ^{102}Pd , которая трактовалась как ветвление полос. В скобках приведены значения спинов, полученные из анализа угловых распределений. Спины, полученные при измерении $R(A,B)$, исключают трактовку ветвления полос в этом случае.

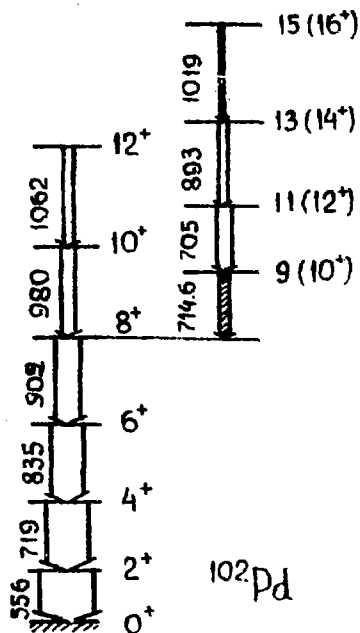


Рис.9. Уровни ^{102}Pd , возбуждаемые в реакции $^{92}\text{Zr} (^{13}\text{C}, 3\alpha)$. Незамтрихованы квадратурные переходы /17/

Важное значение при определении природы возбужденных состояний имеют величины времен жизни этих состояний или приведенных вероятностей переходов. Наиболее подходящими методами в случае изучения вращательных полос являются метод ослабления доплеровского смещения энергии γ -линии и метод определения времени пролета по интенсивности доплеровски смещенной компоненты γ -линии.

Очень чувствительны к деталям ядерной структуры гипермагнитные отклонения ядерных состояний. Для изучения высокоспиновых коллективных состояний перспективен метод возмущенных угловых корреляций γ -лучей из востроенных состояний в результате кулоновского возбуждения или (HI, αn) -реакции с использованием сверхтонких полей на примесных ядрах мишени в ферромагнитной среде. При этом при исследовании состояний со спинами $> 6^+$ и временами жизни в субпикосекундном диапазоне важен учет эффекта переходных полей при торможении ядра отдачи, которые пока еще недостаточно хорошо изучены. Интенсивно сейчас разрабатываются методы, использующие гигантские магнитные поля сильно ионизованных атомов отдачи при вылете их в вакуум. По-видимому, наиболее перспективным здесь является вариант с водородоподобными атомами отдачи. Для его успешной реализации в широкой области ядер в эксперименте роли мишени и пучка должны поменяться: ускоряться должно исследуемое ядро.

Основы теоретического анализа

В наиболее простом варианте обобщенной модели, называемой иногда вращательной моделью, ядро рассматривается как система слабо взаимодействующих, движущихся в медленно вращающемся аксимально симметричном потенциале, при этом движение частиц следует за наименьшим потенциалом адиабатически. Гамильтониан такой системы

$$H = H_{int} + H_{rot}. \quad (3)$$

Здесь

$$H_{rot} = \sum_{\nu} \frac{\hbar^2}{2I_{\nu}} R_{\nu}^2 = \sum_{\nu} \frac{\hbar^2}{2I_{\nu}} (I_{\nu} - j_{\nu})^2. \quad (4)$$

Интегралом движения такой системы является полный угловой момент I . Выражение (4) можно переписать иначе

$$H_{rot} = \overset{\circ}{H}_{rot} + H_j + H_c, \quad (5)$$

где $\overset{\circ}{H}_{rot} = \frac{\hbar^2}{2I} (I^2 - K^2)$; $H_j = \frac{\hbar^2}{2I_j} (j^2 - K^2)$; $H_c = \frac{\hbar^2}{2I} (-2\vec{I} \cdot \vec{j})$.

Член H_j , характеризующий центробежное взаимодействие, зависит только от момента количества движения неспаренной частицы и его

проекции на ось симметрии ядра, поэтому не влияет на энергетические интервалы между коллективными уровнями. Если пренебречь членом H_c , связывающим одночастичное движение с вращением ядра (взаимодействие Корнелиса), то для энергии вращения четно-четных ядер получается выражение

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} I(I+1), \quad (6)$$

которое хорошо описывает нижайшие члены вращательных полос. Некоторое время именно такая закономерность расположения уровней служила для идентификации вращательных возбуждений ядра. Обнаруженные вскоре отклонения энергий уровней от правила $I(I+1)$ связаны с изменением момента инерции \mathcal{J} при изменении углового момента. В некоторых феноменологических моделях, не вдаваясь в физическую природу таких изменений, пытались представить вращательные энергии в виде разложения по степеням $I(I+1)$. Ниже приведена формула, полученная Бором и Моттельсоном [16], в которой учтено также взаимодействие Корнелиса. Формула применима как для четно-четных, так и нечетных ядер

$$E_k(I) = E_k + AI(I+1) + B[I(I+1)]^2 + C[I(I+1)]^3 + \dots + (-)^{I+K} [(I+K)!/(I-K)!] [A_1 + B_1 I(I+1) + \dots]. \quad (7)$$

Первый параметр в этой формуле простым образом связан с моментом инерции $A = \hbar^2/2\mathcal{J}$. Второй параметр учитывает связь вращательного движения с колебательным, иначе говоря, изменение деформации ядра при вращении, и имеет отрицательный знак. Знакопеременный член представляет добавку энергии, обусловленную корнелисовым взаимодействием. В рамках теории возмущений эта добавка определяется как

$$E_c(K) = - \sum_{K'} \frac{|KIK'| \langle H_c | IK \rangle|^2}{E_{K'}(I) - E_K(I)}. \quad (8)$$

Влияние этой добавки будет значительным, если велики матричные элементы $\langle H_c \rangle$ или взаимодействующие уровни расположены близко. Матричные элементы взаимодействия H_c отличны от нуля, если $\Delta K = K - K' = \pm 1$. Исключение составляет случай $K = I/2$, когда матричные элементы имеют большую величину при $\Delta K = 0$. В этом случае величину $\alpha = A_1/A$ называют параметром связи. Непосредственным образом он входит в формулу для энергии, если перейти к разложению в ряд по степеням $[I(I+1) - K^2]$

$$E_{1/2}(I) = E_{1/2} + A [I(I+1) + (-)^{I+1/2} (I+1/2)\alpha], \quad (9)$$

и определяется через коэффициенты разложения волновой функции внут-

ренного состояния в ряд по собственным функциям оператора j

$$\alpha = \sum_j (-)^{j+1/2} (j+1/2) [C_{j/2}^{1/2}]^2. \quad (10)$$

Хотя разложение в ряд по степеням $I/I+1/$ не описывает детально энергии вращательных полос, особенно при высоких спинах, его использование полезно при анализе. Чаще, однако, используется разложение по степеням коллективной частоты вращения ω . Основой для такого разложения является модель принудительного вращения / 19,20 /. Разложение по степеням ω делает более наглядными отклонения измеренных энергий от вычисленных в адиабатическом приближении, кроме того, такое разложение описывает вращательные уровни до больших значений спина, чем разложение по степеням $I/I+1/$. Оно имеет вид

$$E(I) = \alpha \omega_1^2 + \beta \omega_1^4 + \gamma \omega_1^6 + \dots \quad (11)$$

Энергия и частота вращения аналогично случаю классического вращения связаны соотношением

$$\frac{dE(I)}{d\omega_1} = \hbar \omega_1 \frac{d}{d\omega_1} \sqrt{I(I+1)}. \quad (12)$$

Из формул (11) и (12) непосредственно следует выражения для углового момента и момента инерции в разложении по степеням ω

$$\hbar \sqrt{I(I+1)} = 2\alpha \omega_1 + \frac{4}{3} \beta \omega_1^3 + \frac{6}{5} \gamma \omega_1^5 + \dots \quad (13)$$

$$J = \frac{\hbar \sqrt{I(I+1)}}{\omega_1} = 2\alpha + \frac{4}{3} \beta \omega_1^2 + \frac{6}{5} \gamma \omega_1^4 + \dots \quad (14)$$

Соответственно этим двум способам феноменологического описания полос наиболее распространены два способа графического представления экспериментальных данных. Первый из них дает зависимость энергетических интервалов между соседними уровнями полосы со значениями спинов I и $I-2$ от величины I . Если полоса может быть описана однопараметрической формулой (7), на графике это будет прямая линия, наклон которой определяется моментом инерции. В другом представлении - зависимости момента инерции от квадрата частоты вращения - это будет прямая линия, параллельная оси абсцисс. На самом деле ничего подобного не наблюдается. На рис.10 экспериментальные данные вращательной полосы ^{168}Yb представлены обоими способами. Здесь не показаны кривые, вычисленные по формулам (7) и (11). Величины параметров в этих формулах получены из энергий первых уровней полосы. Как видно из этих рисунков, трех- и четырехпараметрическое разложение в ряд по степеням $I/I+1/$ описывает максимум пять членов вращательной полосы. В то же время уже двухпараметрическое разложение по степеням ω дает лучшую подгонку к экспериментальным точкам. Введение третьего

параметра несущественно улучшает согласие, однако введение четвертого параметра хорошо описывает энергии уровней со спинами до 18^+ .

Формула (14) дает непрерывную зависимость момента инерции от частоты вращения. В эксперименте, однако, наблюдается дискретный спектр энергий переходов. Значения \mathcal{J} и ω^2 должны быть определены таким образом, чтобы каждому значению спина соответствовала точка на графике и чтобы в пределе жесткого ротатора определяемая таким образом момент инерции соответствовала однопараметрическому пределу формулы (7). Для каждого уровня со значением спина I , связанного переходом с уровнем со спином $I-2$, момент инерции определяется как

$$\frac{2\mathcal{J}}{\hbar^2} = \frac{\Delta(I(I+1))}{\Delta E} = \frac{4I-2}{E(I)-E(I-2)} \quad (15)$$

Частота вращения точно определяется как $\omega = dE/dI$, поэтому для нее

$$(\hbar\omega)^2 = \left(\frac{\Delta E}{\Delta I}\right)^2 = \left\{ \frac{E(I)-E(I-2)}{\Delta I} \right\}^2 \quad (16)$$

Есть несколько вариантов в определении ΔI . Самый простой вариант - разность спинов соседних уровней $\Delta I = 2$.

Второй вариант: $\Delta I = [I(I+1)]^{1/2} - [(I-2)(I-1)]^{1/2}$ (17)

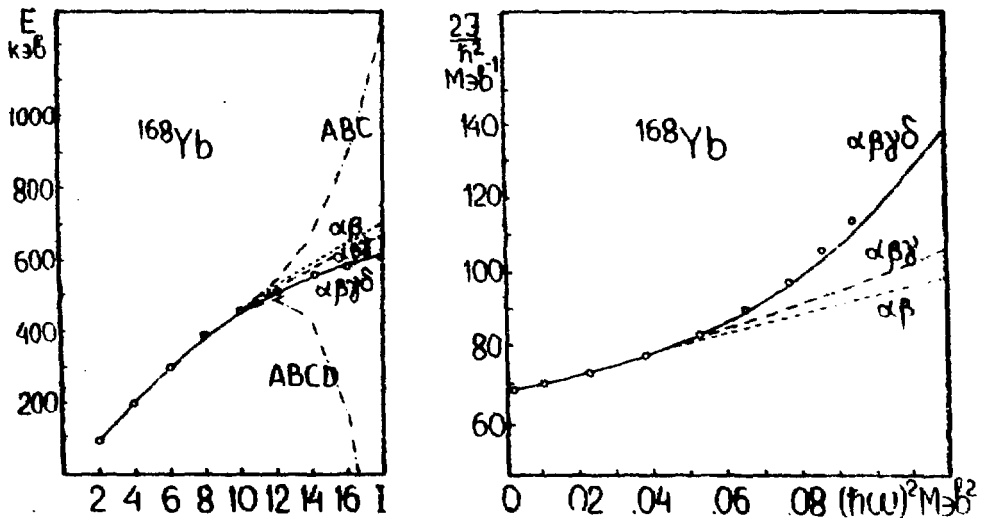


Рис. 10. Энергии переходов вращательных полос в зависимости от спина (а); моменты инерции в зависимости от квадрата частоты вращения (б). Точки - экспериментальные данные, кривые - результат вычислений по формулам /7/ и /11/ с разным числом параметров

Третий вариант:

$$\Delta I = \frac{d[I(I+1)]^{1/2}}{d[I(I+1)]} \Delta I(I+1) = \frac{2I-1}{(I^2-1+1)^{1/2}} \quad (18)$$

Все три варианта практически совпадают для $I > 4$, давая несколько отличные результаты для нижних уровней.

Очень полезными при изучении ядерной структуры оказываются величины приведенных вероятностей γ -переходов, поскольку природа электромагнитного поля хорошо понята, а теория электромагнитного излучения из ядер тщательно разработана. Вероятность γ -перехода определяется

$$T(\lambda) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\Delta E}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} B(\lambda), \quad (19)$$

где λ - порядок мультипольности, ΔE - энергия перехода, $B(\lambda)$ - приведенная вероятность перехода, единственная величина в выражении, зависящая от структуры ядра.

При переходах внутри вращательной полосы между относительно низко-спиновыми состояниями внутренняя волновая функция не меняется, поэтому матричные элементы переходов будут определяться только коллективными переменными, т.е. будут зависеть от Q , Q_K , Q_R . Состояния вращательной полосы четно-четного ядра связаны электрическими квадрупольными переходами. В твердотельном приближении

$$B(E2; i \rightarrow j) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 (I_i 2K_0 | I_j K)^2, \quad (20)$$

где Q_0 - внутренний электрический квадрупольный момент.

Эта величина $B(E2)$ в несколько десятков раз больше, чем величина, определяемая одночастичным переходом. Однако, если при высоких скоростях вращения происходит перестройка внутренней структуры, в выражении для приведенной вероятности появится фактор меньше 1, определяемый перекрытием внутренних волновых функций в начальном и конечном состояниях.

Измерение $B(E2)$, кроме того, позволяет вычислить величину Q_0 и связанную с ним деформацию β_0 ,

$$Q_0 = \frac{4}{3} Z R_0^2 \beta_0 (1 + 1/2 \beta_0). \quad (21)$$

В нечетном ядре при $|\Delta I| = 1$ происходят как магнитные дипольные переходы, так и электрические квадрупольные. Для переходов внутри одной вращательной полосы

$$B(M1; i \rightarrow j) = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2 (Q_K - Q_R)^2 k^2 (I_i 1K_0 | I_j K)^2. \quad (22)$$

Наконец, вероятности переходов между полосами определяются тем, насколько перекрываются полные волновые функции начального и конеч-

ного состояний.

Четно-четные деформированные ядра

Коллективные высокоспиновые состояния ядер в области редких земель в настоящее время наиболее изучены. В недавно опубликованном обзоре [21] собраны данные о восьмидесяти трех вращательных полосах. С тех пор появился еще ряд работ, сообщавших о полосах в деформированных ядрах.

Выше уже говорилось о попытках описать уровни четно-четных деформированных ядер в рамках феноменологических моделей. Нижние уровни удовлетворительно описываются формулой (7). Позже, когда были идентифицированы вращательные уровни полос основных состояний до спинов

$I = I_2 + I_4$, для их описания, кроме уже упоминавшегося разложения по степеням ω (модель Харриса), использовались феноменологические модели Давыдова с остротниками [22].

Нижние состояния коллективного характера деформированных ядер обусловлены вращением ядра без существенного изменения формы. Кроме того, возможны колебания формы ядра вокруг равновесной, которые приводят к возбужденным состояниям с более высокой энергией. Возможны два типа колебаний: колебания эксцентриситета вокруг своего равновесного значения при сохранении аксиально-симметричной формы и колебания формы ядра относительно аксиально-симметричной формы при неизменном эксцентриситете. Первые - это так называемые бета-колебания. Они не изменяют момента количества движения ядра относительно оси симметрии ($K = 0$), поэтому вращательные полосы, построенные на таком колебательном состоянии, должны быть похожи на полосы основных состояний. Второй тип колебаний - гамма-колебания формы - создаст в направлении оси симметрии момент количества движения, равный 2. Поэтому вращательные полосы, построенные на гамма-колебательном состоянии, это полосы с $K=2$.

Учет связи колебательного и вращательного движения феноменологически объясняет в некоторой степени отклонение уровней вращательной полосы от правила $I(I+1)$ для жесткого ротатора. В самом деле, при $K=0$ формулу (7) можно представить в виде $E(I) = (\hbar^2/2\mathcal{J})/I(I+1)$, приняв для момента инерции

$$\mathcal{J} = \hbar^2 [2(A + I(I+1)B)]^{-1}, \quad (23)$$

т.е. предположив зависимость момента инерции от углового момента и параметра B . Для характеристики такой зависимости Норинадой (23) был введен термин "мягкости", определяемой как $\frac{1}{\mathcal{J}} \frac{d\mathcal{J}}{dI}$. С параметром B "мягкость" для нулевого спина связана простым образом

$$\frac{1}{\mathcal{J}} \frac{d\mathcal{J}}{dI} = \frac{2B}{A}. \quad (24)$$

Наиболее успешной в объяснении вращательных полос как деформированных, так и сферических ядер оказалась двухпараметрическая модель переменного момента инерции / 24 /. Энергии уровней в рамках этой модели определяются формулой

$$E(I) = \frac{1}{2} C (\mathcal{J} - \mathcal{J}_0)^2 + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} I(I+1). \quad (25)$$

Параметры C и \mathcal{J}_0 определяются из энергий первых уровней 2^+ и 4^+ . Момент инерции для каждого I определяется из условия $(\partial E / \partial I)_I = 0$. "мягкость" при $I=0$

$$\frac{1}{\mathcal{J}} \frac{d\mathcal{J}}{dI} = \frac{1}{2C\mathcal{J}_0^3}. \quad (26)$$

Модель переменного момента инерции оказалась успешной также в описании гамма-колебательных полос, в объяснении коррелированного изменения момента инерции и внутреннего квадрупольного момента Q_0 , вычисляемого из $B(E2)$.

Все перечисленные модели предполагают увеличение энергетических интервалов между вращательными уровнями при возрастании спина. Однако эксперименты, выполненные в 1971 г. в Стокгольме / 13,25 /, обнаружили нарушение монотонного увеличения энергий переходов с зависимости от I полос некоторых ядер из области редких земель для спинов около $I_4 \pm I_6 \hbar$. Это явление в настоящее время обнаружено во многих ядрах и получило название *backbending*, так как в представлении результатов в виде зависимости момента инерции от квадрата частоты вращения наблюдается загиб назад. Это можно видеть на рис. II. Момент инерции в этом случае уже не является однозначной функцией ω^2 . Это ведет к парадоксу в том смысле, что в некоторой области частота вращения уменьшается, в то время как угловой момент увеличивается. Никакое разложение по степеням частоты вращения или углового момента не может воспроизвести такой ход кривых. Ранее говорилось об ограниченном успехе феноменологических моделей в объяснении медленных изменений момента инерции для относительно низких спинов увеличением деформации в результате вращения (см. /22,27/). Измерения изомерных сдвигов показали, что на самом деле увеличение деформации меньше, чем требуют эти модели для объяснения увеличения \mathcal{J} . В области загиба они не способны вообще дать даже качественное описание.

Имеется два существенно отличных объяснения загиба назад, которые, однако, строятся на одной общей основе: ядро рассматривается как сверхтекучая система, имеющая равновесную деформацию, способную

совершать вращательное движение. Существенными в этом случае чертами такой системы будут:

1. Нуклоны заполняют дважды вырожденные уровни, которые характеризуются проекцией собственного углового момента на ось симметрии ядра.

2. Нуклоны на этих уровнях связаны короткодействующим спаривательным взаимодействием в пары с нулевым полным моментом (куперовские пары), что является причиной сверхтекучести состояний. Наличие такого взаимодействия позволяет объяснять величины наблюдаемых моментов инерции основных состояний деформированных ядер /28,29/, которые оказываются примерно вдвое меньше твердотельного значения.

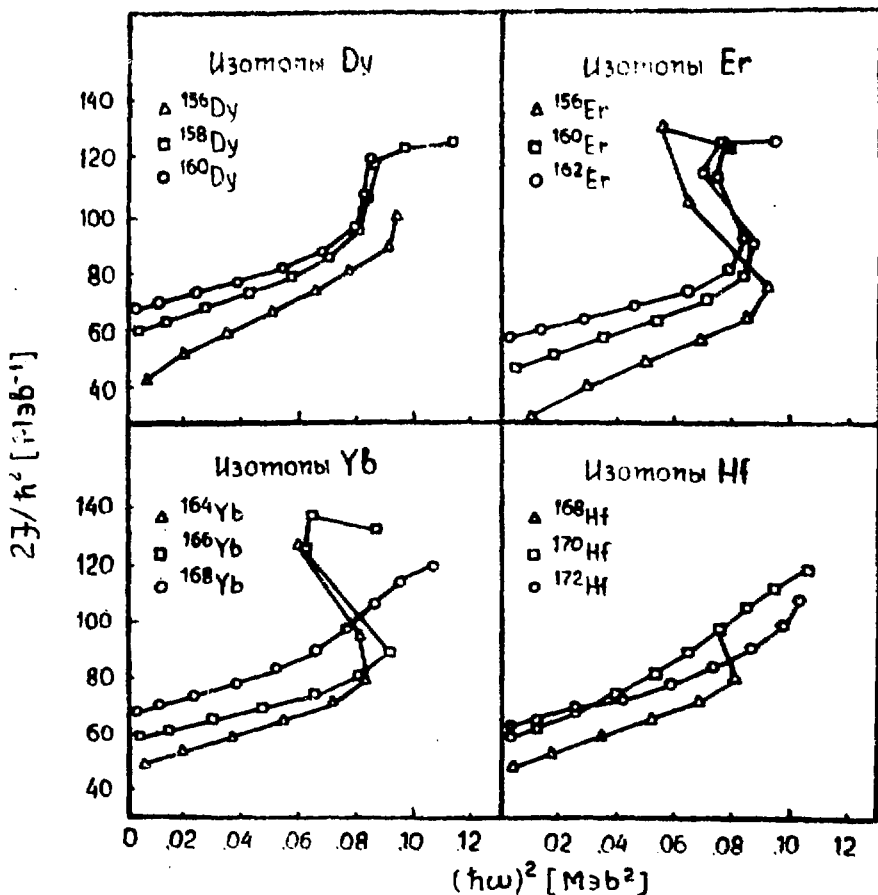


Рис. II. Явление загиба назад в зависимости момента инерции от квадрата частоты вращения для некоторых редкоземельных ядер /26/

3. При вращении возникает взаимодействие Корнелиса, которое стремится выстроить собственные моменты нуклонов j вдоль полного углового момента I .

Первое объяснение загиба назад заключается в следующем. Взаимодействие Корнелиса стремится ослабить связь нуклонных пар на уровнях деформированного ядра, это приводит к уменьшению роли спаривательного взаимодействия. При некотором значении I происходит фазовый переход, когда ядро из сверхтекучего состояния переходит в нормальное. Этот эффект был предсказан Моттельсоном и Валатином / 30 /.

Второе объяснение, выдвинутое Стивенсом и Саймоном / 31 /, использует тот факт, что взаимодействие Корнелиса наиболее сильно выражено для больших значений индивидуального момента j нуклонов, занимающих орбитали с наименьшим значением его проекции Ω на ось симметрии ядра. При возрастании углового момента I силы Корнелиса стремятся разорвать связь двух нуклонов, находящихся ближе других к поверхности Ферми, с остовом и приводят к выстраиванию их спинов вдоль полного момента I . В случае полного разрыва спина пар будет $I = 2j - 1$. Образованное таким образом двухквaziчастичное состояние может иметь более низкую энергию, чем вращательное состояние полосы основного состояния с тем же спином. Ирастовыми, таким образом, оказывается это двухквaziчастичное состояние и уровни построенной на нем вращательной полосы, поэтому они и заселяются при разрядке лекащих выше высокоспиновых состояний. При следовании по ираст-линии получаем загиб назад на кривой зависимости \mathcal{J} от ω^2 .

Оба эти объяснения можно трактовать с единой точки зрения: считать, что загиб назад обусловлен пересечением полос. Вопрос в этом случае сводится к выяснению внутренней структуры возбужденной полосы: это может быть бесспаривательная полоса Моттельсона-Валатина или выстроенная полоса Стивенса-Саймона, или даже полоса, построенная на квазичастичном состоянии другого типа или на колебательном состоянии. До недавнего времени не было достоверных экспериментальных свидетельств пересечения полос при загибе назад. Первые факты такого рода получены при изучении вращательных полос ^{154}Gd /33,34/ и ^{156}Dy / II /. Пока только для этих двух ядер известны уровни полос основного и бета -колебательного состояний. Энергии уровней обеих полос в зависимости от спина для ядра ^{156}Dy приведены на рис.12, а зависимость момента инерции от частоты вращения для ^{154}Gd и ^{156}Dy показаны на рис.13. Загиб назад наблюдается в бета -полосе для спина $I=12^+$, в полосе основного состояния загиб назад хорошо выражен при $I=18^+$ для ^{154}Gd ; для ^{156}Dy отклонение от плавного хода при $I=18^+$ менее выражено. Для

объем ядер пересечение основной и бета -полосы наблюдается около спина $I=16^+$.

Хорошо известно, что полосы основного и бета -колебательного состояний взаимодействуют достаточно сильно при низких спинах. Если это взаимодействие имеет форму $h_0 I(I+1)$, то из анализа отношения интенсивностей переходов внутри полосы и между полосами для $I < 8$ получено $h_0 = 9$ кэв для ^{156}Dy и 8,5 кэв для ^{154}Gd . В этом случае следует ожидать, что при высоких спинах большое взаимодействие должно привести к отталкиванию полос. Поэтому удивляет удивление тот факт, что для $I=16^+$ интервал между полосами

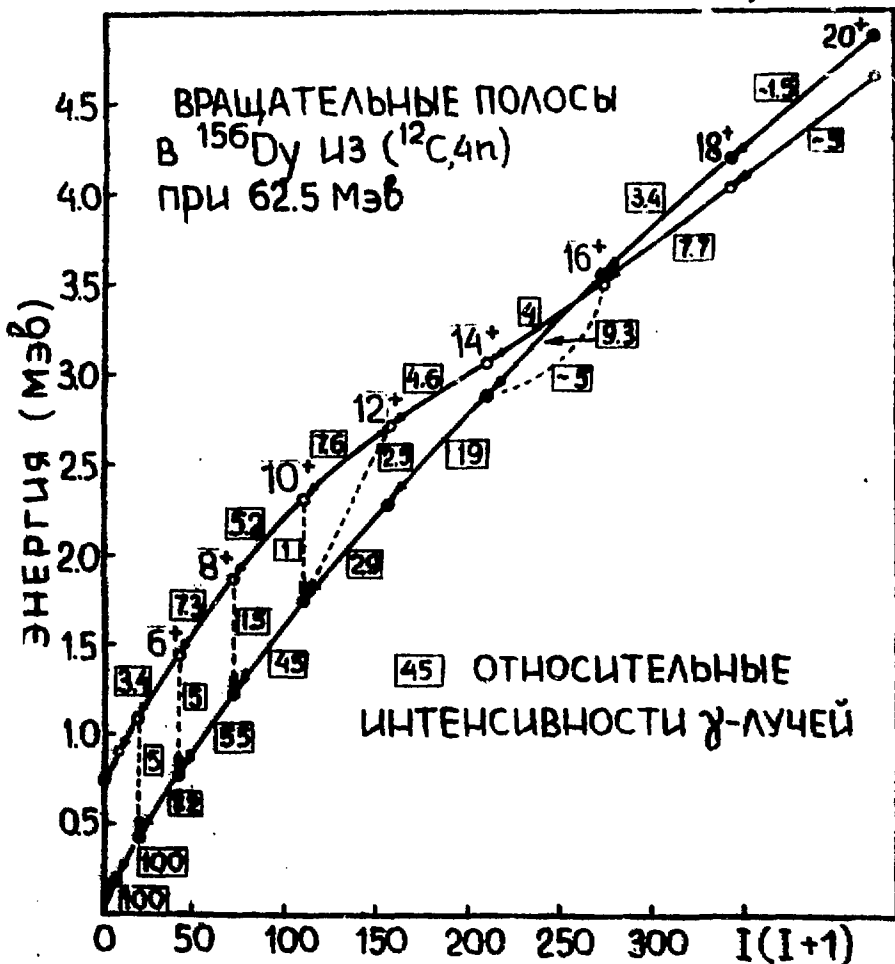


Рис.12. Энергии уровней основной и бета-полос ^{156}Dy в зависимости от $I(I+1)$

составлял всего 25 кэв для ^{156}Dy и 78 кэв для ^{154}Gd . Анализ ветвления переходов с уровня $I = 16^+$ для h_0 дает значение ≈ 34 эв для ^{156}Dy и ≈ 80 эв для ^{154}Gd , а также близкие к наблюдаемым интервалы между полосами. Такая большая разница в параметрах взаимодействия ниже и выше загиба может быть обусловлена или иной зависимостью от силы взаимодействия полос / 35 /, или это отражает фундаментальное изменение внутренней структуры ядра выше загиба.

Создается впечатление, что загиб назад основной полосой при $I = 16^+$ обусловлен пересечением с бета - полосой. То, что пересечение на самом деле имеет место, подтверждается анализом ветвления переходов в этой области. Возникает вопрос: с бета - полосой ли это пересечение? Для обоих ядер энергии бета - полосы выше точки загиба ложатся на прямую линию с наклоном, который дает твердотельное значение момента инерции, а экстраполяция до энергии состояния с $I=0$ дает для нее значение 1,5 мэв. Это позволяет предположить, что состояния выше загиба принадлежат какой-то другой "супер" - полосе с твердотельным значением момента инерции (рис.14). Эта "супер" - полоса пересекает бета-полосу при $I=10$ и основную полосу при $I=16$. Поскольку в реакциях $(\text{HI}, \alpha\text{n})$ главным образом заселяются крайние состояния, то уровни бета - полосы и основного состояния выше пересечения с "супер" - полосой заселяются слабо или не заселяются совсем. В рассматриваемых случаях основная и "супер" - полосы пересекаются под малым углом, так что энергии состояний в поло-

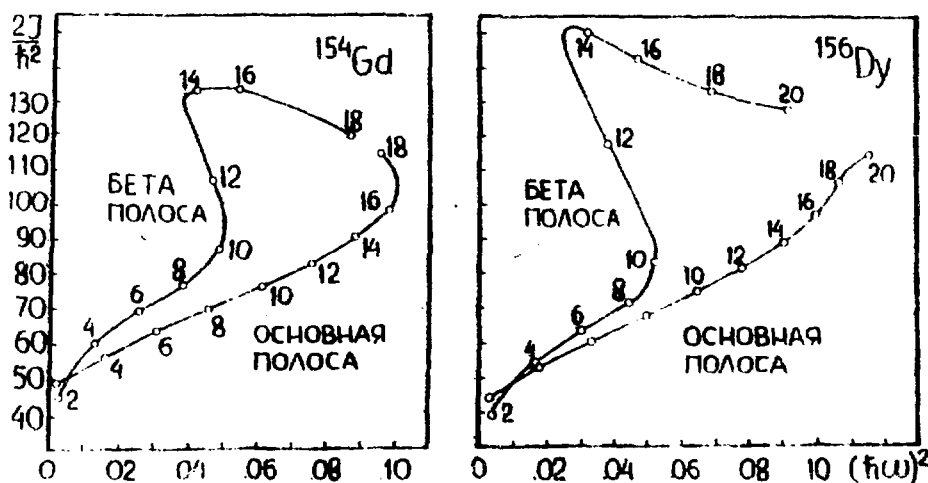


РИС.13. ЗАВИСИМОСТЬ МОМЕНТА ИНЕРЦИИ ОТ КВАДРАТА ЧАСТОТЫ
ДЛЯ ПОЛОС ^{154}Gd /34/ И ^{156}Dy /11/

сах с $I=18^+$ и 20^+ отличаются незначительно, и это приводит лишь к ослаблению переходов в полосе основного состояния.

Остается открытым вопрос о структуре "супер" - полосы. Это может быть полоса Стювенса-Саймона, но в таком случае трудно объяснить твердотельное значение момента инерции. Не исключено, что эта полоса связана с изомерным состоянием формы.

На рис.15, взятом из / 32 /, наблюдаемые энергии уровней ^{182}Os разбиты на две полосы так, чтобы исключить появление загиба. Вторая полоса при этом начинается с $I=14^+$. При сравнении интервалов между уровнями полученными таким образом полос оказывается, что интервалы близки между уровнями $8^+ - 6^+$ и $16^+ - 14^+$, $10^+ - 8^+$ и $18^+ - 16^+$, $12^+ - 10^+$ и $20^+ - 18^+$. При трактовке этих данных в рамках модели Стювенса-Саймона следует вывод, что для второй полосы $I_0 = 8^+$, и, следовательно, востроенное состояние образовано нуклонами с $j = 9/2$.

Объяснение загиба назад пересечением полос предполагает продолжение обеих полос по обе стороны пересечения. Ядра ^{154}Gd и ^{156}Dy являются пока единственным случаем, где наблюдается уровни основной полосы выше пересечения с "супер" - полосой. Единственным фактором, затрудняющим наблюдение этих состояний, является зависимость их энергии от энергии переходов в пятой степени. Несколько иная ситуация наблюдается для уровней "супер" - полосы ниже точки пересечения. Если эта полоса связана с фазовым переходом Моттельсона-Валатина,

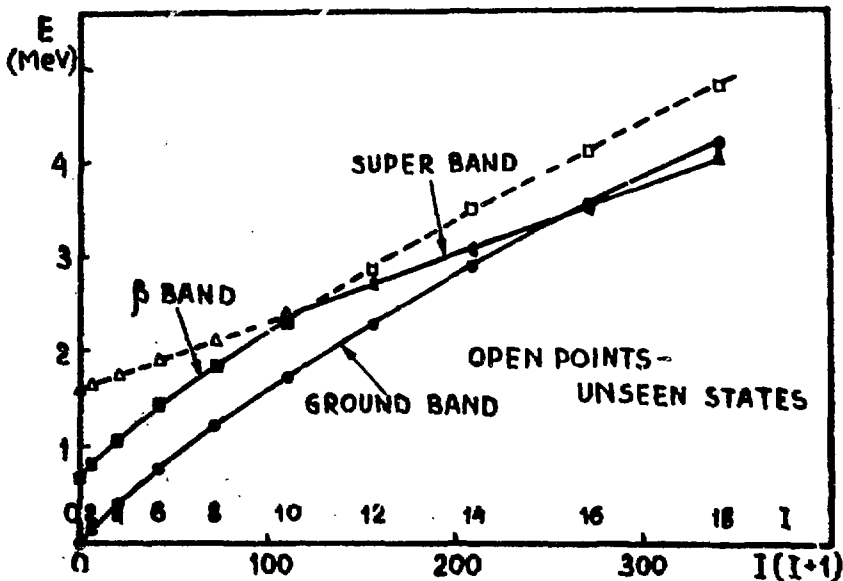


Рис.14. Схематическое представление основной, бета- и "супер" - полос в ^{156}Dy

то в области угловых моментов, где спаривательная цепь имеет конечную величину, такие состояния являются нестабильными по сравнению с временами электромагнитных переходов / 36 /. Если эта полоса построена на устойчивом состоянии, квазичастичном или изомере формы, то состояния такой полосы ниже загиба, в принципе, должны наблюдаться. Заселение таких уровней в реакции ($M1, \Sigma n$) затруднено, так как ядро скатывается с высокоспиновых состояний по кривой энергии, а переход в точке пересечения полос вдоль "супер" - полосы затруднен фактором ΔE^5 по сравнению с переходом между полосами. Предпочтительны, по-видимому, реакции ($\alpha, \Sigma n$), поскольку в этом случае вероятно заселение нижних возбужденных состояний над крестовыми состояниями в области относительно низких спинов, а также реакции передачи с непосредственным наблюдением спектров вторичных частиц. До сих пор, однако, такие состояния не наблюдались.

Рассмотрим, какая дополнительная информация могла бы способство-

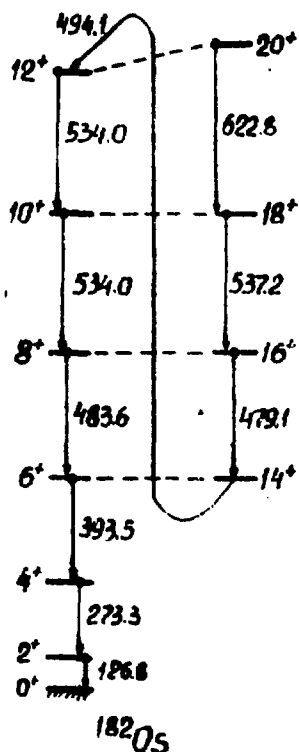


Рис. 15. Полоса основного состояния ядра ^{182}Os

* На XIV Совещании по ядерной спектроскопии Гамильтон (Окрид) сообщил, что состояния второй полосы ниже точки пересечения обнаружены в ядре ^{188}Os

вать выполнение той физической ситуации, которая ответственна за явление загиба назад.

1. Фазовый переход от сверхтекучего состояния к нормальному связан плотностью уровней вблизи поверхности Ферми, поэтому явление загиба должно наблюдаться во многих областях ядер. Формирование внутренней полосы Стивенса-Саймона должно иметь место, если уровень Ферми находится вблизи орбитали с низким Ω при высоких значениях J . Поэтому желательно составить полную карту областей $N-Z$, где наблюдается загиб назад.

2. Поскольку при фазовом переходе происходит перестройка внутренней структуры большой части нуклонов, переходы в области загиба назад должны быть менее ускорены, чем для других спинов. Если происходит выстраивание только одной пары, то по оценкам Стивенса и Саймона, это не приводит к существенному изменению приведенных вероятностей переходов. В других случаях пересечения полос приведенная вероятность перехода в области загиба определяется смешиванием полос. Единственное пока измерение времен жизни в области загиба выполнено для ^{158}Er / 37 /. Наименьшая величина $B(E2)$ ((80±19)% от вращательного значения) наблюдается в области загиба для перехода $I_4^+ - I_2^+$. Эта величина предполагает сильное смешивание состояний основной и "супер"-полос, что, однако, противоречит слабому взаимодействию полос в соседних ядрах ^{154}Gd и ^{156}Dy . Сделать выбор между моделями Моттельсона-Валатина и Стивенса-Саймона не позволяют ошибки измерений, если состояние теории удовлетворительное.

3. Фазовый переход согласно расчетам происходит вначале для нейтронов. Поэтому при увеличении углового момента гиромангнитное отношение $g_R = 2p / (2p + 2n)$ должно вначале уменьшаться до точки фазового перехода нейтронов, а затем расти до фазового перехода протонов, приняв при этом твердотельное значение $g_R = Z/A$.

Разрыв, например, пары $i_{13/2}$ нейтронов должен привести к более значительному уменьшению g -фактора из-за отрицательного вклада g -фактора этой пары, сравнимого с коллективным g -фактором.

Если происходит разрыв протонной пары, как это предположительно имеет место в ^{132}Ce и ^{134}Ce / 38 /, g -фактор в области загиба должен резко возрасти.

Сделана пока единственная попытка таких измерений. В работе /39/ измерены g_R -факторы состояний со спинами от 2^+ до 10^+ . Они оказались одинаковыми до спина 8^+ и равны $g_R = 0,35 \pm 0,06$. Некоторое уменьшение g_R -фактора состояния 10^+ нельзя считать твердо установленным из-за больших неопределенностей в оценке переходных полей при отдаче.

Нечетные деформированные ядра

В последние годы получен обширный экспериментальный материал о вращательном движении в нечетных ядрах. Выяснилось, что при описании вращательных полос взаимодействием Корнголиса можно пренебречь только в отдельных случаях. Оно сказывается, главным образом, на положении уровней, а также на интенсивностях переходов, величинах гиромагнитных отношений.

Вращательные состояния нечетных ядер подробно обсуждались в недавно опубликованном обзоре / 6 /.

Поскольку для нечетных ядер $K \neq 0$, то для вращательных состояний наблюдается последовательность спинов I_0, I_0+1, I_0+2 и т.д. Положения энергетических уровней наименее возмущены взаимодействием Корнголиса, если проекция углового момента на ось симметрии ядра K имеет наибольшее значение. На рис.16 приведена зависимость $[E(I)-E(I-1)]/2I$ от I для вращательных полос состояний $7/2^+ / 404 /$ и $11/2^- / 506 /$. Это должна быть прямая линия, если полюсу можно описать с помощью формулы /7/ с двумя параметрами. Склонные кривые получены в результате подгонки по формуле /7/ с тремя параметрами и без знакопеременного члена, т.е. таким же образом, как и для четно-четных ядер.

На рис.17 экспериментальные результаты для вращательных полос основного состояния ^{168}Yb и конфигураций $7/2^+ / 404 /$ ^{169}Lu и $5/2^- / 512 /$ ^{169}Yb приведены в зависимости момента инерции от частоты вращения. Ход кривых для четно-четного и нечетных ядер одинаков, что говорит о слабой связи с многочастичного и вращательного

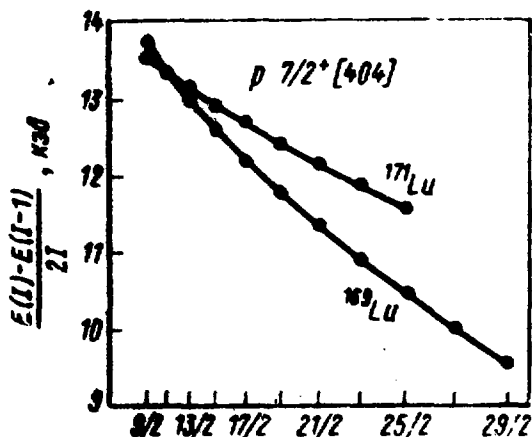


Рис.16. Невозмущенные вращательные полосы $^{169}, ^{171}\text{Lu}/6$.

движении, однако добавление нечетного квантона приводит к увеличению момента инерции. Это увеличение в значительной степени зависит от того, в каком состоянии находится нечетный квантон. Теоретически оно связывается с изменением равновесной деформации и энергии спаривания при добавлении нечетного квантона. Для состояний с большим значением K это увеличение достигает $40 \pm 50\%$. Взаимодействие Корнелиса проявляется здесь в перенормировке момента инерции.

Выше говорилось, что диагональные матричные элементы взаимодействия Корнелиса отличны от нуля в случае $K=I/2$. Они приводят к знакопеременным добавкам энергии для соседних уровней, поэтому полосы, построенные на состояниях с $K=I/2$, имеют дублетный характер. Искажения тем сильнее, чем больше по абсолютной величине параметр связи, а для $|\alpha| > 1$ нарушается нормальная последовательность спинов уровней полосы (рис.18). Полоса состояния $1/2^- / 510 /$ невозмущена ($\alpha \approx 0$), полоса $1/2^+ / 411 /$ имеет дублетную структуру с нормальной последовательностью спинов ($\alpha \approx -0,7$), в полосе $1/2^- / 541 /$ нормальная последовательность спинов нарушена ($\alpha \approx 3$).

Для полос с $K \neq I/2$ взаимодействие Корнелиса имеет наибольшее значение, если взаимодействующие уровни происходят из сферической подоболочки с большим значением j (см. формулу (5в)). Эффект взаимодействия проявляется, во-первых, в перенормировке момента инерции, во-вторых, это приводит к смешиванию конфигураций, характеризующихся различными квантовыми числами K . В самом деле, быстрое вращение приводит к нарушению адиабатичности, поэтому K уже нельзя считать хорошим квантовым числом. Собственные функции гамильтониана (5) в этом случае будут представлять собой комбинации функ-

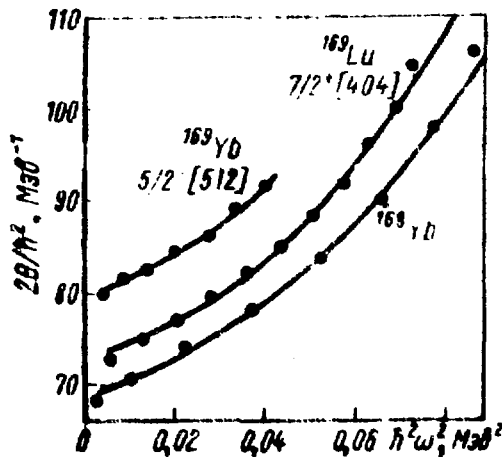


Рис.17. Зависимость $J(\omega)$ для невозмущенных полос ^{169}Yb и ^{169}Lu и основной полосы соседнего ядра $^{168}\text{Yb}/\epsilon!$

ний, относящихся к различным квантовым числам K :

$$|IM\rangle = \sum_K C_K^I |IMK\rangle. \quad (27)$$

Если взаимодействие Корнуса невелико, в разложении доминирует одна компонента с определенным K ; с ростом спина состояний смешивание конфигураций увеличивается до такой степени, что в разложении содержится несколько сравнимых по амплитуде компонент, так что приписание состоянию определенного значения K вообще теряет смысл.

Особенно большие искажения вращательных полос наблюдаются, если вблизи поверхности Ферми лежит уровень с $K = I/2$. Его взаимодействие с соседними уровнями приводит к тому, что даже для полос, построенных на состояниях с $K \neq I/2$, наблюдается дублетный характер. Это видно на рис.19, где представлены полосы четырех изотопов Er . При смещении уровня $I/2^+$ / 660 / по отношению к поверхности Ферми при увеличении числа нейтронов структура уровней изменяется от сильно искаженной, дублетной, с нарушенной последовательностью спинов в ^{161}Er до почти неискаженной для ^{167}Er .

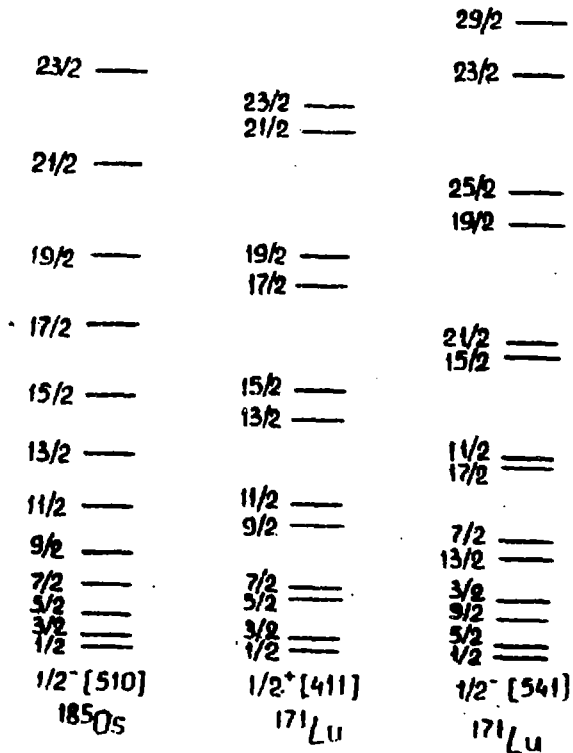


Рис.18. Вращательные полосы с $K=I/2$. Данные взяты из /6/

При сильном взаимодействии Корнелиса экспериментальные значения энергии вращательных состояний не воспроизводятся ни при каком наборе параметров формулы Бора-Моттельсона. На рис.20 приведена зависимость $[E(I+2) + E(I-2) - 2E(I)]$ от квадрата углового момента для состояния $I/2^- / 541 / 171 Lu$, связанного с подболочкой $i_{13/2}$. Если полосу описывать формулой Бора-Моттельсона с параметрами A, B и A_1 , то точки должны лежать на одной прямой, т.к. при вычислении величины ординаты влияние параметра связи исключается.

На графике наблюдаются сильные флуктуации. Удовлетворительное описание структуры полосы удается получить при диагонализации матрицы взаимодействия Корнелиса с учетом всех сильно взаимодействующих конфигураций $I/2^- / 541 /$, $I/2^- / 530 /$, $3/2^- / 532 /$ и $5/2^- / 523 /$. Сплошная кривая на рис.20 - результат такого расчета.

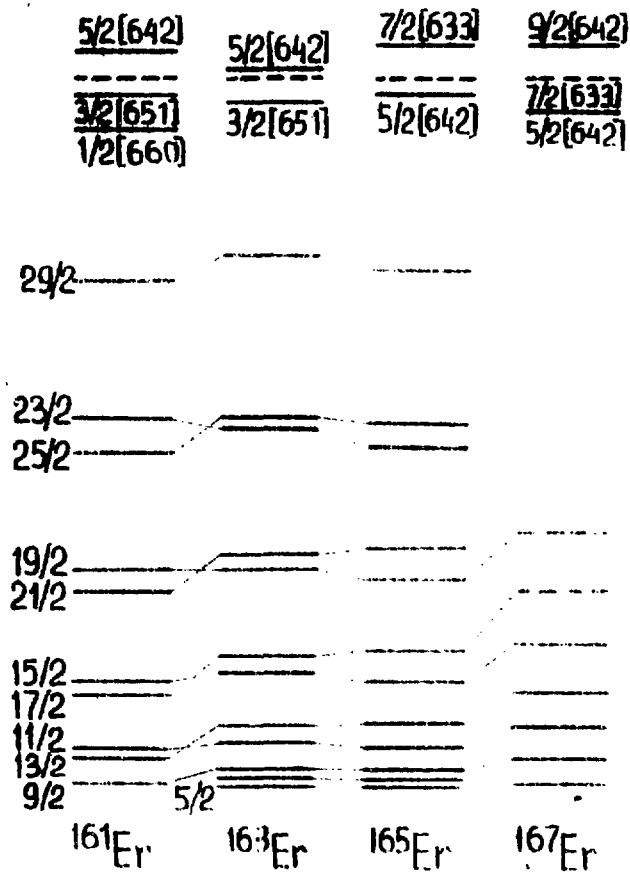


Рис.19. Экспериментальные значения энергии уровней вращательных полос изотопов арения /40/

Наконец, сильное смешивание конфигураций наблюдается и при небольших матричных элементах, если взаимодействующие состояния расположены близко по энергии. В ядре ^{163}Ho близко расположены вращательные полосы состояний $1/2^+$ /4II/ и $3/2^+$ /4II/, принадлежащих подполоскам $5/2$ и $3/2$. Эффекты смешивания конфигураций можно видеть на рис. 21.

Большие флуктуации для полосы состояния $3/2^+$ /4II/ объясняются взаимодействием с уровнями полосы $1/2^+$ /4II/. Сплошные кривые получены при диагонализации взаимодействия Корнелиса.

В некоторых случаях возможен еще один эффект взаимодействия Корнелиса. Он проявляется в том случае, если корнелисово взаимодействие, связывающее движение нечетного нуклона с осью вращения ядра, оказывается сильнее, чем взаимодействие, связывающее движение нуклона с осью его симметрии. В этом случае сильная связь нечетного нуклона с деформированным остовом разрывается, его спин выстраивается в направлении момента вращения, и нуклон не принимает участия во вращении остова. Интегралом движения в этом случае будет не проекция спина нуклона j на ось симметрии Ω , а его проекция α на ось вращения /4I, 42/.

Последовательность спинов и энергетические интервалы между уровнями в такой полосе определяются только вращательным возбуждением четно-четного деформированного остова, т.е. $I = \alpha + R = \alpha, \alpha + 2, \alpha + 4$ и $E = AR(R+1)$. Спектр возбуждений в такой полосе близок к спектру возбуждений основной полосы соседнего четно-четного ядра. Заселение уровней такой выстроенной полосы происходит путем ускоренных K_2 -переходов.

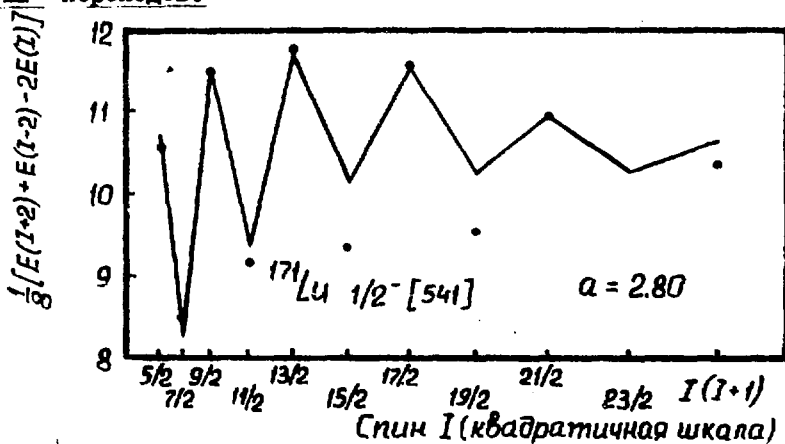


Рис. 20. Зависимость $E/I+2/E/I-2/-2E/I/$ от I для полосы с $K=1/2$ при сильном взаимодействии Корнелиса /6/. Линия - результат диагонализации взаимодействия Корнелиса

На рис.22 приведены выстроенные полосы для изотопов эрбия. Заметны две особенности: при возрастании числа нейтронов увеличивается момент инерции и уменьшается подобие с полосой соседнего четно-четного ядра. Этот эффект можно понять, если учесть ослабление связи i $13/2$ -нейтрона и остова для легких изотопов эрбия.

В ^{159}Er полоса наблюдается вплоть до спинов $45/2^+$. Это соответствует спину 16^+ в соседних четных изотопах ^{158}Er и ^{160}Er , в которых при $I = 12^+$ наблюдается загиб назад. Однако в полосе ^{159}Er никаких аномалий нет, и этот факт дает, по крайней мере, в некоторых случаях информацию об источнике загиба назад в четно-четных ядрах [44]. Это становится понятным, если заметить, что основа выстраивания в нечетных ядрах и формирование полосы Стивенса-Саймона одна и та же. Если рассматривать эффект загиба назад в присутствии выстроенного $13/2$ нейтрона в нечетном ядре, то предсказания двух основных моделей загиба назад оказываются разными.

Рассмотрим случай в изотопах эрбия. Нечетный нейтрон $13/2$ из-за эффекта блокировки ослабляет парные корреляции, поэтому фазовый переход Моттельсона-Валатина должен произойти при меньших спи-

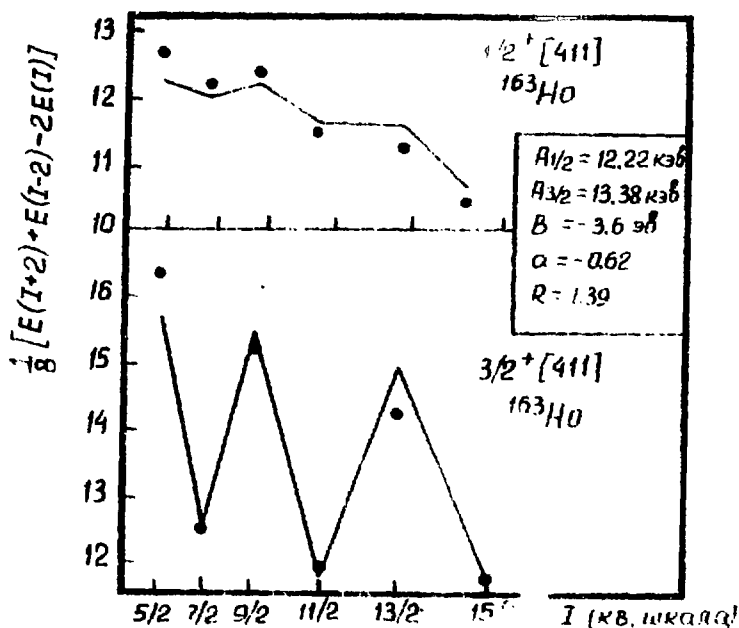


Рис.21. Эффекты смешивания уровней вращательных полос состояний $1/2^+$ [411] и $3/2^+$ [411] в ядре ^{163}Ho . Сплошные линии - результат диагонализации взаимодействия Криольса

нах, чем в соседнем четно-четном ядре. С другой стороны, такой развязанный нейтрон блокирует образование полосы Стивенса-Саймона, поэтому это должно привести к пересечению полос при более высоких спинных.

Такая проверка источника загиба назад предполагает, что трактовка встроенных полос нечетных ядер правильна.

Моменты инерции в зависимости от квадрата частоты для 158 , 159 , 160 Er приведены на рис.23. Загиб для 159 Er, если он есть вообще, происходит для более высоких $(hc\omega)^2$ (или I), чем для соседних 158 , 160 Er. Это согласуется с моделью Стивенса-Саймона.

Следует, однако, заметить, что этот тест не решает полностью вопрос о загибе даже для этого частного случая, т.к. в нечетном ядре возможны другие непредвиденные эффекты, способные сдвинуть или вообще устранить эффект загиба назад.

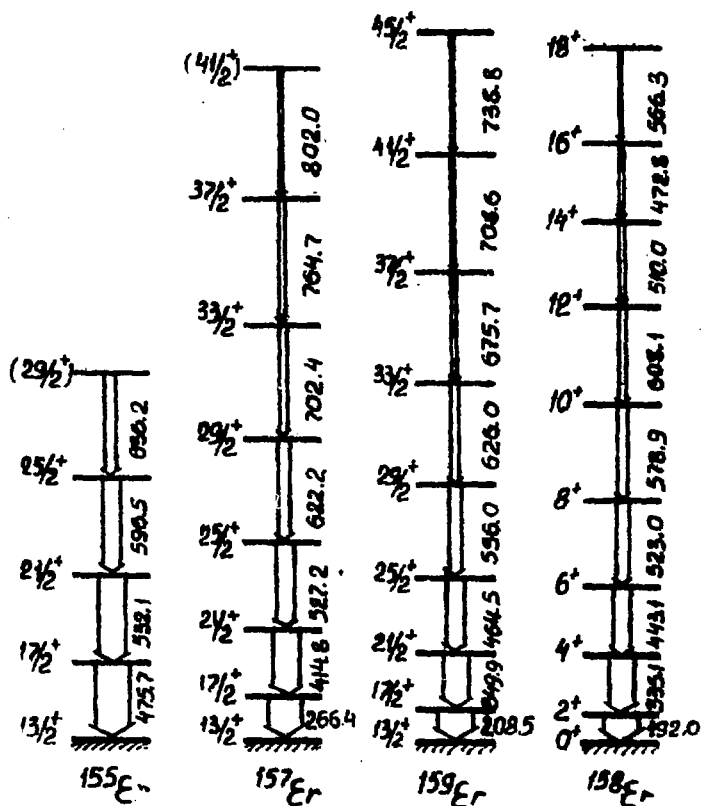


Рис.22. Встроенные полосы в нечетных изотопах эрбия /43/

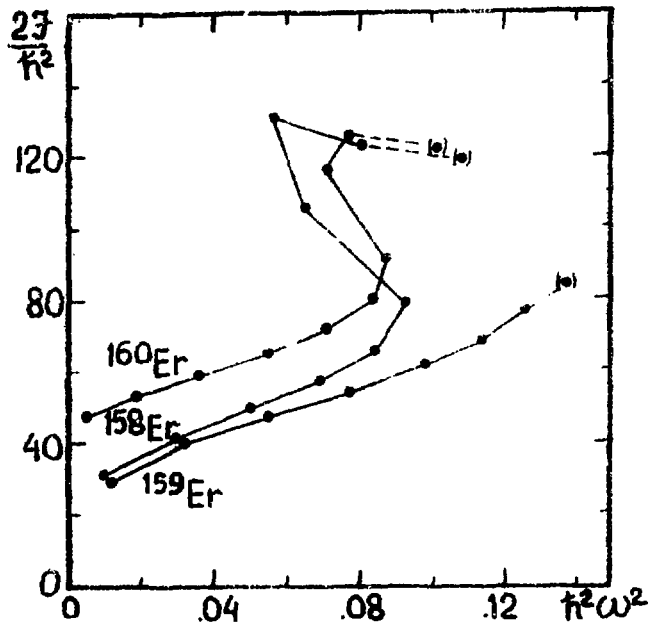


Рис. 23. $\frac{2J}{\hbar^2}$ в зависимости от $(\hbar\omega)^2$ для $^{158,159,160}\text{Er}$ /44/

Четно-четные сферические ядра

Нижние состояния четно-четных сферических ядер хорошо описываются вибраторной моделью. Согласно этой модели первым возбужденным состоянием является однофононное состояние со спином 2^+ . При энергии в два раза большей находится триплет уровней 0^+ , 2^+ , 4^+ , связанных с двухфононным возбуждением. Последовательность максимальных спинов из каждого мультиплета N -фононного возбуждения 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , ... составляет квазивращательную полосу. Если ядро близко к магическому и устойчиво к изменению формы, наблюдается такая же последовательность спинов уровней, но энергетические интервалы между ними будут другими и уменьшатся с увеличением спина.

Аналогичная система уровней, построенная на однофононном 0^+ -состоянии, образует квазивращательную бета-полосу. Наконец, система уровней, начинающаяся с однофононного 2^+ -состояния и имеющая последовательность спинов 2^+ , 3^+ , 4^+ , ..., образует квазивращательную гамма-полосу. Названия эти имеют формальный характер и перенесены из области деформированных ядер.

Обзор этих полос можно найти в /45/.

Интересно, что в ряде ядер квазивращательные бета-полосы имеют структуру, близкую к той, которая наблюдается в деформированных ядрах. На рис.24 приведены соответствующие уровни для ядер с заполненными оболочками ^{16}O и ^{40}Ca и близкими к ним ^{18}O и ^{42}Ca . Такая структура, по-видимому, обусловлена появлением равновесной деформации в возбужденном 0^+ - состоянии. Возможность таких состояний в ядрах с полностью заполненными оболочками связана с возбуждением нескольких пар нуклонов из заполненных оболочек.

Интересные результаты получены в эксперименте при изучении уровней четных изотопов ртути методами γ - спектроскопии на пучке в реакции $(\text{H}^1, \alpha\text{n})$.

Незадолго до этого при измерении изотопического сдвига было обнаружено резкое изменение среднеквадратичного радиуса между ^{185}Hg и ^{187}Hg при плавном его изменении для более тяжелых изотопов /53/. Одно из возможных объяснений этого заключается в том, что при добавлении пары нейтронов происходит резкое изменение квадратичной деформации.

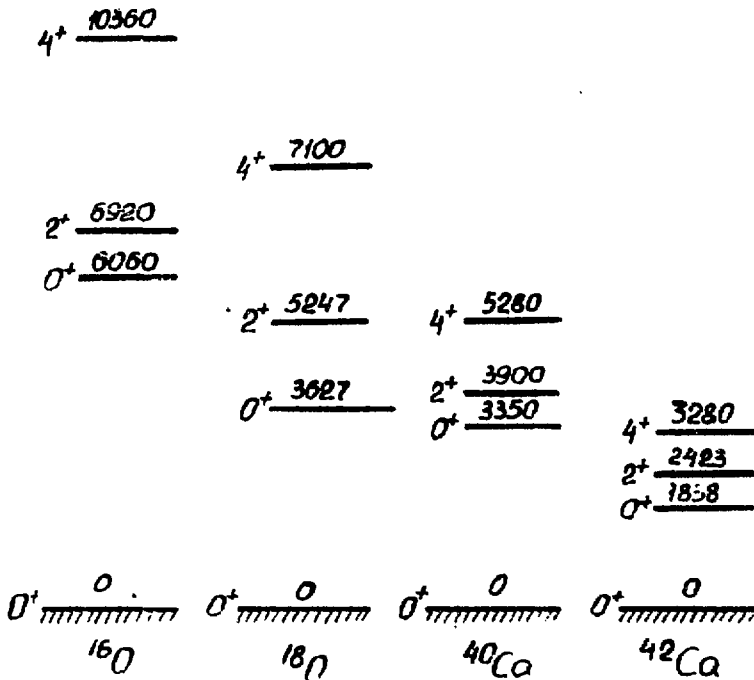


Рис.24. Деформированные состояния в сферических ядрах /45/

На рис.25 энергии крастовых уровней представлены в зависимости от $I(I+1)$ /46,47/. Аномалии в ходе кривых наблюдаются для спина 2^+ в ^{184}Hg и 4^+ в ^{186}Hg , выше которых точки ложатся на прямую линию, как для жесткого ротатора. Эти же результаты, а также уровни ядра ^{188}Hg на рис.26 представлены в зависимости от $\mathcal{J}(\omega^2)$, хотя формулы (15) и (16) строго справедливы только для вращательных полос, а нижние уровни в этих ядрах, по-видимому, имеют другую природу. Аномалия в случае ^{188}Hg наблюдается уже для спина 6^+ . Кроме того, при $I = 4$ наблюдается раздвоение полосы, одна из ветвей при этом представляет собой полосу с таким же моментом инерции, как у более тяжелых ядер ртути. Если экстраполировать эти результаты, то твердотельная вращательная полоса в ^{182}Hg должна начинаться с $I = 0^+$.

Теоретические вычисления /49,50/ предсказывают в ядрах с $Z \geq 77$ и $N \leq 108$ существование двух хорошо определенных минимумов на поверхности потенциальной энергии, близких по энергии и далеких по параметру деформации ($\beta_1 = -0,1$ и $\beta_2 = +0,25$). Крастовые полосы в легких изотопах ртути, как и резкое изменение среднеквадратичного радиуса, можно трактовать как изменение равновесной деформации, соответствующей двум минимумам потенциальной энергии.

Можно сделать и второй вывод из этих результатов. Переход от од-

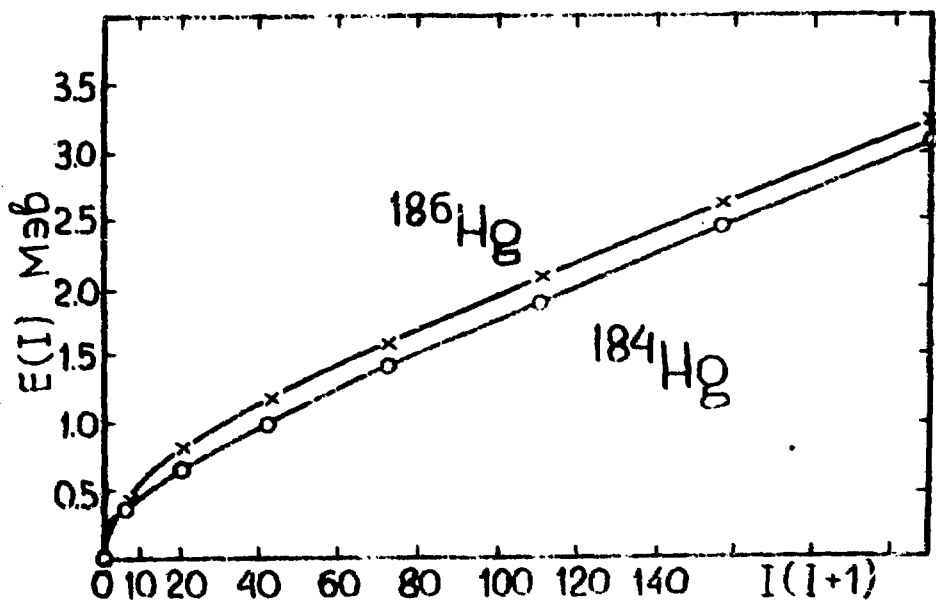


Рис.25. Крастовые уровни в ядрах $^{184}, ^{186}\text{Hg}$ /46/

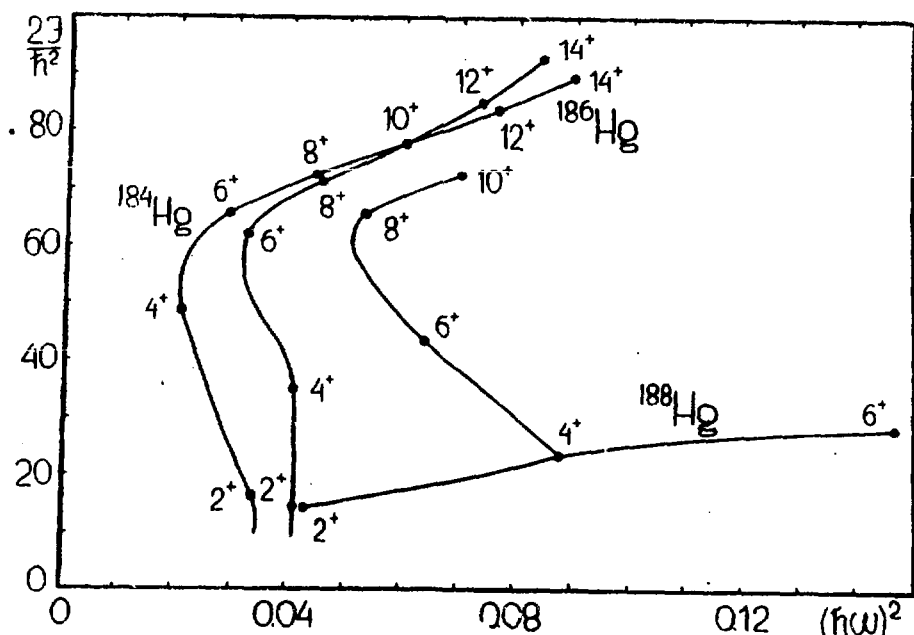


Рис.26. Зависимость $J(\omega^2)$ для $^{184}, ^{186}, ^{188}\text{Hg}$.
Результаты из / 46,47,48 /

ной деформации к другой при возбуждении вращательных уровней дает картину, аналогичную загибу назад в длинных вращательных полосах. Поэтому возможно, что явление загиба, по крайней мере в некоторых случаях, обусловлено пересечением вращательных полос на состояниях с различной деформацией.

Группа уровней с последовательностью спинов, характерной для вращательных полос в деформированных ядрах, обнаружена для ядер ^{100}Ru /51/, ^{102}Ru /51/, ^{104}Pd /52/. На рис.27 вращательная полоса в ^{104}Pd начинается с состояния со спином 7^- . Это говорит о том, что образующие его двухчастичную конфигурацию нуклоны имеют большие индивидуальные спины. Интересно, что в то время как основное и первые возбужденные состояния ^{104}Pd почти сферические ($(E_4 - E_2)/(E_2 - E_0)$ близко к единице), возбуждение двух нуклонов приводит к значительному увеличению деформации.

Остановимся еще на одном интересном явлении. Для ядер ^{100}Pd /15/, ^{186}Os /54/, ^{188}Hg /48/ обнаружено ветвление полосы основного состояния. При этом уровни полосы до ветвления и уровни одной из полос после ветвления феноменологически могут быть описаны разложением по степеням частоты вращения, вторую же полосу составляет вращательная

том же состоянии, давшие загиб назад. Явление ветвления можно трактовать как пересечение полос. При этом состояния одной из полос ниже пересечения не наблюдаются. Как и в явлении загиба назад, возникает вопрос о природе второй полосы (см. рис.28)

В случае ^{188}Hg раздвоение, как уже было показано, обусловлено сосуществованием почти одинаково энергетически выгодных двух существенно отличных аксиально симметричных деформаций.

Авторами работы /55/ показано, что раздвоение в случае ^{100}Pd можно объяснить, если модель переменного момента инерции обобщить на случай ядер, нестабильных по отношению к гамма-колебаниям при определенном критическом угловом моменте. Этот критический момент тем меньше, чем больше "гамма-мягкость" при минимальном значении $I_{\text{min}} = 8$.

Зависимость энергии ядер для различных вращательных состояний от параметра асимметрии приведена на рис.29. Эта зависимость оказывается несколько различной для "гамма-мягких" и "жестких" ядер. В первом случае на кривых полной энергии два минимума при различных параметрах неаксимальности появляются при $I=8$, во втором случае только

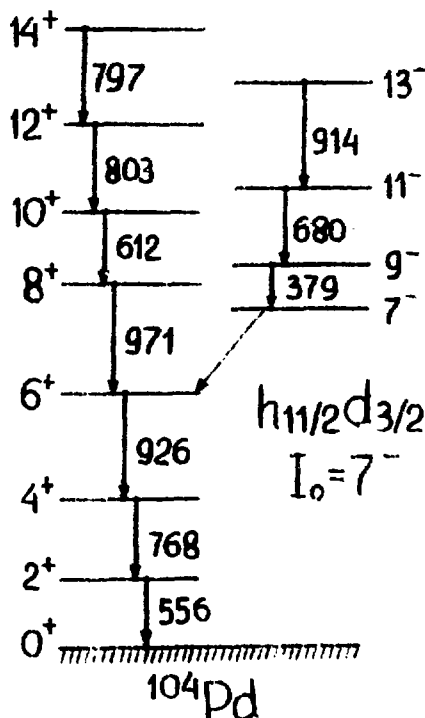


Рис.27. Основная и выстроенная полосы в ядре ^{104}Pd /52/

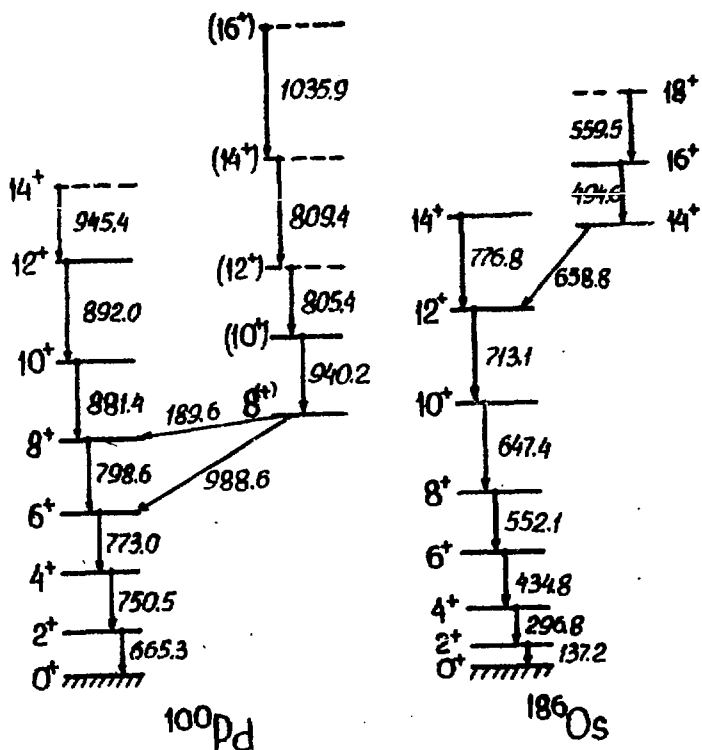


Рис.28. Явление ветвления по γ в ядрах ^{100}Pd и ^{186}Os

при $I=16$. Выше этого критического углового момента минимум при $\gamma = 0^\circ$ становятся выше асимметричных состояний. При следовании по краевым состояниям в этом случае должен наблюдаться загиб назад, в то время как состояния, отвечающие минимумам энергии при симметричных деформациях, должны хорошо описываться феноменологически разложением по степеням скорости вращения.

Нарисованная картина отвечает ситуации в ^{100}Pd , указывая на сосуществование в этом ядре аксиально симметричных и неаксиальных состояний.

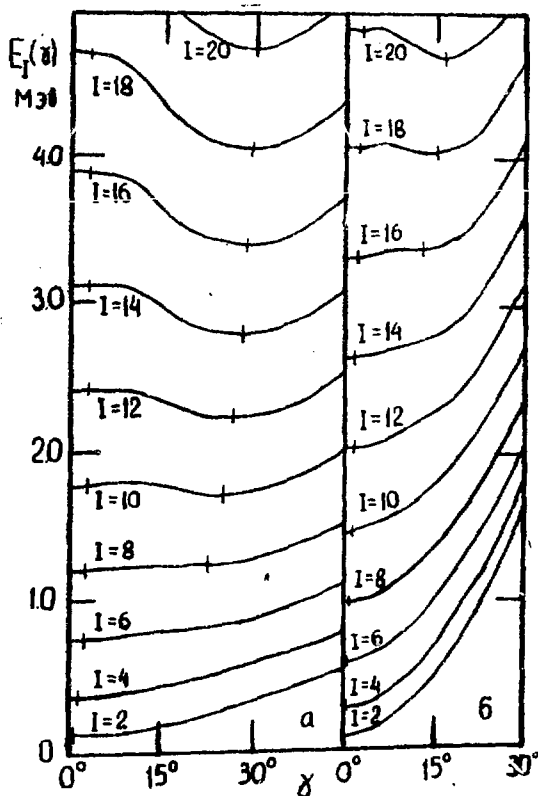


Рис.29. Зависимость полной энергии вращательных состояний от параметра неаксильности: а) для "гамма-мягких" и б) для "гамма-жестких" ядер

Нечетные сферические ядра

Нижние возбужденные состояния нечетных сферических ядер связаны с переходом нечетного нуклона из одного оболочечного уровня на другой. Однако имеется ряд уровней, характеристики которых не объясняются оболочечной моделью и которые, по-видимому, связаны с коллективными возбуждениями ядра.

Выше уже отмечалось, что при возбуждении одной или нескольких пар до заполненных оболочек с Z или $N = 20$, связанном с переходом с уровня $d_{3/2}$ или $s_{1/2}$ на уровень $f_{7/2}$, в таких сферических ядрах, как ^{40}Ca и ^{42}Ca , обнаружены деформированные состояния с $I=0^+$. Если добавить к таким деформированным состояниям один нуклон, то это может привести к возникновению вращательных полос с $K = 1/2$ или $3/2$. В ^{41}Ca , ^{43}Ca , ^{43}Sc , ^{45}Sc , ^{45}Ti /56,57/

обнаружен ряд уровней с последовательностью спинов и энергий вращательной полосы с $K = 3/2$. Эти уровни возбуждались в реакциях передачи одного нуклона, что позволило получить величину их спектроскопических факторов. Значения от 0,005 до 0,050 свидетельствуют об их коллективной природе. На рис.30 приведена зависимость энергии уровней вращательных полос ^{41}Ca от величины $I/I+1$. О том, что это действительно вращательные полосы, свидетельствует линейный характер этой зависимости.

Коллективное движение с одночастичным в ядрах вне областей с большими деформациями основных состояний может быть связано двумя способами.

Модель возбужденного остова /56/ предполагает слабую связь нечетного нуклона и четно-четного остова. В этом случае возможны возбуждения ядра, при которых состояние нуклона не меняется, а происходит коллективное возбуждение остова. Для сферических ядер это колебательные состояния. Угловой момент таких состояний нечетного ядра получается в результате векторного сложения коллективного момента остова и индивидуального момента нечетного нуклона. Поэтому для каждого колебательного состояния остова должен наблюдаться мультиплет состояний нечетного ядра, число уровней в котором равно большему из $(2R + 1)$ или $(2j + 1)$. Центр тяжести мультиплета близок к энергии

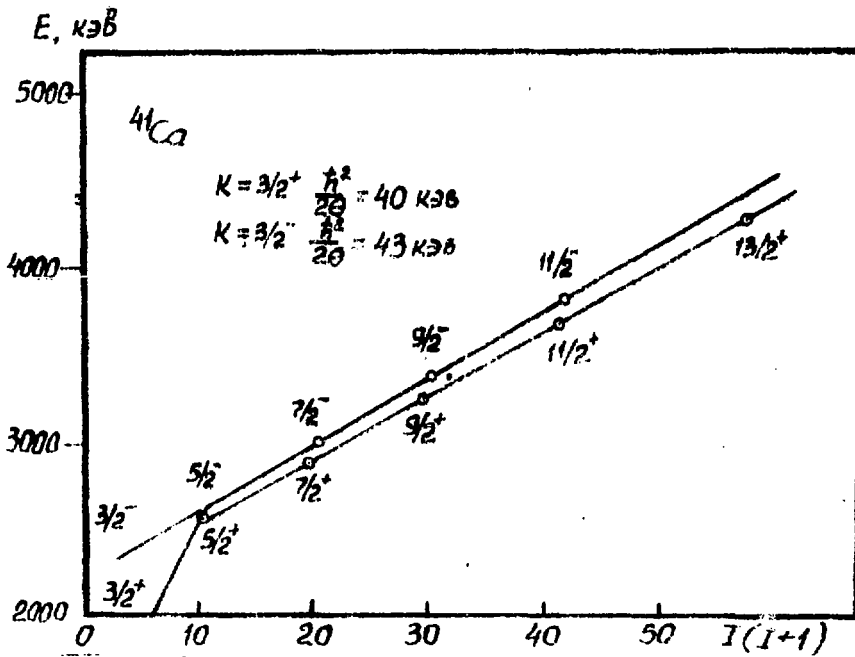


Рис.30. Зависимость энергии уровней полос ^{41}Ca от $I/I+1$

соответствующего коллективного уровня соседнего четно-четного ядра. E2-переходы, связанные с изменением числа фононов на единицу, ускорены так же, как и в соседних четно-четных ядрах.

Последовательность состояний, связанных с максимальными силами колебательных состояний при неизменной ориентации сина нечетного нуклона, составляет квазиравнотельную полосу. Такие полосы должны интенсивно возбуждаться в реакциях с HI, поскольку при этом с наибольшей вероятностью заселяются высокоспиновые состояния. Кроме полос основных состояний, следует ожидать, что будут интенсивно возбуждаться и полосы низколежащих одночастичных состояний.

Систему таких уровней можно наблюдать в ядре ^{101}Pd (рис. 31). Хорошо заселяются три полосы, построенные на основном $d_{5/2}$ и возбужденных одночастичных состояниях $g_{7/2}$ и $h_{11/2}$. Близки между собой энергетические интервалы этих полос и полосы основного состояния соседнего четного изотопа ^{100}Pd . Интенсивности переходов (на рисунке обозначены шириной линии переходов) получены в реакции $(\alpha, 2n)$ и зависят от энергии α -частиц. Тем не менее изменение отношений интенсивностей γ -переходов в ^{101}Pd напоминает их изменение в ^{100}Pd .

При рассмотрении, по крайней мере, некоторых из таких полос возможен альтернативный подход. Имеется в виду модель выстроенных по-

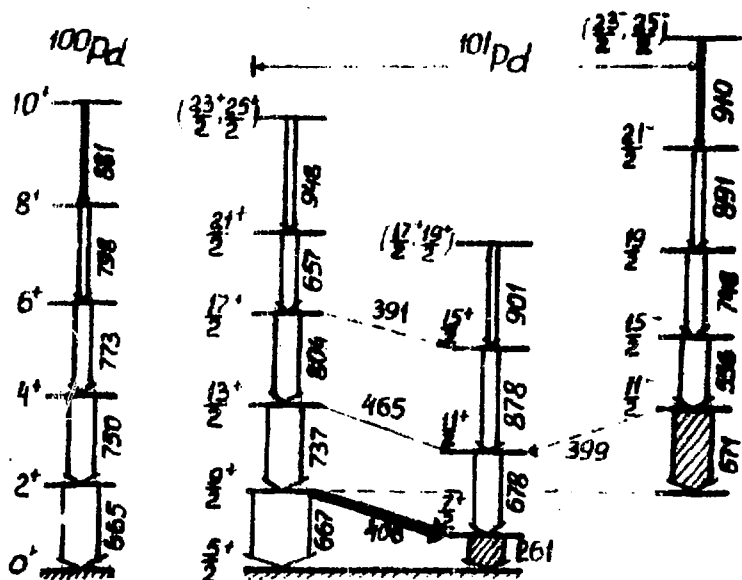


Рис. 31. Выстроенные полосы на одночастичных состояниях в ядре ^{101}Pd

лос. Рассмотрим подробнее условия реализации этой модели.

Энергия системы сильно связанной частицы и аксиально-симметричного остова определяется гамильтонианом /3/. В пределе сильной связи при больших β и малых $\hbar^2/2J$ член, связанный со взаимодействием Кориолиса, мал по сравнению с энергетическими интервалами между соседними орбиталями Нильссона

$$E(\Omega) = E_0(nlj) + \frac{206}{A^{1/3}} \left[\frac{3\Omega - j(j+1)}{4j(j+1)} \right]. \quad (28)$$

Роль взаимодействия Кориолиса ограничивается искажением вращательных полос. Изменение углового момента ядра для относительно малых возбуждений определяется коллективным движением.

В пределе малых деформаций значение $\hbar^2/2J$ велико, поэтому энергетически выгоднее изменять проекцию углового момента нуклона, чем коллективный угловой момент остова. H_c становится большим, ΔH_{int} , связанное с изменением Ω , малым. Это соответствует пределу слабой связи.

Однако вычисления /59/ показывают, что ни один из этих пределов не соответствует ситуации в некоторых ядрах. С помощью диагонализации /1/ показано, что для нечетного $h_{11/2}$ -протона изотопов лантана предел сильной связи наступает при $\beta > 0,4$, предел слабой связи - при $\beta < 0,08$, хотя на самом деле деформация лежит в пределах $0,15 - 0,25$. В таком промежуточном по деформации состоянии можно ожидать, что полный угловой момент будет образовываться в равной степени как нечетным нуклоном, так и остовом. Оптимальная ориентация спина нуклона в этом случае должна быть параллельной оси вращения.

Причина перехода ядра из схемы сильной связи в схему выстроенных состояний - взаимодействие Кориолиса. Когда наступает полное выстраивание j и R , взаимодействие Кориолиса становится слабым, а нечетный нуклон перестает быть связанным с вращением. Этим объясняется последовательность спинов $j, j+2, j+4$ и т.д. и ускорение E2-переходов.

При полном разрыве связи нуклона с остовом максимальному $\alpha = j$ соответствует значение $\Omega = 1/2$. Это означает, что поверхность Ферми будет недалеко от орбитали с $\Omega = 1/2$. Согласно схеме уровней в модели Нильссона при положительных деформациях нижним будет уровень с $\Omega = 1/2$, для отрицательных деформаций уровень с $\Omega = 1/2$ будет самый высокий среди уровней для подоболочки с данными j . Это дает ключ к определению знака деформаций.

В изотопах La среди одночастичных состояний с энергией до I Mev есть уровень $\Omega = 1/2$. В каждом из них на этом уровне наблюдается

выстроенная полоса (рис. 32). Поверхность Ферми в изотопах La находится ниже уровня оболочечки h $11/2^-$, возбужденные состояния $11/2^-$ имеют $\Omega = 1/2$ при положительных деформациях. Это позволяет сделать вывод о том, что указанные состояния в изотопах La имеют вытянутую форму.

При повышении уровня Ферми до состояний с максимальными значениями Ω при вытянутой форме будет наблюдаться обычная последовательность спинов j , $j+1$, $j+2$, и т.д.

Выстроенные полосы в настоящее время обнаружены для многих ядер на уровнях со спинами $13/2^-$, $11/2^-$, $9/2^-$. Их анализ позволяет заключить, что изомерные состояния с большим j в сферических ядрах и ядрах переходных областей являются деформированными.

Поскольку от правильности описанной схемы связи зависит правильность уже накапливаемых сведений о форме возбужденных состояний ядер, важное значение имеют эксперименты для ее проверки и для отличия от схемы слабой связи. Обе схемы дают одинаковые энергетические

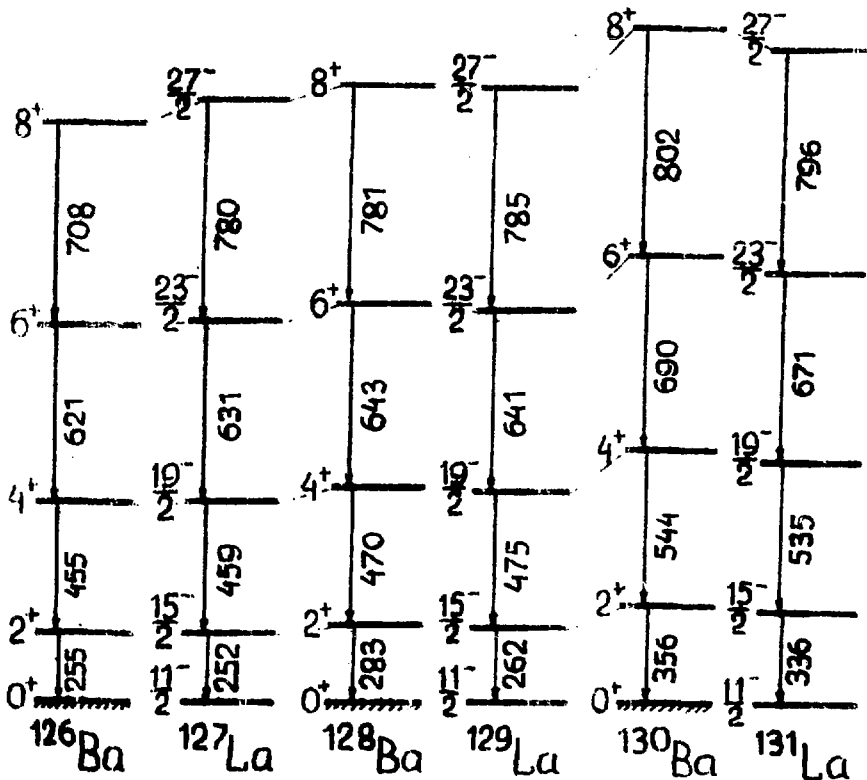


Рис. 32. Выстроенные полосы на одночастичных состояниях $11/2^-$ в нечетных изотопах ванадия

интервалы между уровнями. Однако для встроенных полос отношение $B(E2; I=j+2 \rightarrow I=j) / B(E2; 2 \rightarrow 0) = 1,5$ для $j = 13/2$, а в схеме слабой связи это отношение равно 1,0. Схема сильной связи дает значение от 1,65 для $\Omega = -1/2$ до 0,17 для $\Omega = 13/2$. В этом же случае Q -фактор состояния $j+2$ для нейтральной оболочки в случае встроенной полосы будет 0,02, в случае слабой связи — 0,04, в схеме сильной связи будет меняться от +0,38 для $\Omega = 3/2$ до +0,10 для $\Omega = -13/2$ и равно +0,18 для $\Omega = -1/2$.

Недавно /60/ была сделана такая проверка для вращательных полос ядер ^{157}Er и ^{159}Er (см. рис.22). Для $I=17/2^+$ получено значение $|g| = 0,05 \pm 0,05$. Это исключает схему сильной связи, т.к. Ω должно быть около 3/2. Отношение приведенных вероятностей, которое оказалось равным 1,73 для ^{157}Er и 1,76 для ^{159}Er , удовлетворяет схеме связи встроенных полос.

З а к л ю ч е н и е

Изучение высокоспиновых коллективных состояний, ставшее возможным на пучках α -частиц и тяжелых ионов после появления новых инструментов γ -спектроскопии, представляет собой уникальную возможность наблюдать реакцию такой сильно связанной системы, как ядро, на непрерывно меняющееся возмущение, вызванное корiolисовым взаимодействием. Конкуренция между парным взаимодействием и усиливающимся с ростом углового момента к ориолисовым возмущением приводит к интересным эффектам, природа которых далеко еще не полностью понята и для объяснения которых необходимы как теоретические разработки, так и постановка новых экспериментов. По-видимому, получения принципиально новой информации следует ожидать при изучении излучения, обусловленного переходами между состояниями со спинами > 22 и выше вращательными. Информация здесь пока очень скудная. Очень важны также эксперименты по поиску состояний, которые были бы продолжением полос по обе стороны их пересечения в области загиба назад.

Интерес к этой области исследований растет, эксперименты ставятся во многих научных лабораториях мира, и следует ожидать в скором времени появления новой информации о высокоспиновых состояниях и, возможно, решения уже поставленных задач и обнаружения новых явлений.

Л и т е р а т у р а

1. A. Bohr and B.R. Mottelson, *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 27, №16, 1953.
2. T. Huus and G. Zupancic, *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 28, №1, 1953.
3. H. Morinada, P.C. Giegelot, *Nucl. Phys.*, 46, 210, 1963.
4. К.М. Громов, В.А. Усманов, С.И. Федотов, Х. Штрусный, *СЧАЯ*, 1971, ч. I, вып. 2, стр. 525.
5. M.M. Mikor, R.K. Sheline, *Phys. Rev.*, C3, 766, 1971.
6. Г. Шнтер, Х. Зодан, К.-Г. Каун, Л. Кемниц, Л. Функе, *СЧАЯ*, 1978, т. 4, вып. 4, стр. 895.
7. С.А. Карамян, Д.В. Меликов, А.Ф. Тулинов, *СЧАЯ*, 1978, т. 4, вып. 2, стр. 456.
8. D. Ward, F.S. Stephens and J.O. Newton, *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1247, 1967.
9. J.O. Newton, F.S. Stephens, R.M. Diamond, W.H. Kelly, D. Ward, *Nucl. Phys.*, A141, 631, 1970.
10. Th. Lindblad, R. Bethoux, R.H. Price and P. Kleinheinz, *Nucl. Phys.*, A217, 459, 1973.
11. H.R. Andrews, D. Ward, D.L. Graham and J.S. Geiger, *Nucl. Phys.*, A219, 141, 1974.
12. M.V. Banaschik, C. Günther, H. Hübel, A.C. Rester, G. Nowicki and J.J. Pinafia, *Nucl. Phys.*, A222, 459, 1974.
13. A. Johnson, H. Ryde, S.A. Hjorth, *Nucl. Phys.*, A179, 753, 1972.
14. T. Yamazaki, *Nucl. Data*, A3, 1, 1967.
15. G.M. Scharff-Goldhaber, A.H. McKeown, W.F. Lumpkin, Jr. Piel, *Phys. Lett.*, B44, 416, 1973.
16. K.S. Krane, R.M. Steffen and R.M. Wheeler, *Nucl. Data*, Sect. A11, 351, 1973.
17. J.A. Grau, Z.W. Grabowski, P.A. Rickey, P.C. Simms and R.M. Steffen, *Phys. Rev. Lett.*, 32, 677, 1974.
18. O. Nathan and S.G. Nilsson, *Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия*, Атомиздат, Москва, 1969, вып. 2.
19. O.R. Inglis, *Phys. Rev.*, 96, 1059, 1954; 97, 201, 1955.
20. S.M. Harris, *Phys. Rev.*, B138, 509, 1965.
21. O. Saathre, S.A. Hjorth, A. Johnson, S. Jagare, H. Ryde and Z. Szymanski, *Nucl. Phys.*, A207, 486, 1973.
22. А.С. Давыдов и Г. Филиппов, *ИРТФ*, 85, 440, 1958.
А.С. Давыдов и С. Ростовский, *ИЭП*, 15, 1038, 1959.

23. H.Morinada, Nucl.Phys.,75,385,1966.
24. M.A.Mariscotti, G.Scharf-Goldhaber, B.Buck, Phys.Rev., 178,1864,1969.
25. A.Johnson, H.Ryde and J.Sztarkier, Phys.Lett.,B34,605,1971.
26. A.Johnson, Z.Szymanski, Phys.Rept.,70,N°4,1973.
27. R.M.Diamond, F.S.Stephens and W.J.Swiatecki, Phys.Lett., 12,315,1964.
28. S.T.Belyaev, Dan.Mat.Fys.Medd.,31,N°11,1959.
29. S.G.Nilsson and O.Prior, Dan.Mat.Fys.Medd.,32,N°16,1961.
30. B.R.Mottelson, J.G.Valatin, Phys.Rev.Lett.,5,511,1960.
31. F.S.Stephens and R.Simon, Nucl.Phys.,A183,257,1972.
32. Л.К.Пекер, в Материалах IX зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, ч.П, Л., 1974, ст.384.
33. D.Ward, R.L.Graham, J.S.Geiger and H.R.Andrews, Phys.Lett., B44,39,1973.
34. T.L.Khoo, F.M.Berenthal, J.S.Boyno and R.A.Warner, Phys.Rev. Lett.,31,1146,1973.
35. S.M.Ferguson, R.Heffner and H.Ejiri, Phys.Lett.,B35,214,1971.
36. В.Г.Зелевицкий, препринт КНИИ, в печати.
37. D.Ward, H.R.Andrews, J.S.Geiger, R.L.Graham and J.F.Sharpey-Schaffer, Phys.Rev.Lett.,30,493,1973.
38. W.Dehnhardt et al., Proc.Intern.Conf. on Nucl.Phys., Munich; ed. by J. de Boer and H.J.Mang, North-Holland,1973,p.180.
39. R.Kalish, B.Herskind and G.B.Hagemann, Phys.Rev.,C8,157,1972.
40. S.A.Hjorth, A.Johnson and G.Ehrhans, Nucl.Phys.,A184,113, 1972.
41. F.S.Stephens, R.M.Diamond, J.R.Leigh, T.Komauri and K.Nakai, Phys.Rev.Lett.,29,438,1972.
42. F.S.Stephens, R.M.Diamond and S.G.Nilsson, Phys.Lett.,B44, 429,1973.
43. H.Bauscher, W.F.Davidson, R.M.Lieder and C.Mayer-Böricke, см. сборник 88, стр.189.
44. E.Grosse, F.S.Stephens and R.M.Diamond, Phys.Rev.Lett., 31, 840,1973.
45. N.Sakai, Nucl.Data Tables, 10,511,1972.
46. M.Rud, D.Ward, H.R.Andrews, R.L.Graham and J.S.Geiger, Phys. Rev.Lett.,31,1421,1973.
47. D.Proetel, R.M.Diamond, R.Kienle, J.R.Leigh, K.H.Mainer and F.S.Stephens, Phys.Rev.Lett.,31,896,1973.

48. E.H.Spejewski et al., Bull.Amer.Phys.Soc., 18, 1379, 1973.
49. A.Faessler, U.Götz, B.Slavov, T.Lederberger, Phys.Lett., B39, 579, 1972.
50. U.Götz, H.C.Pauli, K.Alder and K.Junken, Nucl.Phys., A192, 1, 1972.
51. Л.К.Пекер, Изв.АН СССР, сер.физ., 85, 2890, 1971.
52. S.Cochawi et al., Europ.Conf.Nucl.Phys.Aix Provance, 1972.
53. J.Bonn, G.Huber, H.-J.Kluge, L.Kugler and E.W.Otten, Phys.Lett., B38, 308, 1972.
54. R.A.Warner, F.M.Bernthal, J.S.Boyno, T.L.Khoo and G.Sletten, Phys.Rev.Lett., 31, 835, 1973.
55. B.C.Smith, A.B.Volkov, Phys.Lett., B47, 2, 1973.
56. K.K.Seth, A.Saha, L.Grunwood, Phys.Lett., 31, 552, 1973.
57. J.Kownacki, L.Harms-Ringdahl, Ann.Rep.Res.Instr.Phys., Stockholm, 1971.
58. A. de Shalit, Phys.Rev., 122, 1530, 1961.
59. J.R.Leigh, K.Nakai, K.H.Maier, F.Fühlolfer, F.S.Stephens and R.M.Diamond, Nucl.Phys., A213, 4, 1973.
60. K.Nakai, D.Proetel, R.M.Diamond and F.S.Stephens, Proc. Intern.Conf.on React.between Complex Nucl., Nashville, 1974, p. 159.
61. А.Баланда, К.Круляс, Сообщение ОИЯИ, Р7-7201, Дубна, 1973.
62. F.Hermes, E.W.Jasper, H.E.Rutz and T.Mayer-Kuckuk, Nucl. Phys., A228, 165, 1974.

Рукопись поступила в ОИЯИ
20/II 1975 г.



Редакторы: Н. А. Солдатенко
Г. Д. Насырина

БФ 23203

Печ. - физ. л. 3,1

Подписано к печати
30/У 1975 г.

ОНТИ ИЯИ АН УССР

Уч. - над. л. 1,8

Заказ 351.

Формат 60x90/16

Тираж 120

Цена 18 коп.

РИО ИК АН УССР. Киев-127, пр. 40-летия Октября, 142/144.

Цена 18 коп.