

## ВЫСОКОСПИНОВЫЕ СОСТОЯНИЯ И СВЯЗЬ ПОЛОС

*Е. Наджакоев*

Институт ядерных исследований и ЯЭ Болгарской АН, София

Рассмотрены эффекты связи полос, в частности проявляющиеся в высокоспиновых состояниях четно-четных ядер. Изложено развитие методов, таких как методы самосогласования, приближения хаотических фаз, принудительного вращения и проектирования. Сделана попытка единого микроскопического описания эффектов ротационно-вибрационной связи. Обсуждены особенности применения теории к высоким угловым моментам.

Представлено возбуждение высокоспиновых состояний тяжелыми ионами. Изложены вопросы исследований структуры ядра, связанные с энергетическими и временными измерениями в пучке. Представлены вопросы, связанные с механизмом реакции составного ядра и заселением ираст-полосы. Обсуждены эксперименты, внесшие вклад в открытие таких явлений, как бэкбендинг и ловушки района ираст-полосы.

The effects of coupled bands, in particular those appearing at high spin states in even-even nuclei, are considered. The development of theoretical methods, such as selfconsistency, random phase approximation, cranking and projection is described. Stress is made on an attempt for a unified microscopic description of rotation-vibrational coupling effects. The application of the theory to high angular momenta is discussed.

The excitation of high spin states by heavy ions is presented. Methods of nuclear structure investigations are described related to the in beam energy and time measurements. Problems related to the nuclear compound reaction mechanism and yrast band feeding, are presented. Experiments heaving led to the discovery of such phenomena as backbending and yrast region traps, are discussed.

### ВВЕДЕНИЕ

Исследования структуры ядра в современной физике занимают особое место. Эта область находится между физикой элементарных частиц, считающейся передним фронтом физики, и физикой разных многочастичных систем. Она включает, с одной стороны, сложность нерешенной до конца проблемы фундаментального взаимодействия по подобию элементарных частиц и в отличие от других многочастичных систем; с другой, — сложность многочастичной системы со всеми теоретическими проблемами и экспериментальным многообразием явлений.

Ядерная многочастичная система обладает специфическими особенностями по сравнению с другими многочастичными систе-

мами. В теоретическом плане они связаны: 1) с небольшим числом нуклонов, которое приводит к специфическим эффектам конечных систем, в отличие от физики твердого тела и плазмы; 2) с отсутствием более тяжелой подсистемы, которое приводит к большому многообразию форм и связанным с ними возбуждениям, в отличие от физики атома и молекулы; 3) с возможностью возбуждения мезонных степеней свободы, которая приводит к ядерной физике нового типа, имеющей мало общего с обычной многочастичной проблемой.

В экспериментальном плане ядерная система также предлагает свои особенности, которые связаны с многообразием возможных воздействий на нее (многообразием «зондов»), возбуждающих разные степени свободы и раскрывающих различные стороны ядра. Кроме электромагнитных излучений здесь как «зонды» могут применяться нейтрино, электроны, разные мезоны, нейтроны, протоны, гипероны, различные тяжелые ионы. Поэтому современные исследования основаны, главным образом, на ядерных реакциях, которые в отличие от радиоактивного распада возбуждают ядро более разнообразным и вместе с тем специфическим образом.

Известно, что решение ядерной многочастичной проблемы «в лоб» на ЭВМ бесперспективно и бессмысленно. Поэтому физика ядра, как и физика других многочастичных систем, идет по пути отыскания элементарных мод возбуждений. Такими в ядре являются одночастичные и одноквазичастичные движения, а также коллективные движения: вибрация, ротация, парная вибрация и др. Коллективные моды представляют собой относительно сложные и разнообразные возбуждения, в которых участвует одновременно много нуклонов, тем не менее теоретически их можно описать с помощью малого числа степеней свободы, а экспериментально избирательно возбудить, правильно подбирая зонд и условия. Особенно благоприятно коллективные моды возбуждаются тяжелыми ионами, что и определяет их перспективность в ядерной физике как зондов, приводящих к явлениям большой разносторонности.

Тем не менее элементарные моды в чистом виде проявляются только в ограниченных областях ядер, зондов и условий возбуждения. Особо интересные явления эксперимент предлагает в приграничных областях, где одновременно действуют несколько связанных мод. Такими, например, являются области ядер, переходных между сферическими и деформированными [1], или области возбуждений высоких спинов [2]. В обоих случаях связанные моды — вибрация, ротация, парная вибрация и одночастичные движения.

Самые актуальные случаи связанных мод проявляются при высоких спинах. Это фазовые переходы в ядрах с вращением [3, 4], основанные на взаимодействии ротационных полос разной вибрационной, парновибрационной или квазичастичной структуры

[5, 6], т. е. бэкбендинг и связанные с ним явления. Это также актуальные эффекты структуры ираст-полосы и области состояний, близких к ней (рис. 1) при высоких и ультравысоких спинах [7, 8], и в частности, ловушки в районе ираст-полосы. Ограничимся здесь рассмотрением тяжелых ядер.

Обзор состоит из двух частей: теоретической и экспериментальной, в нем дается собственный метод, развитый совместно

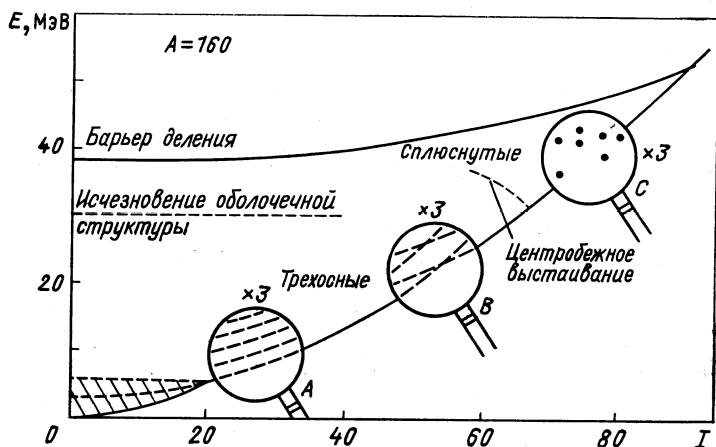


Рис. 1. Ожидаемые изменения структуры ядра в районе ираст-полосы для высоких и ультравысоких спинов [7]

с сотрудниками ЛТФ и ЛЯР ОИЯИ в Дубне, и он одновременно ставит своей целью представить достаточно полно современное состояние рассматриваемых областей. Из-за огромного количества литературы система ссылок будет двойной: ссылки на хорошо представленные в других обзорах работы будут сделаны через эти обзоры, ссылки на более существенные для изложения либо новые работы будут индивидуальными. Просмотр литературы окончен в августе 1978 г.

## 1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О ТЕОРИИ КОЛЛЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ В ЯДРАХ

Как известно, первым указанием на коллективный характер низколежащих состояний четно-четных ядер был тот факт, что  $E2$  (электрические квадрупольные)-переходы оказались сильно ускоренными по сравнению с ожидаемыми для одночастичных переходов [9]. Обобщенная модель [10, 11] дала ротационную интерпретацию этого явления, причем  $E2$ -моменты ядер, оказавшиеся на порядок больше одночастичных, указывали на статическую

деформацию [12]. Ротационные спектры были открыты вместе с открытием кулоновского возбуждения [13, 14]. Они были также идентифицированы в спектрах  $\alpha$ -распада [15]. Более высокие уровни были возбуждены многократным кулоновским возбуждением [16] и в реакциях с  $\alpha$ -частицами ( $\alpha, xn$ ) [17], протонами ( $p, 2n$ ) [18] и ионами более тяжелыми, чем  $\alpha$ -частицы ( $HI, xn$ ) [19].

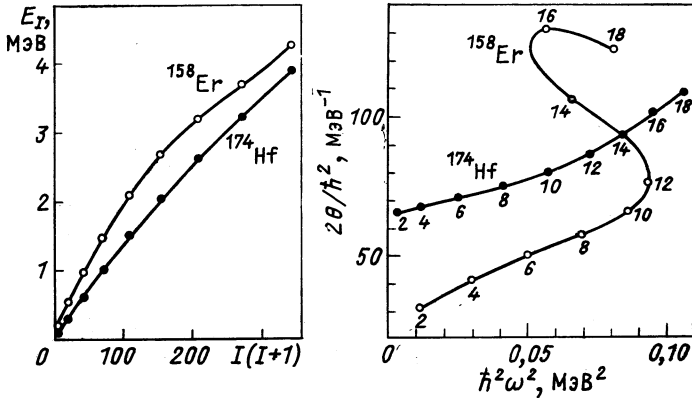


Рис. 2. Ядро, показывающее бэкбендинг-эффект ( $^{158}\text{Er}$ ), и ядро без этого эффекта ( $^{174}\text{Hf}$ ), представленные двумя способами:  $E_I$  v.s.  $I(I+1)$  и  $2J(2\theta/\hbar^2)$  v.s.  $\omega^2(\hbar^2\omega^2)$  [4]

Совершенно новая ситуация возникла с открытием бэкбендинга — эффекта [20], который иногда называют *фазовым переходом* в ядрах с вращением. Литература по этому эффекту очень обширна, обзоры эксперимента и теории можно найти в ссылках [3—6, 21—23]. Он состоит в том, что энергии переходов  $E_1 - E_{1-2}$  между соседними уровнями полосы  $I, I-2$  вместо того, чтобы возрастать линейно со спином  $I$ , очень сильно отклоняются от такой зависимости и в определенной области высоких спинов уменьшаются с  $I$ . В последнее время открыт и второй бэкбендинг при еще более высоких спинах [24]. Этот эффект интерпретируют в терминах момента инерции соседних уровней  $J$  и угловой частоты  $\omega$ . Тогда на рис. 2 для спинов области бэкбендинга получается драстическое возрастание  $2J$  одновременно с уменьшением  $\omega^2$  [4].

Особый интерес представляет наблюдение не только ираст, но и других ближайших к ней полос в  $^{154}\text{Gd}$  [25, 26],  $^{154}\text{Dy}$  [27] и  $^{156}\text{Dy}$  [28—30]. Новые проблемы возникли перед теорией после обнаружения полос разной четности, например в  $^{156}\text{Er}$  [31],  $^{162}\text{Er}$  [32],  $^{164}\text{Er}$  [33, 34] и ловушек при высоких (см., например, [35—38]) и ультравысоких спинах [39].



Однако у феноменологических подходов типа развития обобщенной модели, часть которых будет рассмотрена ниже, часто возникают трудности фундаментального и практического характера. Фундаментальные трудности связаны с тем, что разные моды описываются обычно на языке разных моделей, не связанных с «микроскопическим» подходом, т. е. с выводом моделей решением многочастичной проблемы. Поэтому очень трудно даже понять что такое, например, ротация ядра с точки зрения многочастичной проблемы. Практические трудности состоят в том, что разные языки описания различных мод не позволяют легко построить даже феноменологическую модель, не говоря о микроскопической модели связанных мод, и описать те явления, о которых говорилось выше.

Из сказанного следует необходимость в микроскопических подходах. Здесь, однако, нужно отметить несколько особенностей физики ядра. Они приводят к такой ситуации, что микроскопические подходы практически не развиваются. Под этим будем понимать подходы, связанные с решением, хотя и приближенным, многочастичной проблемы, исходя из фундаментального нуклон-нуклонного взаимодействия, в которых решение доводится до сравнения с экспериментом. Особенности ядра, мешающие этому, следующие:

- 1) хотя и достигнут значительный прогресс в выяснении нуклон-нуклонного взаимодействия, эта проблема еще не решена;
- 2) существуют принципиальные сомнения, нужно ли на настоящем этапе делать переход от фундаментального к эффективному взаимодействию в ядре на основе решения уравнения Бете — Гольдстоуна.

Таким образом, появляются приближения первого типа, связанные с взаимодействием. При стольких неопределенностях для сложных ядер предпочитают более умеренный микроскопический подход, названный В. Г. Соловьевым *полумикроскопическим* [40], который основан на прямой параметризации самого эффективного взаимодействия, причем эта более близкая к феноменологии параметризация определяется из сравнения с экспериментом. Вводились разные формы эффективного взаимодействия типа Гаусса, Юкавы, Вудса — Саксона и т. п. с более или менее историческим значением. Вводились локальные, зависящие от плотности, взаимодействия Ландау — Мигдала [41], Скирма [42] и Мошковского [43]. В связи с развитием самосогласованных методов расчета ядер Хартри — Фока [44] и Брюкнера — Хартри — Фока [45] оказалось, что некоторые свойства основного состояния ядер, такие как энергия связи, распределение плотности и некоторые простые возбужденные состояния можно воспроизвести разными вариантами [46] сил Скирма, которые своей зависимостью от плотности учитывают многочастичность эффективных сил. Для воспро-

изведения некоторых возбужденных состояний легких ядер нужно вводить и члены, зависящие от спина [47].

Такие достаточно сложные взаимодействия неудобны для более тяжелых ядер. Поэтому здесь прибегают к схематическим взаимодействиям, которые факторизуемы. Их можно получить на основе разложения эффективного взаимодействия по мультипольным взаимодействиям [48]. Дальнодействующая часть аппроксимируется низкими мультипольностями, например, квадрупольной [49] или одним-двумя следующими. Близкодействующая часть аппроксимируется монопольным парным взаимодействием [49] или взаимодействием еще более высокой мультипольности, например, квадрупольным спариванием [50, 51]. Если добавить такие остаточные эффективные взаимодействия к одночастичному гамильтониану сферической или деформированной модели оболочек с потенциалом Нильсона либо к модифицированному гамильтониану модели оболочек в сферическом или деформированном базисе Вудса — Саксона, то возникнет знакомая сверткая мультипольная модель ядра [40, 49]. В случае применения сферического базиса и монопольного спаривания плюс квадрупольного взаимодействия получается модель Кумара — Баранже [52], в которой, однако, деформация берется не из независимого расчета или эмпирически, а на основании перехода к оптимальному деформированному базису, применяя метод Хартри — Фока — Боголюбова. Таким образом, этот подход претендует и на описание переходной области [52, 53], хотя с полуколичественными результатами.

Несмотря на приближения к эффективным взаимодействиям, только к легким ядрам можно подойти прямой диагонализацией или применением теории групп. Поэтому возникают приближения второго типа, связанные с методом решения многочастичной проблемы. Они являются определяющими для успеха любой теории ядер, в особенности теории коллективных движений, и зависят от находчивости теоретика, который должен оптимальным образом «отобрать» одну или несколько связанных элементарных мод возбуждений.

В начале развития микроскопических теорий считали, что поможет замена координат подходящими переменными, описывающими также коллективные моды [54], причем новые координаты нужно было угадать. Оказывается лучше только ограничить выбор мод на основании некоторых общих соображений и создать микроскопический подход, который в дальнейшем уточнит структуру мод, делая ее автоматически оптимальной. Для более сложных ядер — это пока единственно плодотворный путь. Для одночастичных и одноквазичастичных мод — это методы Хартри — Фока (ХФ) и Хартри — Фока — Боголюбова (ХФБ) [55, 56], а также их обобщения [40, 48], сыгравшие основную роль во всех многочастичных проблемах. На языке вторичного квантования —

это метод оптимального выбора частично-дырочного или квази-частичного базиса. Как известно [48], его можно рассматривать как микроскопическое обоснование и развитие модели оболочек (МО).

Естественными обобщениями на коллективные моды являются методы генерирующей координаты (ГК) [57—59] и зависящий от времени метод Хартри — Фока (ВЗХФ), основанный на старой идее Дирака [60]. Известно, что оба метода можно сопоставить [61, 62]. Методу ВЗХФ в качестве первого приближения можно сопоставить модель вибрирующего потенциала [63], названная еще времязависимой моделью оболочек (ВЗМО) [48]. Таким образом, ВЗХФ и ВЗМО находятся в таком отношении один к другому, как ХФ и МО.

Для коллективного движения малой амплитуды ВЗХФ приводит [48] к приближению хаотических фаз ПХФ, взятому из теории плазменных вибраций [64] и развитому в теории ядра [65—67]. Как известно, это самый эффективный метод описания вибраций сферических и деформированных ядер [40, 48, 68—70]. Он вводит операторы рождения  $B_{\mu}^{+}$  и уничтожения  $B_{\mu}$  фононов, рассматривая их как квазибозоны  $[B_{\lambda}, B_{\mu}^{+}] = \delta_{\lambda\mu}$  и предполагая для них, в квазичастичном варианте [71], простую структуру: суперпозицию произведений операторов рождения  $\alpha_i^{+}$  и уничтожения  $\alpha_i$  двух квазичастиц:

$$B_{\mu}^{+} = \sum_{ij} (y_{ij}^{(\mu)} \alpha_i^{+} \alpha_j^{+} + z_{ij}^{(\mu)} \alpha_i \alpha_j). \quad (1)$$

Амплитуды  $y_{ij}^{(\mu)}$ ,  $z_{ij}^{(\mu)}$  этой структуры и, таким образом, вероятности переходов определяются из уравнения движения [48]:

$$[\hat{H}, B_{\mu}^{+}] = [\hat{h}, B_{\mu}^{+}] = \omega_{\mu} B_{\mu}^{+}; \quad \hat{h} = \sum_{\mu} \omega_{\mu} B_{\mu}^{+} B_{\mu} \quad (2)$$

вместе с параметрами  $\omega_{\mu}$  квазибозонного «модельного» гамильтониана  $\hat{h}$ , дающими энергии разных вибрационных возбуждений. Уравнения (2) можно получить прямо из зависящего от времени уравнения Шредингера, если предположить гармоническую временную зависимость

$$B_{\mu}^{+}(t) \equiv \exp(i\hat{H}t) B_{\mu}^{+} \exp(-i\hat{H}t) = \exp(i\omega_{\mu}t) B_{\mu}^{+}. \quad (3)$$

Ротационное коллективное движение обладает особенностями, которые привели к подходам иного типа. Это, во-первых, коллективное движение большой амплитуды, и во-вторых, оно обладает достаточно сложной трехмерной кинематикой. Указанные особенности явились причинами того обстоятельства, что в течение более двадцати лет было выполнено огромное количество работ, но только с частичным успехом, без решения проблемы в целом. Из всех подходов есть два типа, которые привели к практическим результатам. Они представляют собой развитие крэнкинг-модели и проекционных методов.

Крэнкинг-модель Инглиса [72] введена как зависящая от времени модель оболочек или обобщенная модель для ротаций и предшествовала соответствующей модели для вибраций [63]. В дальнейшем было дано вариационное микроскопическое обоснование модели, сделал ее самосогласованной (СС) [73, 74], а также включив спаривание [75, 76]. Здесь будет дана эквивалентная микроскопическая интерпретация, основанная на введении коллективной переменной [77]. Крэнкинг-модель означало введение вместо (3), следующей вращающейся переменной:

$$\hat{\theta}(t) \equiv \exp(i\hat{H}t) \hat{\theta} \exp(-i\hat{H}t) = \exp(i\omega\hat{I}_x t) \hat{\theta}, \tag{4}$$

где предполагается, что  $\hat{\theta}$  удовлетворяет аналогу квазибозонного соотношения  $[\hat{I}_x, \hat{\theta}] = 1$  и имеет квазичастичную структуру типа (1). Из зависящего от времени уравнения (4) получается уравнение модели, которое является аналогом (2):

$$[\hat{H}, \hat{\theta}] = \omega\hat{I}_x. \tag{5}$$

Методы проектирования [57, 58, 78, 79] являются частным случаем метода генерирующей координаты. Из деформированного вакуума  $XFB | \rangle = \sum_K a_K | K \rangle$  проектируются компоненты с хорошим угловым моментом

$$|IM\rangle = \sum_K P_{MK}^I a_K |K\rangle, \tag{6}$$

причем это осуществляется суперпозицией состояний с различным положением в пространстве, получаемой после действия оператора

$$P_{MK}^I = \frac{2I+1}{8n^2} \int d\Omega D_{MK}^{I*}(\Omega) \hat{R}(\Omega). \tag{7}$$

В формуле использованы  $\hat{R}(\Omega)$  оператор конечных трехмерных вращений и  $D(\Omega)$ -функции. Аналогичным образом проектируются также компоненты с хорошим числом нуклонов каждого  $p, n$  типа [80].

Микроскопическая теория ядерной ротации была развита [81, 82] более глубоким подходом Клайна — Кермана к коллективному движению [83, а также 84]. Он основан на обобщенной самосогласованной теории типа XФ для одночастичных амплитуд, связывающих четное с соседним нечетным ядром. Родственные подходы были предложены позже С. Г. Рогозинским [85], а также С. Т. Беляевым и В. Г. Зелевинским [86]. Последний метод развит недавно [87, 88] и доведен до расчетов. Тем не менее проблема общего подхода к связанным модам не была решена.

Основной метод рассмотрения связанных мод в четных системах — метод бозонных разложений, который представляет пары фермионных операторов через бозоны. Он вытекает из частного

подхода в теории ферромагнетизма [89]. В ядерной физике известны два основных подхода: Беляева — Зелевинского [90] и Марумори и др. [91]. Первый проще и развивался больше [92—95]. Второй отличается тем, что проецирует на физическое пространство с конечным базисом и, таким образом, не нарушает принципа Паули. Этот подход развивался в [96]. Нужно отметить работы Маршаллека — Венезера [97] в связи с крэнкинг-моделью, для создания модели переходной области и для описания ротаций [98]. Для методов проецирования и крэнкинга и создания модели переходной области интересны работы Холцварта [99—101], а в связи с ХФБ — [102].

Что касается микроскопической теории высокоспиновых состояний и пересечения полос, наибольший успех имели методы ССК как объединение СС-методов с крэнкинг-моделью [103], а подробней они будут рассмотрены ниже. Отметим критику крэнкинг-модели в области бэкбендинга [104—107]. С идейной стороны интересно предложение использовать когерентные состояния, введенные в современный этап квантовой теории Глаубером [108], а также [109], для описания коллективного движения большой амплитуды [110]. Опять для описания коллективного движения большой амплитуды предложено развитие метода ГК [111] и метода ВЗХФ [111—113]. Предложено также объединить методы ССК с ПХФ для исправления квазиклассичности крэнкинг-модели, учитывая квантовые корреляции в высокоспиновых состояниях [114].

Таким образом, хотя и существует большое разнообразие подходов к коллективным движениям, проблема связанных мод полностью не решена. В частности, особо актуальным является создание микроскопической теории структуры ядра при высоких и ультравысоких спинах.

## 2. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ЭНЕРГИЙ НИЗКОСПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ

Отклонения от простого правила жесткого ротатора  $E_I = = (2J)^{-1} I(I+1)$  замечены еще в низкоспиновой области при возбуждении уровней до  $I^\pi = 8^+ - 12^+$  [16—19]. Тогда для основной полосы четно-четных ядер начали применять разложение [115]

$$E_I = AI(I+1) + BI^2(I+1)^2 + CI^3(I+1)^3 + \dots, \quad (8)$$

Однако выяснилось, что оно обладает плохой сходимостью [19]. Поэтому было предложено другое разложение — разложение Харриса [116] с введением скорости вращения  $\omega$ :

$$\left. \begin{aligned} E_I &= \alpha\omega^2 + \beta\omega^4 + \gamma\omega^6 + \dots; \\ \sqrt{I(I+1)} &= 2\alpha\omega + \frac{4}{3}\beta\omega^3 + \frac{6}{5}\gamma\omega^5 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Это разложение введено на основе крэнгинг-модели Инглиса [72], которая, хотя и квазиклассическая, дала первое понимание ротации в терминах одночастичных движений. Сходимость (9) значительно лучше (8), так что только два параметра достаточны для описания плавных адиабатических отклонений вплоть до спинов 8—12. Более современная подгонка параметров (9) к эксперименту, включающая и более высокие спины, также известна [117].

Для области ядер переходных между сферическими и деформированными, где адиабатика неприменима и полосы называются *квазиротационными*, была использована модель переменного момента инерции (ПМИ) [118], в которой допускается зависимость момента инерции  $J$  от спина  $I$  по двухпараметрической формуле  $E_I = I(I + 1)/2J + V(J)$ ;  $V(J) = C(J - J_0)^2/2$ ;  $\partial E_I / \partial J = 0$ . (10)

Было доказано [118, 119], что модель ПМИ эквивалентна разложению Харриса (9) с двумя параметрами и ведет к линейной зависимости  $J$  от  $\omega^2$ . Еще лучшие результаты для переходных ядер очень близких к сферическим, но худшие для умеренно высоких спинов, дает другая двухпараметрическая формула Эджири [120]

$$E_I = \omega I + I(I + 1)/2J. \quad (11)$$

Было предложено и прямое расширение (10) для одновременного рассмотрения  $g$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -полос на основе введения переменных вибрационных частот [121]. Предложен также подход для одновременного описания основной полосы и полосы, построенной на гамма-вибрационном состоянии [122, 123] на основе комбинации моделей асимметрического ротатора [124] и ПМИ. Все эти модели рассматривают главным образом энергии уровней полос.

В [125] предложена следующая феноменологическая формула:

$$E_I = \frac{J_0}{c} \left\{ \left[ 1 + \frac{c}{J_0^2} I(I + 1) \right]^{1/2} - 1 \right\}, \quad (12)$$

в которую введены также два параметра: момент инерции  $J_0$  при нулевом спине  $I = 0$  и коэффициент адиабатических отклонений  $c$ . Сравнение энергий уровней показало, что формулы (9) двумя членами и (12) воспроизводят эксперимент вплоть до  $12^+$  или  $14^+$  одинаково хорошо и примерно в пределах его погрешностей. Момент инерции имеет обычные для деформированных редкоземельных элементов значения порядка  $30 \text{ МэВ}^{-1}$ , а введенный здесь коэффициент адиабатичности  $c$  — порядка  $5 \text{ МэВ}^{-2}$ . Первый коэффициент в (8)  $A = (2J_0)^{-1}$  порядка  $15 \text{ кэВ}$ . Обычный второй коэффициент адиабатичности  $B$  в (8) связан с  $c$  (в пренебрежении высшими членами) следующим образом:  $B = -c/(8J_0^3)$ , и таким образом этот коэффициент порядка  $-20 \text{ эВ}$ .

Формула (12) обладает двумя основными особенностями. Первая состоит в том, что формулу можно обосновать моделью мягко-

го ротатора [126], предложенной независимо от широко известной модели ПМИ [118]. Модель мягкого ротатора (в работе [126] дан двухмерный аналог) дает для энергий

$$E_{nI} = \frac{2}{\sqrt{c}} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{J_0}{\sqrt{c}} \right) + n \right] + \frac{J_0}{c} \left\{ \left[ 1 + \frac{c}{J_0} I(I+1) \right]^{1/2} - 1 \right\}. \quad (13)$$

Таким образом, в модели мягкого ротатора энергии (13) получаются из вклада  $\beta$ -вибраций (первый член, зависящий только от  $n$ ) и ротаций с учетом адиабатичности (второй член, зависящий только от  $I$ ). Второй член совпадает с (12). Формула (12)

Таблица 1  
Коэффициент адиабатичности  $c$

Ядро	$\omega_0$ , МэВ	с, МэВ <sup>-2</sup>	
		Теория	Экспер.
$^{160}_{66}\text{Dy}$	1,275	2,461	4,77
$^{188}_{80}\text{Er}$	0,894	5,005	7,08
$^{184}_{88}\text{Er}$	1,246	2,576	4,28
$^{178}_{90}\text{Yb}$	1,069	3,500	3,83
$^{172}_{88}\text{Hf}$	0,871	5,273	6,12

$\beta$ -вибрационного уровня  $\omega_0$ . Связь может быть проверена, и это сделано в табл. 1. Там приведены рассчитанные из экспериментальных вибрационных частот теоретические коэффициенты адиабатичности  $c$ , в сравнении с определенными из подгонки в основной полосе экспериментальными  $c$ . Видно, что связь с  $\beta$ -полосой качественно объясняет ход  $c$ , однако вычисленный из этой связи  $c$  всегда меньше экспериментального. Это можно объяснить тем, что связь с другими полосами не учитывается.

Покажем теперь, что модель мягкого ротатора представляет разновидность моделей типа ПМИ. На самом деле формулу (12) можно получить из (10) вариационной процедурой ПМИ, если заменить выбор ПМИ для  $V(J)$  следующим:

$$V(J) = J/(2c) + J_0^2/(2cJ) - J_0/c. \quad (14)$$

Вторая особенность (12) обусловлена тем, что она прямо связана с разложением [127] обратным (8):

$$I(I+1) \equiv f(E_I) = bE_I + cE_I^2 + \dots; \quad b = 2J_0. \quad (15)$$

Обрывая это разложение на втором члене включительно и решая относительно  $E_I$ , получаем (12). Это показывает, что обратное разложение (15) не хуже по сходимости общепринятого разложе-

ния Харриса (9). С другой стороны, (15) не вводит плохо определенных в квантовой теории понятий, таких как понятия угловой скорости  $\omega$ .

Формула (12) известна в литературе под именем формулы Холмберга — Липаса, несмотря на то, что она была предложена И. Н. Михайловым и др. [125] раньше, и несмотря на то, что сами Холмберг и Липас [128] отмечают, что до них формулу предложили в [129].

### 3. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ЭНЕРГИЙ ВЫСОКОСПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ: БЭКБЕНДИНГ

Область бэкбендинга ( $I \approx 14-16$  для редкоземельных элементов) нельзя описать плавными двухпараметрическими формулами, которые обсуждались выше. Действительно, переведем рис. 2 [21, 3] в другой вид, если вместо  $\omega^2$  взять аргументом  $E$  (рис. 3). Из первых двух членов формулы (15) получается

$$2J = b + 2cE, \quad b = 2J_0, \quad (16)$$

т. е. момент инерции — линейно возрастающая функция  $E = E_I$ . Таким образом, формула (16) может описать только начальную линейную область возрастания  $2J$  на рис. 3. В дополнение к ней на этом же рисунке видно, что наблюдается резкое возрастание  $2J$  в районе бэкбендинга, т. е. вблизи  $E_0$ .

Было предложено много феноменологических моделей, дающих описание энергий уровней высоких спинов при помощи нескольких подгрупповых параметров [130—134]. Большая часть таких моделей представляет расширение модели ПМИ включением членов высших порядков [135—137] (в [137] систематизированы разные феноменологии с точки зрения обобщенного ПМИ) или асимметрической деформации [138—140]. Интересно использование феноменологического бозонного гамильтониана [141—143].

Особое место среди феноменологических подходов занимает модель пересечения или гибридизации полос [144, 145], которая была также объединена с ПМИ [146]. Можно считать, что ее идея заложена еще в ротационно-вибрационной модели [147]. Здесь драстическое изменение момента инерции трактуется как результат пересечения основной полосы «суперполосой» с большим моментом инерции. В такой схеме можно интерпретировать и даунбен-

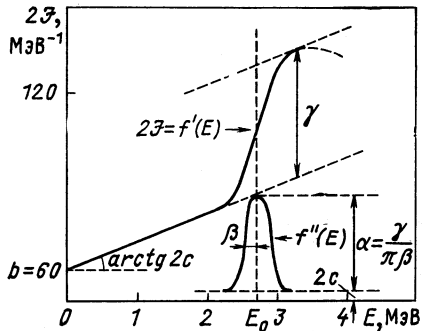


Рис. 3. «Резонансная» параметризация бэкбендинг-эффекта в представлении  $2J$  v.s.  $E = E_I$  [148]



динг [3], т. е. понижение момента инерции при еще более высоких спинах за область бэкбендинга. Эта схема получила экспериментальное подтверждение (см. разд. 26).

Все рассмотренные подходы не решают вопроса о физической природе бэкбендинга или, другими словами, о структуре пересекающей суперполосы. Возможные механизмы и их выбор теоретическим путем и экспериментальным рассмотрены ниже. Тем не менее, можно показать, что даже феноменология в представлении рис. 3 [148, 149] позволяет сделать некоторые выводы насчет этих механизмов. Рис. 3 отвечает следующей параметризации  $f(E)$  из формулы (15)

$$\left. \begin{aligned} 2J = f'(E) &= b + 2cE'_s [1 - \exp(-E/E'_s)] + \\ &+ \frac{\gamma}{\Pi} \left[ \operatorname{arctg} \frac{E-E_0}{\beta} + \operatorname{arctg} \frac{E_0}{\beta} \right] \exp(-E/E''_s), \quad \beta \neq 0; \\ &= b + 2cE'_s [1 - \exp(-E/E'_s)] + \gamma\theta(E-E_0) \exp(-E/E''_s); \\ & \hspace{15em} \beta = 0 \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

[149], или точнее предельному случаю  $E'_s = E''_s \rightarrow \infty$  (не учитывается затухание). Сразу видно, что первые два члена дают плавную компоненту возрастания  $2J$  с  $E$ , а третий — резкую, и таким образом — ответственную за бэкбендинг. Как будет показано ниже, обе компоненты соответствуют двум разным механизмам адиабатических изменений  $J$ .

Физический смысл параметров плавной компоненты (17)  $b$ ,  $c$  виден из ее сравнения с (16), соответствующую (12). Физический смысл параметров резкой компоненты (17)  $E_0$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  виден из сопоставления с простой моделью двух полос с постоянными моментами инерции  $J_g$  и  $J_s$  — основной с энергиями  $I(I+1)/(2J_g)$  и суперполосы с энергиями  $\Delta E + I(I+1)/(2J_s)$ ,  $J_s > J_g$ , которые пересекаются в точке  $E_0$ . Пусть они взаимодействуют с помощью матричного элемента  $V$ . Тогда приближенно можно получить, что параметры резкой компоненты:  $E_0 = \Delta EJ_s/(J_s - J_g)$  — энергия пересечения,  $\gamma = 2(J_s - J_g)$  — разность удвоенных моментов инерции двух полос, а  $\beta = [2^{2/3} - 1]^{1/2} 2 \frac{\sqrt{J_s J_g}}{J_s - J_g} |V|$ ,  $[2^{2/3} - 1]^{1/2} 2 \approx 1,53284$ . Сильный бэкбендинг (см. рис. 3) будет наблюдаться там, где разность моментов инерции  $J_s - J_g$  пересекающихся полос велика, а их взаимодействие  $|V|$  мало. В случае  $E_s = E'_s = E''_s$  подгонкой формулы (17) к экспериментальным энергиям ирраст-уровней многих ядер, показывающих бэкбендинг-эффект, получена систематика параметров модели пересекающихся полос с учетом плавной компоненты и затухания ( $E_s$ ) по  $Z$  и  $N$  [149].

Отметим, что использование энергий не только ирраст-уровней, а нескольких взаимодействующих полос, как в оригинальной

модели [144, 145], позволяет извлечь больше параметров из эксперимента [150], но только в тех немногих случаях, когда были обнаружены и другие полосы [25—30]. К этой проблеме вернемся ниже.

#### 4. ВЕРОЯТНОСТИ ПЕРЕХОДОВ

Адиабатический подход к вероятностям перехода обобщенной модели основан на факторизации волновой функции на  $D_{KM}^I(\Omega)$ , учитывающей вращение в терминах коллективных координат — трех углов Эйлера  $\Omega$  ориентации деформированной потенциальной ямы в пространстве, и на  $|\alpha(K)\rangle$ , зависящей от остальных «внутренних» координат. Учитывая помимо вращательной симметрии, еще и зеркальную, адиабатическую волновую функцию можно записать в следующем виде [151]:

$$|\alpha(K)IM\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+\delta_{K0})}} \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} [|\alpha(K)\rangle D_{KM}^I + (-)^{I+K} |\overline{\alpha(K)}\rangle D_{-KM}^I], \quad (18)$$

где состояние  $|\overline{\alpha(K)}\rangle$  — это  $|\alpha(K)\rangle$ , повернутый на  $\pi$  вокруг оси, перпендикулярной к оси симметрии ядра. Тогда для приведенных вероятностей переходов:

$$B(FL; \alpha_i(K_i)I_i \rightarrow \alpha_f(K_f)I_f) = (2I_i+1)^{-1} |\langle I_f \alpha_f(K_f) | \hat{F}_L | \alpha_i(K_i) I_i \rangle|^2, \quad (19)$$

где  $\hat{F}_{LM} = \hat{Q}_{LM}$  или  $\hat{M}_{LM}$  — оператор  $E$ - или  $M$ -перехода мультипольностью  $L$ ;  $\langle f | \hat{F}_L | i \rangle$  — приведенный матричный элемент, получается адиабатическая формула [151]

$$\begin{aligned} \langle f | \hat{F}_L | i \rangle &= \langle I_f \alpha_f(K_f) | \hat{F}_L | \alpha_i(K_i) I_i \rangle = \\ &= [(1+\delta_{K_f 0})(1+\delta_{K_i 0})]^{-1/2} (-)^{I_f-K_f} [(2I_f+1)(2I_i+1)]^{1/2} \times \\ &\times \left[ \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ -K_f & K & K_i \end{pmatrix} \langle \alpha_f(K_f) | \hat{F}_{L, K=K_f-K_i} | \alpha_i(K_i) \rangle + \right. \\ &\left. + (-)^{I_i+K_i} \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ -K_f & \bar{K} & -K_i \end{pmatrix} \langle \alpha_f(K_f) | \hat{F}_{L, \bar{K}=K_f+K_i} | \overline{\alpha_i(K_i)} \rangle \right] \quad (20) \end{aligned}$$

— аналог формулы жесткого ротатора для энергий. На ее основе получены так называемые *правила Алаги* [152], или *правила ветвления*, т. е. независимость отношений вероятностей (19) от внутренних матричных элементов  $\langle \alpha_f(K_f) | \hat{F}_{LK} | \alpha_i(K_i) \rangle$  в тех случаях, когда второй член (20) исчезает. Аналогично адиабатическим отклонениям энергий [см. например, (8)] известны также адиабатические отклонения от (20), которые будем называть

отклонениями от правил Алаги. В наиболее простом и полном виде они получены на основании роторной модели или модели частица плюс ротатор [153], учитывающей связь ротационных полос, осуществляемой силами Кориолиса, что было сделано В. М. Михайловым [154]. Эта модель развита в дальнейшем со многими применениями к нечетным ядрам в ряде работ, ссылки на которые можно найти в [154а].

Хорошо знакомым частным случаем адиабатических отклонений приведенного матричного элемента, и таким образом  $B(E2)$ , внутри основной полосы ( $g$ ) является [4, 155]:

$$\langle I_f g \| \hat{Q}_2 \| g I_i \rangle = \langle I_f g \| \hat{Q}_2 \| g I_i \rangle_{ad} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \alpha [I_f (I_f + 1) + I_i (I_i + 1)] - 2 \sqrt{\frac{2}{3}} \delta \left[ I(I+1) - \frac{3}{4} \right] \delta_{if} \right\}, \quad (21)$$

где  $\langle I_f g \| \hat{Q}_2 \| \mu I_i \rangle_{ad}$  задается (20). Также для переходов, осуществляемых между основной полосой и  $\beta$ -,  $\gamma$ -вибрационными полосами:

$$\langle I_f g \| \hat{Q}_2 \| \mu I_i \rangle = \langle I_f g \| \hat{Q}_2 \| \mu I_i \rangle_{ad} \times \{ 1 + (1/2) \zeta [I_f (I_f + 1) - I_i (I_i + 1)] \}, \quad \mu = \beta, \gamma, \quad (22)$$

здесь  $\zeta = \zeta_0 = 2z_0$  для  $\mu = \beta$  и  $\zeta = \zeta_2 = z_2$  для  $\mu = \gamma$ ;  $z_0, z_2$  — принятые в литературе коэффициенты [156, 157, а также 151, 23] (рис. 4). Известный коэффициент  $\gamma = \gamma_I$  неаксиальной деформации связан с  $\delta$  следующим образом [155]:

$$\text{tg } \gamma_I = I(I+1) \delta / \sqrt{2}. \quad (23)$$

Приведем связь параметров  $\rho = \delta r^2 / r_0^2$ ,  $\alpha$  и  $\delta$  с относительными изменениями объема  $\delta v/v$  от основного  $0^+ - 2^+$ -состоянию. Модель трехосного эллипсоида дает

$$\frac{6}{(\lambda^{-1} + \mu^{-1} + 1)(1 + \lambda + \mu)} \delta v/v = \rho - 12 \frac{((2\lambda)^{-1} + (2\mu)^{-1} - 1)(1 - (\lambda + \mu)/2)}{(\lambda^{-1} + \mu^{-1} + 1)(1 + \lambda + \mu)} \times \left[ \alpha - \frac{\delta}{\sqrt{6}} + \frac{\sqrt{6}}{4} \frac{\mu^{-1} - \lambda^{-1}}{(2\lambda)^{-1} + (2\mu)^{-1} - 1} \delta \right], \quad (24)$$

где  $\lambda$  и  $\mu$  — отношения квадратов  $x$ -й и  $y$ -й к  $z$ -й оси эллипсоида и задаются следующим образом:

$$\frac{1 - (\lambda + \mu)/2}{(\lambda\mu)^{1/3}} = \frac{5}{2} \frac{Q_e}{ZA^{2/3} r_0^2}; \quad \frac{\lambda - \mu}{(\lambda\mu)^{1/3}} = \frac{5}{\sqrt{3}} \text{tg } \gamma \frac{Q_e}{ZA^{2/3} r_0^2}. \quad (25)$$

Для эллипсоида вращения  $\gamma = 0$ ,  $\lambda = \mu$  и (24) сводится к модели, приведенной в [155], которая со своей стороны обобщила модель работы [158]. Величина  $Q_e$  — экспериментальное значение внутреннего  $E2$ -момента  $r_0 = 1,2$  Ферми. По формуле (24) можно найти экспериментальные и теоретические значения  $\delta v/v$  из данных о  $\rho$ ,  $\alpha$  и  $\delta$ .

Иногда в литературе пользуются перенормированными значениями  $\bar{\alpha}$ ,  $\bar{\delta}$ ,  $\bar{z}_0$ ,  $\bar{z}_2$  [23], которые связаны с нашими  $\alpha$ ,  $\delta$ ,  $z_0$ ,  $z_2$  следующим образом.

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \bar{\alpha} / (1 + \sqrt{3/2} \bar{\delta}), & z_0 &= \bar{z}_0; \\ \delta &= \bar{\delta} / (1 + \sqrt{3/2} \bar{\delta}), & z_2 &= \bar{z}_2 / (1 + 2\bar{z}_2). \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Приведем и связь параметров  $\bar{\alpha}$ ,  $\bar{\delta}$  с одной стороны и  $\bar{z}_0$ ,  $\bar{z}_2$  с дру-

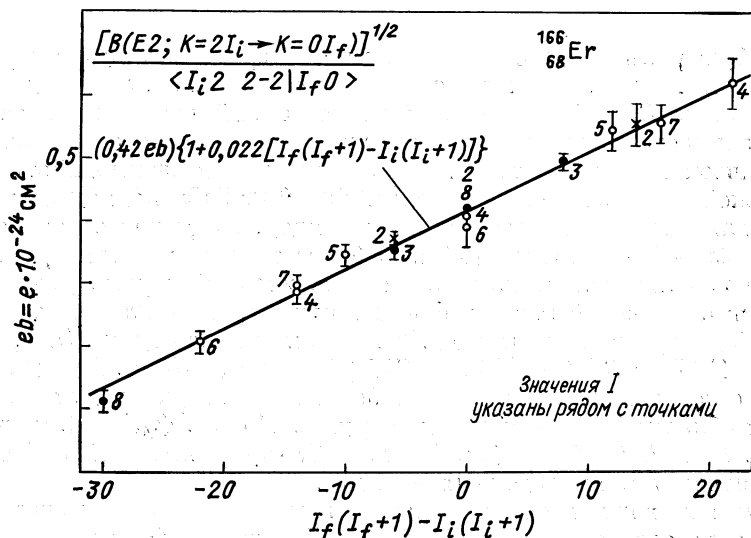


Рис. 4. Адиабатические эффекты связи полос в вероятностях E2-переходов между  $\gamma$  ( $K = 2$ ) и основной  $g$  ( $K = 0$ ) полосой  $^{166}_{68}\text{Er}$  [2]

гой, в феноменологической модели связи  $g$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -полос [159]:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\alpha} &= \alpha_0 + \alpha_2, & \alpha_0 &= 2\bar{z}_0 \frac{B(E2; g^0 \rightarrow \beta 2)}{B(E2; g^0 \rightarrow g 2)}; \\ \bar{\delta} &= \sqrt{6} \alpha_2, & \alpha_2 &= \frac{1}{6} \bar{z}_2 \frac{B(E2; g^0 \rightarrow \gamma 2)}{B(E2; g^0 \rightarrow g 2)}. \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Делались попытки применять роторную модель к четно-четным ядрам для расчета адиабатических эффектов, проявляемых в энергиях и вероятностях перехода на основании прямой связи с силами Кориолиса [157]. Однако обычно согласованных результатов не получалось [151, 160], и это вынуждало вводить дополнительные члены. Их можно понять в смысле [161], что такие эффекты нельзя объяснить связью малого числа полос [151], а нужен микроскопический подход к связи ротации с большим числом

квазичастичных мод. Тем не менее, таким образом получена эмпирическая информация относительно связи полос, которая дана в [23]. Эта информация вместе с проведенными здесь дополнительными обработками экспериментальных данных будет обсуждаться ниже при сравнении с микроскопическими расчетами.

## 5. ГРУППОВОЙ ПОДХОД

Особую роль в развитии понимания ядерной ротации сыграл групповой подход, начиная с основной работы Эллиота [162]. Он применил  $SU(3)$ -классификацию состояний частиц и показал как возникает разделение внутреннего и коллективного движений в сферическом потенциале вследствие остаточных взаимодействий. В дальнейшем базис модифицировался [163]. Этот подход применялся для настоящих расчетов легких ядер, например с незаполненной  $2s - 1d$ -оболочкой [164]. В более тяжелых ядрах группы обычно использовались для феноменологической параметризации [165, 166], причем были введены и другие группы для описания ротаций деформированных ядер. Это некомпактные группы  $SL(3, R)$  [167],  $T(5) \otimes SO(3)$  [168],  $CM(3)$  [169],  $Sp(6, R)$  [170], которые позволяют рассматривать бесконечные полосы. Для переходной области были рассмотрены группы  $Sp(10, R)$  [171], также  $Sp(12, R)$  и  $N(6) \otimes Sp(12, R)$  [172] ( $N(6)$ -группа Гейзенберга в обозначениях, приведенных в [173]).

Для переходной области развиты и полумикроскопические подходы на основе  $R(5)$ -[174] и  $SU(6)$ -[175] групп. Однако в работе [174] описывается двухмерный случай, а в [175] не очень ясен переход к деформированному пределу. При создании микроскопической модели переходной области предпринималась интересная попытка преодолеть трудности сходимости бозонных разложений при переходе к деформированным ядрам, следуя идее, связанной с теорией магнетизма [176]. А именно, работать с конечными бозонными разложениями [177] и дать теорию переходной области [178]. Однако и в этом подходе микроскопический переход к деформированному пределу не выяснен. Отметим в этой связи интересную идею [179], которая вводит бозон для вибратора с отличной от нуля начальной деформацией. В этой связи сошлемся и на модель, описанную в работе [143].

В легких ядрах более или менее оправдались надежды использовать теорию групп для введения подходящих координат для описания коллективных мод. Это методы  $K$ -гармоник или гиперсферических гармоник [180—182], обобщенных гиперсферических функций [183] и метод, близкий к последнему, использующий групповую классификацию состояний [184].

Позволим себе в заключение высказать следующее мнение: не очень бурное развитие этой области связано с тем, что только соединение групповых подходов с информацией о динамике системы может надеяться на успех.

### 6. ОПЕРАТОРЫ ПЕРЕХОДА В ТЕОРИИ СВЯЗАННЫХ ПОЛОС

Известно не только из ядерной физики, какую основную роль играют разные элементарные операторы перехода, порождающие простые, включая и коллективные, моды возбуждений в физических многочастичных системах. Обычно такие операторы выбираются так, чтобы, во-первых, они обладали простыми алгебраическими свойствами, например, фермионными или бозонными анти-, соответственно, коммутационными соотношениями, во-вторых, чтобы они обладали относительно простой квазичастичной структурой, например линейные или билинейные комбинации операторов рождения и уничтожения частиц, и, в-третьих, чтобы гамильтониан системы в некотором приближении относительно простым образом выражался через них: действие этих операторов на невозбужденное состояние, включая многократное, порождало собственные состояния гамильтониана, т. е. состояния, представляющие собой наложения элементарных мод (например, гамильтониан выражается приближенно как суперпозиция произведений фермионных или бозонных операторов рождения и соответствующих операторов уничтожения).

Хороший пример представляют операторы фононов в теории вибраций [40, 48]. На самом деле рассмотрим пространство разных ротационных полос. Включим в схему полосы, построенные на многофононных состояниях  $|\alpha\rangle$ . С этой целью введем обозначение для индекса  $\alpha$ -полосы в терминах чисел фононов разных типов  $n_{\mu_1}, n_{\mu_2}$ , т. е.  $\alpha = \{n_{\mu}^{\alpha}\} = (n_{\mu_1}^{\alpha}, n_{\mu_2}^{\alpha}, \dots)$ . Оператор рождения фонона типа  $\mu$  в пространстве вибрационной полосы [48]:

$$B_{\mu}^{+} = \sum_{n_{\mu}, n_{\mu_1}, \dots} n_{\mu}^{1/2} |n_{\mu}, n_{\mu_1}, \dots\rangle \langle \dots n_{\mu_1}, n_{\mu} - 1|. \quad (28)$$

Фононы: 1) представляют собой бозоны, так как  $[B_{\lambda}, B_{\mu}^{+}] = \delta_{\lambda\mu}$ ; 2) они выражаются приближенно как билинейные комбинации операторов рождения и уничтожения частиц [метод ПХФ, см. (1)]; можно и наоборот — определить их точно как билинейные комбинации, но тогда они будут обладать квазибозонными коммутационными соотношениями; 3) гамильтониан в гармоническом приближении выражается как билинейная комбинация операторов рождения и уничтожения фононов [метод ПХФ, см. (2)].

Не всегда удается совместить эти три требования простым образом. Примером является ротация, где такие операторы между

состояниями одной и той же ротационной полосы введены в работе [185] для  $K = 0$  полос и в [127] — для любых ротационных полос. Случай связи вибраций с ротациями рассмотрен в [127]. В [186] дан обзор этих работ и выведены некоторые свойства симметрии операторов перехода. Здесь вводим дальнейшее обобщение этих операторов для многофононных полос  $|\alpha IM\rangle$ , где  $\alpha$  — квантовые числа полосы, определенные выше, а  $I$  и  $M$  — квантовые числа, соответственно, углового момента и его проекции (например, на ось  $z$ ), т. е. квантовые числа данного состояния полосы; через  $K$  обозначим нижайшее  $I$  значение полосы (её  $K$  число). Эти состояния могут быть просто настоящими неизвестными нам собственными состояниями многочастичного гамильтониана. Это могут быть также состояния, полученные приближенными методами, например ХФБ для основного состояния четно-четного ядра, процедуры типа ПХФ для одно-, двухквaziчастичных, вибрационных состояний и т. д., и метод проектирования для получения хороших квантовых чисел  $I$ ,  $M$ . Для получения симметризованной волновой функции применяются правила обобщенной модели  $|\alpha IM\rangle_s = [2(1 + \delta_{K\alpha 0})]^{-1/2} [|\alpha IM\rangle + (-)^{I+K\alpha} |\bar{\alpha} IM\rangle]$ , где второе состояние в скобках получается из первого поворотом внутренних координат в интеграле проектирования (6), (7) на  $\pi$  около оси  $y$ . Теперь дадим определение оператору перехода

$$\begin{aligned}
 B_{IM}^{\kappa_2 \kappa_1} = & \sum_{\substack{I_1 M_1 \\ I_2 M_2 \\ \alpha}} N(\alpha_2, \kappa_2) N(\alpha_1, \kappa_1) [(2I_2 + 1)(2I_1 + 1)]^{1/2} \times \\
 & \times \begin{pmatrix} I & I_1 & I_2 \\ K & K_{\alpha_1} - K_{\alpha_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I_1 & I_2 \\ M & M_1 - M_2 \end{pmatrix} \times \\
 & \times (-)^{M_2 - K_{\alpha_2}} |\alpha_2 = \alpha + \kappa_2 I_2 M_2\rangle \langle M_1 I_1 \alpha_1 = \alpha + \kappa_1|. \quad (29)
 \end{aligned}$$

Здесь  $K_\alpha$  —  $K$ -число полосы  $|\alpha IM\rangle$ ;  $K = K_{\alpha_2} - K_{\alpha_1} = K_{\kappa_2 - \kappa_1} = \sum_{\mu} (n_{\mu}^{\kappa_2} - n_{\mu}^{\kappa_1}) K_{\mu}$  —  $K$ -число оператора перехода;  $K_{\mu}$  —  $K$ -число фонона  $\mu$ . Введено обозначение

$$N(\alpha, \kappa) = \prod_{\mu} [n_{\mu}^{\alpha} (n_{\mu}^{\alpha} - 1) \dots (n_{\mu}^{\alpha} - n_{\mu}^{\kappa} + 1)]^{1/2} = \prod_{\mu} \left[ \frac{n_{\mu}^{\alpha}!}{(n_{\mu}^{\alpha} - n_{\mu}^{\kappa})!} \right]^{1/2}. \quad (30)$$

Формула (29) представляет собой одновременное обобщение формулы для фононов (28) и для ротонов [185]. Линейная комбинация по  $M_1 M_2$  выбрана так, чтобы оператор (29) был неприводимым тензором и, следовательно, обладал знакомыми коммута-

ционными соотношениями с угловым моментом  $\hat{I}$  [187, 188]. Линейная комбинация по  $I_1 I_2$  выбрана так, что  $m\alpha$  (29) между состояниями двух полос, различающимися на  $\kappa_2 - \kappa_1 = \{n_{\mu}^{\kappa_2} - n_{\mu}^{\kappa_1}\}$  фононов с точностью до двух множителей  $N(\alpha, \kappa)$  были равными  $m\alpha D_{KM}^I$ -функций [187, 188]. Сумма по  $\alpha$  означает исключение проектирования на одну ротационную полосу. Видно, что  $(B_{IM}^{\kappa_2 \kappa_1})^+ = (-)^{K_{\kappa_1 - \kappa_2} + M} B_{IM}^{\kappa_1 \kappa_2}$ . Можно доказать соответствующие правила умножения типа правил для  $D$ -функций.

Соотношения умножения позволяют выразить все операторы  $B_{IM}^{\kappa_2 \kappa_1}$  как полиномы  $B_{\mu}^+ I' M'$  и  $B_{\mu}^- I'' M''$  (в нормальном порядке — операторы уничтожения справа), где  $B_{\mu IM}^+$  — оператор рождения одного фонона  $\mu$ , является частным случаем  $B_{\kappa IM}^+ = B_{IM}^0$  при  $\kappa = (n_{\mu}^{\kappa} = 1, n_{\mu \neq \mu}^{\kappa} = 0, \dots)$ . Ротоны [185, 186] выражаются следующим образом:  $R_{IM}^{\kappa} = \sum_{\mu} B_{IM}^{\kappa \mu}$ , и они эрмитовы:  $R_{IM}^{\kappa} = (-)^M R_{I-M}^{\kappa}$ . Далее любой однофононный оператор можно разложить в линейную комбинацию  $B_{\mu}^+ |K_{\mu}| M' R_{I'' M''}^{\kappa}$ , как видно из правил умножения, где  $B_{\mu}^+ |K_{\mu}| M$  — собственно однофононный оператор, передающий минимально возможный спин  $K_{\mu}$ . И наконец, как видно из (29), все операторы  $B_{\kappa IM}^+$  коммутируют между собой и с  $R_{IM}^{\kappa}$ . То же самое относится ко всем  $B_{\kappa IM}$ . Однако

$$\begin{aligned}
 \underbrace{[B_{\mu_1 I_1}, B_{\mu_2 I_2}^+]}_{IM} &\equiv (-)^{I_1 - I_2 + M} \sqrt{2I + 1} \sum_{M_1 M_2} \begin{pmatrix} I_1 & I_2 & I \\ M_1 & M_2 & -M \end{pmatrix} \times \\
 &\times (-)^{K_{\mu_1} + M_1} [B_{\mu_1 I_1 M_1}, B_{\mu_2 I_2 M_2}^+] = \\
 &= \delta_{\mu_1 \mu_2} (-)^{I_1 - I_2} \sqrt{2I + 1} \begin{pmatrix} I_1 & I_2 & I \\ -K_{\mu_1} & K_{\mu_2} & 0 \end{pmatrix} R_{IM}^{\kappa} \quad (31)
 \end{aligned}$$

и поэтому здесь уже нет простых бозонных соотношений. Вместо них оказывается, что коммутатор однофононных операторов уничтожения или рождения одного типа сводится к оператору, действующему только внутри одной полосы.

Выясним поведение (29) относительно пространственной инверсии  $P$  и временного обращения  $T$ . Обозначим через  $\Pi_{\kappa} = \prod_{\mu} (\Pi_{\mu})^{n_{\mu}^{\kappa}}$  пространственную четность полосы  $|\kappa IM\rangle$ , где  $\Pi_{\mu}$  — четность фонона  $B_{\mu IM}^+$ . Величину  $\Pi_{\kappa_2 - \kappa_1} = \Pi_{\kappa_2} \Pi_{\kappa_1}$  будем называть пространственной четностью оператора  $B_{IM}^{\kappa_2 \kappa_1}$ . Тогда

$$\left. \begin{aligned}
 P B_{IM}^{\kappa_2 \kappa_1} P^{-1} &= \Pi_{\kappa_2 - \kappa_1} B_{IM}^{\kappa_2 \kappa_1}; \\
 T B_{I, M}^{\kappa_2 \kappa_1} T^{-1} &= \Pi_{\kappa_2 - \kappa_1} (-)^{I + M} B_{I, -M}^{\kappa_2 \kappa_1}
 \end{aligned} \right\} \quad (32)$$



Таким образом, компоненты  $B_{IM}^{\kappa_2 \kappa_1}$  обладают  $\Pi_{\kappa_2 - \kappa_1}$   $P$ -четностью, а тензор  $B_{IM}^{\kappa_1 \kappa_1}$  ( $I$  — целое) обладает  $\Pi_{\kappa_2 - \kappa_1}$   $(-)^I$   $T$ -четностью. В этом же самом случае целого  $I$  мы будем пользоваться иногда эрмитовыми комбинациями:

$$\left. \begin{aligned} O_{IM}^{\kappa_2 \kappa_1(+)} \\ iO_{IM}^{\kappa_2 \kappa_1(-)} \end{aligned} \right\} = B_{I, M}^{\kappa_2 \kappa_1} \pm (-)^M (B_{I, -M}^{\kappa_2 \kappa_1})^+, \quad (33)$$

причем  $O^{(\pm)}$  обладает  $T$ -четностью  $\pm \Pi_{\kappa_2 - \kappa_1} (-)^I$  согласно (32). В дальнейшем будем также использовать операторы числа фононов типа  $\mu$ :

$$\hat{n}_\mu = \sum_M B_{\mu|K_\mu|M}^+ B_{\mu|K_\mu|M} = B_{00}^{\mu\mu} \quad (34)$$

с собственным значением для состояния  $|\alpha IM\rangle$  равным  $n_\mu^\alpha$  и оператор  $K$ -числа [186], который выражается также через (34)

$$\hat{K} = \sum_M (-)^M R_{IM}^+ \hat{I}_{-M} = \sum_\mu K_\mu \hat{n}_\mu \quad (35)$$

с собственным значением  $K_\alpha$ .

Теперь можно увидеть замкнутость алгебры элементарных операторов  $B_{\mu|K_\mu|M}^+$ ,  $B_{\mu|K_\mu|M}$ ,  $R_{IM}^+$  (и  $R_{2M}^+$  для неполных полос),  $\hat{I}_M$ . Можно показать также полноту такой системы операторов в том смысле, что любой оператор перехода  $|\alpha_f I_f M_f\rangle \langle M_i I_i \alpha_i|$  в пространстве состояний всех полос можно построить через них, и это можно сделать в указанном выше нормальном порядке.

## 7. РАЗЛОЖЕНИЕ ФИЗИЧЕСКОЙ НАБЛЮДАЕМОЙ ПО ОПЕРАТОРАМ ПЕРЕХОДА

Алгебраический аппарат, приведенный выше, позволяет осуществить «феноменологию», которая строится не в связи с эмпирическими соображениями, а основана на разложении мультипольной физической наблюдаемой  $\hat{F}_{LM}$ . Конечно, в нашем выборе операторов перехода, объединяющих свойства фононов для описания вибраций [48] и  $D$ -функций для описания ротаций [151], заложены характеристики обобщенной модели как нулевое приближение. Такое разложение предложено и последовательно обобщено в работах [127, 186, 189, 190].

Введем тензор  $T_{LM} = \underbrace{\hat{\Pi} \dots \hat{\Pi}}_{LM} \hat{I}$  ( $L$  раз  $\hat{I}$ ), где  $\overline{LM}$  означает

связь множителей посредством коэффициентов Клебша — Гордана, в данном случае — последовательную связь соседних множителей до максимального углового момента. В частности  $T_{LL} =$

=  $(\hat{I}_{+1})^L$ , а любую компоненту  $T_{LM}$  можно получить из  $T_{LL}$  коммутацией с оператором  $\hat{I}_{-1}$ , понижающим вес в  $0(3)$ .

Тогда, учитывая полноту системы элементарных операторов перехода разд. 6 и применяя алгебру углового момента [187, 188], можно получить общее разложение любого неприводимого тензора по этим операторам

$$\hat{F}_{LM} = \sum_{\kappa_1, \kappa_2; \lambda_1, \lambda_2; L_2} f(\kappa_1, \kappa_2; \lambda_1, \lambda_2; L_2) (\hat{I}^2)^{\lambda_2} \underbrace{B_{L_2}^{\kappa_2 \kappa_1}}_{LM} T_{L_1} (\hat{I}^2)^{\lambda_1}; \quad (36)$$

где

$$L_2 = |K| + 1, |K| + 2, \dots, L; \quad \lambda_2 = 0, 1;$$

$$L_2 = |K|; \quad \lambda_2 = 0, 1, \dots, \min(2|K|, 2L); \quad L_1 = |L - L_2|.$$

Таким образом, в (36) связь происходит до максимального момента  $L = L_2 + L_1$ , если  $|K| < L$ , и до минимального  $L = L_2 - L_1$ , если  $|K| \geq L$ . Отметим симметрию выражения  $B_{L_2}, T_{L_1}$  в (36): хотя операторы  $B_{L_2}$  и  $T_{L_1}$  не коммутируют и мы можем поменять их местами. В (36) можно также использовать и элементарные операторы перехода путем

$$B_{LM}^{\kappa_2 \kappa_1} \sim \prod_{\mu} (B_{\mu|K_{\mu}|}^+)^{n_{\mu}^{\kappa_2}} \prod_{\mu} (B_{\mu|K_{\mu}|})^{n_{\mu}^{\kappa_1}} (R_2^+)^m [R_1^+]; \quad (37)$$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{L'' = |K_{\kappa_2} - \kappa_1|}$   
 $\underbrace{\hspace{10em}}_{L' = 2m + 1}$   
 $\underbrace{\hspace{10em}}_{L = L' + L'', M}$

и коэффициент пропорциональности можно найти применяя правила умножения разд. 6. Здесь связь до  $L'$  — это связь до максимально возможного значения  $2m$  или  $2m + 1$ , если  $L'$  — четное или нечетное; связь до  $L''$  происходит до минимально возможного значения, определяемого  $K = K_{\kappa_2 - \kappa_1}$  — числом в (29); связь до  $L$  — до максимального значения.

Разложением (36) можно решить основную проблему разделения кинематических и динамических эффектов. Действительно, любые ма комбинаций элементарных операторов перехода в правой стороне можно рассчитать алгебраически, применяя правила разд. 6, и они будут содержать всю кинематику зависимости от состояний, т. е. зависимость от спинов и чисел фононов. Вся динамика останется в их коэффициентах.

У нас есть два способа учитывать связь полос. Первый — использовать разложение гамилтониана, считая что базис  $|aIM\rangle$  неточный, и учитывать влияние смешивающих членов на энергии и состояния. Это путь близкий к обычному пути учета смешивания полос [151, 154]. Второй — использовать разложение мультиполь-

ных моментов, обуславливающих переходы, считая что базис точный, и получать поправки к вероятностям переходов из высших членов этого разложения. Оба пути исследуем в разд. 8 и 9.

## 8. МОДЕЛЬНЫЙ ГАМИЛЬТониАН ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ ПОЛОС

Идея получить «модельный» гамильтониан  $\hat{h}$  связанных полос, обрывая разложение (36) в частном случае нулевой мультипольности  $\hat{F}_{00} = \hat{h}$ , предложена в работе [186] и осуществлена в [191, 192]. Это позволяет найти энергии уровней пересекающихся полос и получить перенормировку вероятностей переходов феноменологически, подобно тому как это делается при учете смешивания полос силами Кориолиса [151, 154] подгонкой параметров  $\hat{h}$  к эксперименту. Однако такой подход можно соединить и с микроскопическими методами расчета параметров модельного гамильтониана, и, в частности, сил связи (см. разд. 11).

Ограничимся пространством четырех полос: основной ( $g$ ), однофононных ( $\beta$  или 0) и ( $\gamma$  или 2) и «суперполосы» ( $s$  или 1) с  $K^\pi = 1^+$  для осуществления пересечения полос в одноименной модели бэкбендинга [144, 145]. Применим к  $\hat{h}$  разложение (36) для  $L = 0$ , учитывая эрмитовость и  $T$ -четность. Ограничимся членами до четвертой степени включительно. Используем комбинации (33), но для удобства вычисления здесь и в следующем пункте перенормируем  $B$ , полагая его просто равным правой стороне (37). Немного видоизменим результат, введя операторы проектирования  $P(\hat{n}_\mu)$ ,  $\mu = 0, 1, 2$ , где  $P(n_\mu) = 0$  при  $n_\mu = 0$  и  $P(n_\mu) = 1$  при  $n_\mu = 1, 2, \dots$ , и оператор мягкого ротатора  $f^{-1}(\hat{I}^2)$ , задаваемый, например, (10), (11) или (12). Будем считать, что момент инерции многофононных полос одного типа  $\mu$  такой же, как и однофононной полосы  $J_\mu$ , т. е. его изменения, например из-за влияния блокировки на спаривание [40], насыщаются уже одним фононом. Тогда

$$\begin{aligned} \hat{h} = & (2J)^{-1} \hat{I}^2 + \sum_{\mu=0, 1, 2} \{[(2J_\mu)^{-1} - (2J)^{-1}] P(\hat{n}_\mu) \hat{I}^2 + \omega_\mu \hat{n}_\mu\} + \\ & + \chi_0 O_{00}^{\beta g(+)} \hat{I}^2 + \chi_1 \sqrt{\frac{3}{2}} \underbrace{O_1^{sg(+)} T_1}_{00} + \chi_2 \sqrt{5} \underbrace{O_2^{yg(+)} T_2}_{00} + \\ & + \chi_{10} \sqrt{\frac{3}{2}} \underbrace{O_1^{\beta(+)} T_1}_{00} + \chi_{12} \sqrt{\frac{5}{2}} \underbrace{O_1^{s\gamma(+)} T_1}_{00} + \chi_{20} \sqrt{5} \underbrace{O_2^{\gamma\beta(+)} T_2}_{00}. \end{aligned} \quad (38)$$

Первая строка — это просто модельный гамильтониан мягкого ротатора плюс гармонических вибраторов с учетом разных моментов инерции основного и возбужденных состояний, вторая — это

связь основной полосы с однофононными и третья — связь однофононных полос между собой.

Покажем возможность диагонализации  $\hat{h}$  из (38) в пространстве многофононных полос, ограничиваясь для простоты операторами рождения однофононных состояний  $B_{\mu K \mu}^+$  только с  $K_{\mu} \geq 0$ . Для построения многофононных состояний удобнее использовать следующие операторы рождения  $\beta$ -,  $s$ - и  $\gamma$ -фононов:

$$b_0^{\dagger} = B_{\beta 0 0}^{\dagger} \hat{I}^2 \quad b_1^{\dagger} = \underbrace{B_{s 1}^{\dagger}}_{00} T_1 \quad b_2^{\dagger} = \underbrace{B_{\gamma 2}^{\dagger}}_{00} T_2, \quad (39)$$

так как 1) будучи скалярами они не меняют спина  $I$  состояния, и 2)  $\hat{h}$  из (38) можно выразить очень просто через них. После этого будет видно, что  $\hat{h}$  не выводит за пространство базисных многофононных состояний

$$|\alpha, IM\rangle = |n_0 n_1 n_2, IM\rangle = N_{\alpha} (b_0^{\dagger})^{n_0} (b_1^{\dagger})^{n_1} (b_2^{\dagger})^{n_2} |0, IM\rangle, \quad (40)$$

где  $N_{\alpha}$  — нормированный множитель;  $K = K_{\alpha} = K_{n_1 n_2} = 0 \cdot n_0 + 1 \cdot n_1 + 2 \cdot n_2$ . После достаточно долгой работы по выяснению алгебры  $b_{\mu}^{\dagger}$ ,  $b_{\mu}$  на основании правил разд. 6 можно рассчитать нормировку  $N_{\alpha}$  и с ее помощью найти матрицу  $\hat{h}$  в базисе (40), где для простоты обозначений опустим  $IM$ ;  $D(I, K) = I(I + 1) - K(K + 1)$ :

$$\begin{aligned} \hat{h} |n_0 n_1 n_2\rangle = & \left[ (2J)^{-1} D(I, 0) + \right. \\ & + \sum_{\mu=0, 1, 2} \left\{ [(2J_{\mu})^{-1} - (2J)^{-1}] P(n_{\mu}) D(I, 0) + \omega_{\mu} n_{\mu} \right\} |n_0 n_1 n_2\rangle + \\ & + \chi_0 D(I, 0) [n_0^{1/2} |n_0 - 1 n_1 n_2\rangle + (n_0 + 1)^{1/2} |n_0 + 1 n_1 n_2\rangle] + \\ & + \frac{1}{2} \chi_1 [(n_1 D(I, K - 1))^{1/2} |n_0 n_1 - 1 n_2\rangle + \\ & + ((n_1 + 1) D(I, K))^{1/2} |n_0 n_1 + 1 n_2\rangle] + \\ & + \frac{1}{2} \chi_2 [(n_2 D(I, K - 1) D(I, K - 2))^{1/2} |n_0 n_1 n_2 - 1\rangle + \\ & + ((n_2 + 1) D(I, K + 1) D(I, K))^{1/2} |n_0 n_1 n_2 + 1\rangle] + \\ & + \frac{1}{2} \chi_{10} [((n_0 + 1) n_1 D(I, K - 1))^{1/2} |n_0 + 1 n_1 - 1 n_2\rangle + \\ & + (n_0 (n_1 + 1) D(I, K))^{1/2} |n_0 - 1 n_1 + 1 n_2\rangle] - \\ & - \frac{1}{2} \chi_{12} [((n_1 + 1) n_2 D(I, K - 1))^{1/2} |n_0 n_1 + 1 n_2 - 1\rangle + \\ & + (n_1 (n_2 + 1) D(I, K))^{1/2} |n_0 n_1 - 1 n_2 + 1\rangle] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{1}{2} \chi_{20} [((n_0 + 1) n_2 D(I, K - 1) D(I, K - 2))^{1/2} |n_0 + 1 n_1 n_2 - 1\rangle + \\
 & + (n_0 (n_2 + 1) D(I, K + 1) D(I, K))^{1/2} |n_0 - 1 n_1 n_2 + 1\rangle]. \quad (41)
 \end{aligned}$$

В частных случаях ее можно расщепить и увидеть физический смысл решения, воспроизводящего пересечения полос и тем самым бэкбендинг [192].

В общем случае эту достаточно простую матрицу можно диагонализировать числовым расчетом во всем пространстве многофононных полос. Параметры можно подогнать к экспериментальным энергиям пересекающихся полос. Предварительные результаты для ядра  $^{166}\text{Dy}$  показывают, что в отличие от простого применения ротационно-вибрационной модели [150], здесь получается удовлетворительное описание энергий района ирраст-полосы, т. е. уровней ирраст-линии и близких к ней.

### 9. МУЛЬТИПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ

Теперь применим разложение (36) к расчету приведенных мультипольного оператора перехода  $\hat{F}_{LM}$ , и таким образом — приведенных вероятностей перехода (19). Это второй подход, обратный обычному подходу смешивания полос [154]. Таким образом мы сможем: 1) воспроизвести, в частности, результаты обобщенной модели [151], и 2) дать самый общий вид отклонений от них, обобщая [154]. Общий вид адиабатических отклонений в одной полосе выведен в [186], в пространстве основной и однофононных полос — в [189] и в пространстве многофононных полос — в [190]. Сравнение отклонений от правил Алаги [152] для  $E2$ -момента в одной полосе со стандартно полученными отклонениями на основе роторной модели [154] дано в работе [193], в пространстве  $g$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -полос — в [191], а в работе [194] этот результат обобщен с включением четвертой  $s$ -полосы ( $K^\pi = 1^+$ ).

Применяя алгебру операторов перехода разд. 6 и углового момента [187, 188], находим пмэ  $\hat{F}_{LM}$  [190]:

$$\begin{aligned}
 & \langle I_f \alpha_f || \hat{F}_L || \alpha_i I_i \rangle = \\
 & = \sum_{\substack{\kappa_2 \leq \alpha_f, \kappa_1 \leq \alpha_i; \lambda_1, \lambda_2; L_2; \\ \alpha_f - \kappa_2 = \alpha_i - \kappa_1}} f(\kappa_1, \kappa_2; \lambda_1, \lambda_2; L_2) N(\alpha_f, \kappa_2) N(\alpha_i, \kappa_1) \times \\
 & \quad \times (-)^{I_f - K_{\alpha_f}} [(2I_f + 1)(2I_i + 1)]^{1/2} \left( -K_{\alpha_f} K_{\kappa_2 - \kappa_1} K_{\alpha_i} \right) \times \\
 & \quad \times 2^{-L_1/2} L_1! \left[ \frac{(2I_i + L_1 + 1)!}{(2L_1)! (2I_i - L_1)!} \right]^{1/2} \times \\
 & \quad \times [I_f (I_f + 1)]^{\lambda_2} [I_i (I_i + 1)]^{\lambda_1} (-)^{I_f + I_i + L} [2L + 1]^{1/2}, \quad (42)
 \end{aligned}$$

где

$$L_2 = |K_{\kappa_2 - \kappa_1}| + 1, |K_{\kappa_2 - \kappa_1}| + 2, \dots L; \lambda_2 = 0, 1;$$

$$L_2 = |K_{\kappa_2 - \kappa_1}|; \lambda_2 = 0, 1 \dots \min(2|K_{\kappa_2 - \kappa_1}|, 2L); L_1 = |L - L_2|.$$

Применим [191, 194] (36) и (42) к случаю, когда оператор  $\hat{F}_{LM}$  — эрмитов и  $T$ -четный,  $L = 2, 4, \dots$ ; примером является  $E2$ -,  $E4$ -, ... моменты. Ограничимся пространством  $g$ -,  $\beta$ -,  $s$ -, и  $\gamma$ -полос в четно-четных ядрах и переходами между ними. Оборотом разложение (36) до членов второй степени. Степень  $R^+$ -операторов не считается, а степень членов с коммутаторами считается такой, какой она есть после выполнения коммутации. Эти правила связаны с порядком малости соответствующего члена. Величины  $B_{[K]M}^{\kappa_2 \kappa_1}$  считаем перенормированными, как объяснено в тексте к формуле (38). В результате [...] означает коммутатор, а {...} — антикоммутатор, члены \* важны только для  $ML$ -момента):

$$\begin{aligned} \hat{F}_{LM} = & a_0 R_{LM}^+ + \frac{a_2}{2} \{R_{LM}^+, \hat{I}^2\} + \frac{a_3}{2} \{R_{L-1}^+, T_1\}^{(*)} + \\ & + \frac{a_4}{2} \{R_{L-2}^+, T_2\} + b_0 O_{00}^{\beta g(+)} R_{LM}^+ + \frac{b_1}{2i} O_{00}^{\beta g(-)} [R_{LM}^+, \hat{I}^2] + \\ & + \frac{b_3}{2} O_{00}^{\beta g(+)} \{R_{L-1}^+, T_1\}^{(*)} + c_0 O_1^{sg(+)} R_{L-1}^+ + \\ & + \frac{c_1}{2i} [O_1^{sg(-)} R_{L-1}^+, \hat{I}^2] + \frac{c_3}{2} \{O_1^{sg(+)} R_{L-2}^+, T_1\} + \\ & + d_0 O_2^{\gamma g(+)} R_{L-2}^+ + \frac{d_1}{2i} [O_2^{\gamma g(-)} R_{L-2}^+, \hat{I}^2] + \\ & + \frac{d_3}{2} \{O_2^{\gamma g(+)} R_{L-3}^+, T_1\} + b B_{00}^{\beta\beta} R_{LM}^+ + c B_{00}^{ss} R_{LM}^+ + \\ & + d B_{00}^{\gamma\gamma} R_{LM}^+ + f_0 O_1^{s\beta(+)} R_{L-1}^+ + g_0 O_1^{s\gamma(+)} R_{L-1}^+ + h_0 O_2^{\gamma\beta(+)} R_{L-2}^+. \end{aligned} \quad (43)$$

Из (42) иллюстрированы в табл. 2 для случая  $L = 2$  ( $E2$ -момент) оператора  $\hat{F}_{2M} = \hat{Q}_{2M}$  из формулы (43). Из табл. 2 видно, что известные коэффициенты, определяющие отклонения от правила Алаги для  $g - g$ ,  $g - \beta$ - и  $g - \gamma$ -переходов, дополненные

Приведенные матричные элементы  $E2$ -момента между состояниями  $g$ -,  
 $\beta$ -,  $s$ - и  $\gamma$ -полос

Т а б л и ц а 2

Переход				Приведенный матричный элемент $\langle I_f \alpha_f    \hat{F}_{L=2}    \alpha_i I_i \rangle$
$\alpha_f$	$\alpha_i$	0-й по- рядок	1-й порядок	2-й порядок
$g$	$g$	$a_0^*$		$+\frac{1}{2} a_2 [I_f (I_f + 1) + I_i (I_i + 1)] -$ $-2 \sqrt{\frac{2}{3}} a_4 \left[ I (I + 1) - \frac{3}{4} \right] \delta_{if}$
$\beta$	$\beta$	$a_0^*$		$+b^* + \frac{1}{2} a_2 [I_f (I_f + 1) + I_i (I_i + 1)] -$ $-2 \sqrt{\frac{2}{3}} a_4 \left[ I (I + 1) - \frac{3}{4} \right] \delta_{if}$
$s$	$s$	$a_0^*$		$- \sqrt{\frac{1}{3}} c^* + \frac{1}{2} a_2 [I_f (I_f + 1) + I_i (I_i + 1)] -$ $-2 \sqrt{\frac{2}{3}} a_4 \left[ I (I + 1) - \frac{3}{4} \right] \frac{I (I + 1)}{I (I + 1) - 3 \times 1^2} \delta_{if}$
$\gamma$	$\gamma$	$a_0^*$		$+ \sqrt{\frac{1}{5}} d^* + \frac{1}{2} a_2 [I_f (I_f + 1) + I_i (I_i + 1)] -$ $-2 \sqrt{\frac{2}{3}} a_4 \left[ I (I + 1) - \frac{3}{4} \right] \times$ $\times \frac{I (I + 1)}{I (I + 1) - 3 \times 2^2} \delta_{if}$
$g$	$\beta$		$b_0^*$	$- \frac{1}{2} b_1 [I_f (I_f + 1) - I_i (I_i + 1)]$
$g$	$s$		$- \sqrt{\frac{1}{2}} c_0^*$	$+ \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2}} c_1 [I_f (I_f + 1) - I_i (I_i + 1)] -$ $- \sqrt{\frac{1}{2}} c_3 [I_i \delta_{I_f, I_i+1} - (I_i + 1) \delta_{I_f, I_i-1} +$ $+ \frac{(2I-1)(2I+3)}{3} \delta_{if}]$
$g$	$\gamma$		$d_0^*$	$- \frac{1}{2} d_1 [I_f (I_f + 1) - I_i (I_i + 1)]$
$s$	$\beta$			$\sqrt{\frac{1}{2}} f_0^*$
$s$	$\gamma$			$\sqrt{\frac{3}{10}} g_0^*$
$\beta$	$\gamma$			$h_0^*$

Примечание: В единицах  $(-)^{I_f - K_f} [(2I_f + 1)(2I_i + 1)]^{1/2} \begin{pmatrix} I_f & L=2 & I_i \\ -K_f & K_f & -K_i & K_i \end{pmatrix}$

\* Помечены адиабатические члены обобщенной модели [151]. В членах с  $\delta_i$ :  $I = I_f = I_i$  [191, 194].

введенным нами  $\delta$ , связаны с коэффициентами разложения (43) следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= a_2/a_0; \quad \zeta_0 = 2z_0 = -b_1/b_0; \\ \delta &= a_4/a_0; \quad \zeta_2 = z_2 = -d_1/d_0. \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

С помощью (42) и табл. 2 можно решить проблему разделения кинематических эффектов от динамических. Кинематика или зависимость от начального и конечного состояний посредством спинов  $I_i, I_f$  и чисел фононов  $\alpha_i, \alpha_f$  рассчитана эксплицитно. Вся динамика осталась в независящих от состояний  $f$  коэффициентах. Далее видно, что вывод пмэ сделан модельно-независимым образом, в отличие от известных выводов [154]. Формула (42) воспроизводит адиабатические пмэ обобщенной модели [151] или правила Алаги (20) [152], если симметризовать состояние и взять в (42) только члены  $\lambda_1 = \lambda_2 = 0, L_2 = \bar{L}$ . И наконец, формула (42) обобщает известные результаты [154] об отклонениях от правил Алаги в двух аспектах: 1) зависимость от спинов состояний  $I_i, I_f$  получена без ограничений работы [154] и 2) получена зависимость от чисел фононов  $\alpha_i, \alpha_f$ .

### 10. ОБОБЩЕННЫЙ МЕТОД УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ

Метод уравнений движения [48] для вибраций [см. (2)] можно обобщить в случае связанных мод [195]. Рассмотрим базис пространства многочастичных состояний ядра: он может быть например  $|\alpha IM\rangle$  (см. разд. 6). Здесь его обозначим проще как  $|\alpha\rangle, |\beta\rangle$ . Будем его отличать от обычно используемого деформированного базиса: вакуум ХФБ  $|j\rangle$  и квазичастичные возбужденные состояния  $|i\rangle, |k\rangle$ . Обозначим все операторы перехода, рассмотренные в разд. 6, через  $\hat{r}_\mu$ , откуда видно, что их мэ, т. е.  $r_{\alpha\beta}^{(\mu)}$ , известны по определению в базисе  $|\alpha\rangle$ :

$$\hat{r}_\mu = \sum_{\alpha\beta} r_{\alpha\beta}^{(\mu)} |\alpha\rangle \langle\beta|, \quad (45)$$

но не в базисе  $|i\rangle$ . Найти их в базисе  $|i\rangle$  значит найти квазичастичную структуру по примеру нахождения  $y, z$  коэффициентов (1). Наоборот, наши физические наблюдаемые  $\hat{F}_{LM}$  известны в базисе  $|i\rangle$ . Это, например, двухчастичный  $\hat{H}$  или одночастичные  $EL-, ML$ -моменты  $\hat{Q}_{LM}, \hat{M}_{LM}$ . В базисе  $|\alpha\rangle$  предложен только общий вид их разложения (36), но они пока неизвестны, так как неизвестны коэффициенты  $f$ . Вместо того, чтобы искать, как обычно, связь базисов  $|\alpha\rangle$  и  $|i\rangle$ , может оказаться проще найти структуру  $\hat{r}_\mu$  в  $|i\rangle$ , и в конце концов прямо структуру  $\hat{F}$  в  $|\alpha\rangle$ , это и решит проблему.



Начнем с проблемы структуры  $\hat{r}_\mu$  в базисе  $|i\rangle$ . Допустим, что параметры  $p = \{p_j\}$ , от которых зависит  $\hat{h} = \hat{h}(p)$ , подобраны таким образом, чтобы для пространства определенных низколежащих состояний  $|\alpha\rangle$ ,  $\alpha \in D$ , у  $\hat{h}$  были теми же самые собственные состояния и энергии, как и у  $\hat{H}$ . Тогда, если  $|\rangle$  — любая линейная комбинация  $|\alpha\rangle$ ,  $\alpha \in D$ , то

$$(\hat{H} - \hat{h})|\rangle = 0. \tag{46}$$

Допустим, что мы выбрали  $r_\mu$ , выполняющие операторное уравнение

$$[\hat{H} - \hat{h}, r_\mu] = 0, \tag{47}$$

которое и представляет собой наше обобщенное уравнение движения. Уравнение (47) необходимо и достаточно для того, чтобы у  $\hat{r}_\mu$  не было мэ, связывающих пространство  $D_n$  собственных состояний  $\hat{H} - \hat{h}$  с собственным значением  $E_n$  и с любым другим  $D_m$ ,  $E_m \neq E_n$ . В частности, (47) достаточно для того, чтобы у  $\hat{r}_\mu$  не было мэ, связывающих  $D = D_0$ ,  $E_0 = 0$  с  $D = \sum_{n \neq 0} D_n$ ,  $E_n \neq 0$ .

Если мы нашли одно состояние  $|\rangle$ , удовлетворяющее (46), и решения динамических уравнений (47), удовлетворяющие дополнительным кинематическим условиям (45), то можно восстановить весь базис  $|\alpha\rangle$  пространства  $D$ . Это следует из полноты  $\hat{r}_\mu$  (см. разд. 6). На практике  $|\rangle$  отождествляется в первом приближении с вакуумом ХФБ  $|\rangle$  для  $\hat{H} - \hat{h}$  (иногда и в нулевом приближении — просто для  $\hat{H}$ ). Включение  $\hat{h}$  означает решать проблему ХФБ для  $\hat{H}$  с ограничениями, накладываемыми разными членами  $\hat{h}$  из (38), физический смысл которых выясним ниже.

Обратимся теперь к выбору микроскопического гамильтониана  $\hat{H}$ . Хотя метод позволяет брать  $\hat{H}$  в общем виде, выражения сильно упрощаются, если ограничиться факторизуемыми взаимодействиями. Поэтому

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_P + \hat{H}_Q, \tag{48}$$

где  $\hat{H}_0$  — диагональная часть ХФБ

$$\hat{H}_0 = \sum_{\sigma=p, n} \lambda_\sigma \hat{N}_\sigma = \sum_j E_j \alpha_j^\dagger \alpha_j; \tag{49}$$

$\hat{H}_P$  — вообще мультипольное спаривание [51]

$$\hat{H}_P = -\frac{1}{4} \sum_{\substack{\lambda \\ \mu = -\lambda \\ \lambda; \sigma=p, n}} g_{\lambda\mu}^\sigma : \hat{P}_{\lambda\mu}^\sigma \hat{P}_{\lambda\mu}^\sigma : \tag{50}$$

$\hat{H}_Q$  включает кроме мультипольного ( $\tau = +$ ) также и спин-муль-

тиположное ( $\tau = -$ ) взаимодействие [40].

$$\hat{H}_Q = -\frac{1}{2} \sum_{\substack{\lambda \\ \mu=-\lambda \\ \lambda; \tau=\pm; \sigma, \sigma'=p, n}} \kappa_{\lambda\mu}^{\tau\sigma\sigma'} : \hat{Q}_{\lambda\mu}^{\tau\sigma+} \hat{Q}_{\lambda\mu}^{\tau\sigma'} : \quad (51)$$

Обозначение: . . . в (50) и (51) подразумевает нормальное произведение относительно квазичастиц Боголюбова, т. е. остаточное взаимодействие, полученное вычитанием ХФБ части, так как последняя должна воспроизводиться с помощью формулы (49). В необменном приближении это означает вычесть из каждого  $\hat{P}$ -,  $\hat{Q}$ -оператора его среднее по вакууму ХФБ  $|\lambda\rangle$ .

В детальных формулах разд. 11 и практических расчетах разд. 12 и 13 ограничимся монопольным спариванием:  $\hat{P}_{\sigma}^{\sigma}, g_{00}^{\sigma} = G_{\sigma}$  и квадрупольным взаимодействием:  $\hat{Q}_{2\mu}^{\sigma}, \kappa_{2\mu}^{+\sigma\sigma'} = \kappa_{\mu}^{\sigma\sigma'}$  [40], а к более общему виду вернемся в разд. 14.

### 11. ОБОБЩЕННАЯ МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ

Хорошо известное понятие обобщенной матрицы плотности [40]  $\kappa_{ij} = \langle |\hat{\kappa}_{ij}| \rangle$ , где операторная матрица

$$\hat{\kappa}_{ij} = \begin{pmatrix} \hat{\rho}_{ij} & -\hat{\sigma}_{ij}^+ \\ \hat{\sigma}_{ij}^+ & \delta_{ij} - \hat{\rho}_{ij}^+ \end{pmatrix} \quad (52)$$

и  $\hat{\rho}_{ij} = a_i^{\dagger} a_j$ ,  $\hat{\sigma}_{ij} = a_i a_j$ , оказывается очень удобным для работы не только с одночастичными  $\hat{Q}$ -операторами (51), но и с несохраняющими число частиц  $\hat{P}$ -операторами (50). Если  $|\lambda\rangle$  — квазичастичный вакуум, то матрицы  $\rho_{ij}$  и  $\sigma_{ij}$  связаны из-за соотношения  $\kappa^2 = \kappa$  [40].

Этот метод можно скомбинировать с методом когерентных состояний [108—110]. Подходящее состояние для одной ротационной полосы впервые введено в работе [186]. Далее оно обобщено на комплексные угловые моменты [189] и на три [191] и четыре [194] взаимодействующие полосы. Для конкретности рассмотрим четыре связанные полосы в деформированных четно-четных ядрах: основную ( $g$ ),  $\beta$ -вибрационную ( $\beta$ ), суперполосу ( $s$ ) и  $\gamma$ -вибрационную ( $\gamma$ ) [191, 194]. Уточним сначала элементарные операторы перехода и их комбинации, которыми будем пользоваться. Кроме компонент углового момента  $\hat{I}_M$ , введем и следующие «выбранные» элементарные операторы:

$$\left. \begin{aligned} r_r^{(+)} &= \frac{i}{\sqrt{6}} (R_{\frac{1}{2}, 1}^+ + R_{\frac{1}{2}, -1}^+); & r_r^{(-)} &= \frac{1}{i} r_r^{(+)}; \\ r_{\mu}^{(\pm)} &= \frac{(\pm)^K}{1 + \delta_{K, 0}} (O_{K, K}^{\mu g (\pm (-)^K)} + (-)^K O_{K, -K}^{\mu g (\pm (-)^K)}); \\ \mu &= \beta, s, \gamma; & K &= |K_{\mu}| = 0, 1, 2. \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

Из них семь:  $\hat{r}_r^{(+)}$ ,  $\hat{r}_\mu^{(\pm)}$ ,  $\mu = \beta$ ;  $s, \gamma$  — эрмитовы и  $T$ -четные;  $\hat{r}_r^{(-)}$  — антиэрмитовы и  $T$ -нечетный. Введем когерентное состояние

$$|x\rangle = \exp \left[ i \sum_{\substack{\kappa=r, \beta, s, \gamma \\ \varepsilon=\pm, -}} x_\kappa^\varepsilon \hat{r}_\kappa^{(\varepsilon)} \right] | \rangle \quad (54)$$

и расширенную матрицу плотности с усреднением по  $|x\rangle$  вместо по  $| \rangle$

$$\begin{aligned} \kappa_{ij}(x) &= \langle x | \hat{\kappa}_{ij} | x \rangle = \\ &= \sum_{v_r^\pm, v_\beta^\pm, v_s^\pm, v_\gamma^\pm} \kappa_{ij}^{(v_r^\pm, v_\beta^\pm, v_s^\pm, v_\gamma^\pm)}(x_\gamma^-) v_r^+ \dots (x_\sigma^-)^{v_\gamma^-}. \end{aligned} \quad (55)$$

В правой части (55) фигурируют  $\kappa_{ji}^{(v_r^\pm, v_\beta^\pm, v_s^\pm, v_\gamma^\pm)}$ , пропорциональные  $v_r^\pm, v_\beta^\pm, v_s^\pm, v_\gamma^\pm$  -й производной по параметрам  $x_r^\pm, x_\beta^\pm, x_s^\pm, x_\gamma$ . Физический смысл  $x$ -параметров выясняется с помощью

$$\left. \begin{aligned} \langle x | \hat{I}^2 | x \rangle &= \langle | \hat{I}^2 | \rangle + (x_r^+)^2, \quad (x_r^- = 0); \\ \langle x | \hat{n}_\mu | x \rangle &= \langle | \hat{n}_\mu | \rangle + \frac{2}{1 + \delta_{\kappa, 0}} [(x_\mu^+)^2 + (x_\mu^-)^2], \quad \mu = \beta, s, \gamma. \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

Таким образом, состояние (54) не только не сохраняет углового момента, но не сохраняет также и чисел фононов.

Сейчас мы в состоянии сформулировать единую микроскопическую теорию связанных ротационно-вибрационных мод. Для  $\hat{F}_{LM}$  —  $EL$ -момента ( $L = 2, 4, \dots$ ) можно применить технику, изложенную в разд. 6, и углового момента, рассмотренную в работах [187, 188]. После длительных преобразований можно определить все коэффициенты разложения (43), и таким образом (см. табл. 2), как линейные комбинации трейсов  $\text{Tr} (F_{LM} \rho^{(v_r^\pm \dots v_\gamma^\pm)})$ . Они приведены эксплицитно в работах [155, 189, 191, 194]. Единый подход проиллюстрирован схематически на рис. 5 для трех полос вместе с порядком эффекта (степенью  $x$ -параметров).

Эксплицитные микроскопические выражения для трейсов (см. рис. 5) можно найти, комбинируя методы, изложенные в разд. 10 и 11. Это приводит к динамическому уравнению

$$\langle x | [\hat{\kappa}_{ij}, \hat{H} - \hat{h}] | x \rangle = 0. \quad (57)$$

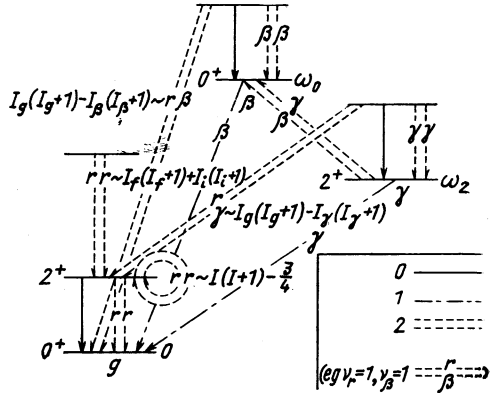
В работе [155] были найдены трейсы для одной полосы и в [191] — для трех связанных полос, а с обобщением на четвертую суперполосу — в работе [194]. Совместно с кинематическими условиями (56) решения (57) приводят к полному микроскопическому определению коэффициентов разложения модельного гамильтониана (38) и  $EL$ -моментов (43) и табл. 2, т. е. к возможности достаточно простых расчетов всех энергетических и вероятностных эффектов.

Формулы нулевого и первого порядка без учета суперполосы, как показано в работе [191], полностью воспроизводят результаты

ПХФ для вибраций и К — для ротации [40] (см. расчеты в разд. 12) Однако учет суперполосы приводит к перенормировке результатов ПХФ и К [194]. Такая перенормировка происходит даже без

Рис. 5. Статические и вероятностные эффекты  $E2$ -момента  $\hat{Q}_{2M}^p$  до второго порядка в разложении матрицы плотности, для трех полос: основной ( $g$ ), бета ( $\beta$ ) и гамма ( $\gamma$ ) в четно-четных ядрах:

матричный элемент, определяющий эффект, пропорционален  $\text{Tr} (Q_{2M}^p v_r v_\beta v_\gamma)$ , а порядок эффекта  $v = v_r + v_\beta + v_\gamma = 0, 1, 2$  ( $v_\mu = v_\mu^+ + v_\mu^-$ ) и его тип (ротация  $r$ ,  $\beta$ -вибрация  $\beta$  и  $\gamma$ -вибрация  $\gamma$  [191])



учета суперполосы, если принять во внимание члены «прямой» связи с  $\chi$ -коэффициентами в модельном гамильтониане (38) [196]. Формулы второго порядка позволяют рассчитать эффекты ротационно-вибрационной связи, например адиабатические поправки к правилам Алаги (см. разд. 13) и отклонения во внутренних моментах внутри и между полосами [191].

## 12. КОЛЛЕКТИВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

Отметим следующие адиабатические параметры, связанные с энергиями уровней и с  $E0$ -,  $M1$ -,  $E2$ -моментами для протонной ( $p$ ) и нейтронной ( $n$ ) системы: среднеквадратичный радиус  $r^2$ , внутренний квадрупольный момент  $Q$ , момент инерции  $J$ , коллективное гироманнитное отношение  $g_R$  и  $B(E2)$  — приведенные вероятности  $E2$ -переходов  $g0 \rightarrow \beta 2 B_{g\beta}$  и  $g0 \rightarrow \gamma 2 B_{g\gamma}$ . В едином формализме разд. 11 их можно рассчитать [197], применяя деформированный базис Вудса — Саксона [198] и спаривание плюс квадрупольное взаимодействие [40]. Классифицируем, согласно рис. 5,  $r^2$ ,  $Q$  как эффекты нулевого, а остальные  $J$ ,  $g_R$ ,  $B_{g\beta}$  и  $B_{g\gamma}$  — как эффекты первого порядка. Как сказано в конце разд. 11, для них такой подход не будет отличаться от стандартных ПХФ и крекинг подходов, за исключением индивидуального подбора параметров взаимодействия (см. разд. 13).

Расчеты  $r^2$ ,  $Q$  проводились многократно [40], причем результат связан с выбором параметров ямы Вудса — Саксона [198] и с проблемой соотношения размеров и деформаций ямы потенциала

по отношению к заряду. Эмпирическую информацию можно получить для  $r^2$  — из [199], и для  $Q$  — из [200]. Не будем приводить здесь результаты расчетов [197], указывая только на то, что теоретические значения систематически ниже экспериментальных на 10—15%. Не будем останавливаться и на результатах расчетов  $B_{g\beta}$  и  $B_{g\gamma}$ . Эмпирическую информацию можно найти в [69, 23, 201]. Можно добиться количественного согласия введением эффективных зарядов, физические причины и числовые аспекты которых подробно рассмотрены в [40]. В расчетах, проведенных группой В. Г. Соловьева, есть указания на то, что можно обойтись и без таких зарядов, если ввести квадрупольное взаимодействие  $\kappa_{\mu}^{pp} = \kappa_{\mu}^{nn} \neq \kappa_{\mu}^{pn}$ .

На основании крекинг модели сделаны расчеты момента инерции и коллективного гиромангнитного отношения. Для них эмпирическую информацию можно получить: для  $J$  — из энергий  $2^+$ -состояний [202], и для  $g_R$  — из [203]. Расчеты в одночастичном базисе Нильсона показали, что большое расхождение (в 2—3 раза) для момента инерции с экспериментом устранено введением спаривания, однако теоретические значения систематически (на 10—30%) ниже экспериментальных [204—206]. Расчеты в более реалистическом базисе Вудса — Саксона [206а, 206б, 197] показывают, что по сравнению с базисом Нильсона теоретические значения  $J$  еще больше занижаются, в среднем на 30% по отношению к эксперименту (табл. 3), также рассчитаны и коллективные гиромангнитные отношения  $g_R$ . В отличие от  $J$ , представляющего поведение обеих систем протонов ( $p$ ) и нейтронов ( $n$ ),  $g_R$  чувствительно к отношению момента инерции  $p$  к общему при отсутствии спиновой поляризации.

Итак, старая проблема момента инерции не решена в течение 15 лет и до сих пор. Мультипольные взаимодействия не влияют вследствие временной четности мультипольного оператора. Спирально-мультипольные взаимодействия, которые дают поправку порядка расхождения [207], из-за ошибочного знака константы на самом деле дадут ухудшение, вместо улучшения, как утверждалось в работе [207]. С другой стороны, квадрупольное спаривание приводит к улучшению опять такого порядка [51]. Однако совпадение с экспериментом [51] фиктивное, так как при последовательном учете обоих эффектов они компенсируются [208]. С другой стороны, поправка в работе [209] эквивалентна учету ротационных корреляций в основном состоянии [210, 211] и опять приводит к фиктивному улучшению, которое компенсируется ухудшением такого же порядка вследствие учета адиабатики вращения [211, 212]. Отметим в связи с компенсацией взаимодействий разного типа новую работу Вакаи и Фэслера (см. разд. 15), в которой утверждаются изменения картины, но нет изменений окончательного вывода.

Момент инерции  $J$  и коллективное гиромангнитное отношение  $g_R$

Т а б л и ц а 3

Ядро	ThWS			ThN		Эксперимент	
	$J$	$g_R^{\text{free}}$	$g_R^{\text{pol}}$	$J$	$g_R^{\text{pol}}$	$J$	$g_R$
$^{152}_{62}\text{Sm}$	18,922	0,429	0,425	19,9	0,44	24,637	0,370
$^{154}_{62}\text{Sm}$	22,494	0,437	0,432	25,75	0,38	36,563	0,377
$^{154}_{64}\text{Gd}$	18,649	0,426	0,422	19,6	0,48	24,363	0,375
$^{156}_{64}\text{Gd}$	23,009	0,388	0,389	25,2	0,39	33,720	0,373
$^{158}_{64}\text{Gd}$	26,088	0,387	0,389	29,4	0,36	37,731	0,342
$^{160}_{66}\text{Dy}$	21,225	0,366	0,372	25,85	0,37	34,566	0,364
$^{162}_{66}\text{Dy}$	23,454	0,334	0,345	26,15	0,38	37,193	0,350
$^{164}_{66}\text{Dy}$	25,833	0,265	0,283	26,05	0,39	40,876	0,342
$^{164}_{68}\text{Er}$	21,156	0,362	0,369	25,9	0,38	32,826	0,352
$^{166}_{68}\text{Er}$	24,536	0,317	0,329	27,9	0,36	37,235	0,316
$^{168}_{68}\text{Er}$	26,940	0,325	0,333	29,8	0,34	37,593	0,324
$^{170}_{68}\text{Er}$	28,693	0,276	0,289	31,6	0,31	37,831	0,332
$^{170}_{70}\text{Yb}$	24,185	0,334	0,342	30,0	0,36	35,604	0,334
$^{172}_{70}\text{Yb}$	26,492	0,311	0,319	32,8	0,34	38,387	0,324
$^{174}_{70}\text{Yb}$	26,397	0,304	0,315	33,45	0,32	39,241	0,333
$^{176}_{70}\text{Yb}$	27,119	0,291	0,304	30,45	0,35	36,527	0,325
$^{174}_{72}\text{Hf}$	22,704	0,283	0,294	30,5	0,34	32,963	—
$^{176}_{72}\text{Hf}$	24,088	0,268	0,281	31,45	0,30	33,967	0,266
$^{178}_{72}\text{Hf}$	23,601	0,283	0,298	28,05	0,32	32,199	0,267

Примечание. Расчет (Th) для свободных нуклонов  $g_R^{\text{free}}$  ( $g_S - g_S^{\text{free}}$ ) и с перенормировкой на поляризационные эффекты  $g_R^{\text{pol}}$  ( $g_S = 0,6 g_S^{\text{free}}$  [206] в базисе Вулса—Саксона (WS) [197] и Нильсона (N) [206]. Средние экспериментальные погрешности 0,05—0,3% для  $J$  и 2—5% для  $g_R$ .

13. АНАДИАБАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДРАХ

В литературе учтены разные адиабатические эффекты в К-модели, которые дают изменения момента инерции со спином, или высшие коэффициенты разложения (8), и вместе с этим — адиабатические поправки к энергиям. Главным эффектом оказалось кориолисово антиспаривание (см. разд. 15), на основании которого учитывалось разрушение спаривания со спином и вычислялась величина  $B$ , иногда и следующие коэффициенты (8) [213—217], а также коэффициенты модели ПМИ [218]. Это делалось и для нечетных ядер [219]. В некоторых из этих работ учитывались и другие эффекты, как центробежное растяжение и высшие порядки К-модели, которые совместно в наиболее полном виде рассчитаны в [220]. В некоторых работах использовались феноменологические соображения для расчета адиабатических эффектов

не только в энергиях, но и в вероятностях перехода [221—223]. В дальнейшем кренинг-модель сопоставляли с  $\pi$ -методом на языке функций Грина [224] и использовали для расчетов адиабатических изменений со спином ядерных радиусов (и таким образом мёсбауеровских и мюонных изомерных смещений) [225, 226] и квадрупольных моментов (и таким образом вероятностей переходов в основной полосе) [227]. Она развита и для вероятностей переходов между полосами [228]. Неудовлетворительность этой модели связана с ее квазиклассичностью (классическим вращением потенциальной ямы или сохранением спина в среднем) и двухмерностью (неучетом квантовой неопределенности оси вращения).

Здесь рассмотрим подробней расчеты адиабатических параметров [197] согласно единому формализму разд. 11, связанных с  $E0$ - и  $E2$ -моментами ядер, характеризующими статическое распределение заряда и массы и вероятности  $E2$ -переходов. Согласно классификации рис. 5, это эффекты второго порядка:  $\rho = \delta r^2/r^2$  — относительное изменение среднеквадратического радиуса между основным  $0^+$ - и первым  $2^+$ -состоянием (эксперимент — см. [229], теория и дополнительные экспериментальные данные [225, 226]), и параметры адиабатических поправок к  $B(E2)$  внутри основной полосы (24)  $\alpha = \delta/\sqrt{6}$  — аксиальной деформируемости со спином (эксперимент для  $\alpha$  [230, 23], теория — [227, 228, 88],  $\delta$ -неаксиальной деформируемости [эксперимент косвенный, обработанный здесь из отношений ветвления [69, 23, 201] и данных о  $z_2$  по формуле (27)], и между  $g$ - и  $\beta$ -,  $\gamma$ -полосами (22), которые являются характеристиками ротационно-вибрационной связи,  $z_0$  и  $z_2$  (эксперимент рассчитан здесь как средний из взвешенных с помощью погрешностей значений, собранных в работах [223, 23], и на основе нашей обработки отношений ветвления [69], теория [228, 88]). Некоторое сравнение расчетов [88] и [197] сделано в работе [231].

Расчеты [197] сделаны в двух вариантах: 1) ThS — со стандартным потенциалом Вудса — Саксона, одинаковым для групп ядер поблизости  $A = 155, 165, 173, 181$ , как в работе [198], и 2) ThV — параметры Вудса — Саксона варьировались индивидуально для описания  $r^{2p}$ ,  $Q^p$  и одночастичных уровней. Константы спаривания  $G_\sigma$  и квадрупольного взаимодействия  $\kappa_\mu$  определялись индивидуально подгонкой нечетно-четных разностей масс [232] и энергий  $\beta$ -,  $\gamma$ -уровней [202], без обычного сглаживания по группе ядер [40], принимая  $\kappa_\mu^{\sigma\sigma'} = \kappa_\mu$ ,  $\omega_1 = 0$ .

Результаты расчетов [197], вместе с дополнительными расчетами [232a], представляемыми здесь впервые только для  $p$ -системы, в сравнении с заново обработанным экспериментом, приведены на рис. 6—10.

Расчеты параметров внутри основной полосы  $\rho$ ,  $\alpha$ ,  $\delta$  трудно

сравнивать с экспериментом, так как для  $\rho$ ,  $\alpha$  данных немного, а для  $\delta$  нет прямых измерений. Тем не менее создается впечатление, что в области ядер  ${}_{62}\text{Sm}$ ,  ${}_{64}\text{Gd}$  хорошо воспроизводятся значения  $\rho$ ,  $\alpha$ ,  $\delta$ , включительно возрастание у мягких ядер. Это естественно, так как у мягких ядер деформируемость больше. Что касается области вокруг  ${}_{70}\text{Yb}$ , то здесь можно сказать то же самое для  $\delta$ , но не для  $\rho$ ,  $\alpha$ , о которых эксперимент может дать отрицательные значения, а теория этого знака не воспроизводит. Причина эффектов  $\rho < 0$  видна из работы [225], где зависимые от плотности  $\delta$ -силы воспроизводят этот знак. Тогда расхождение здесь

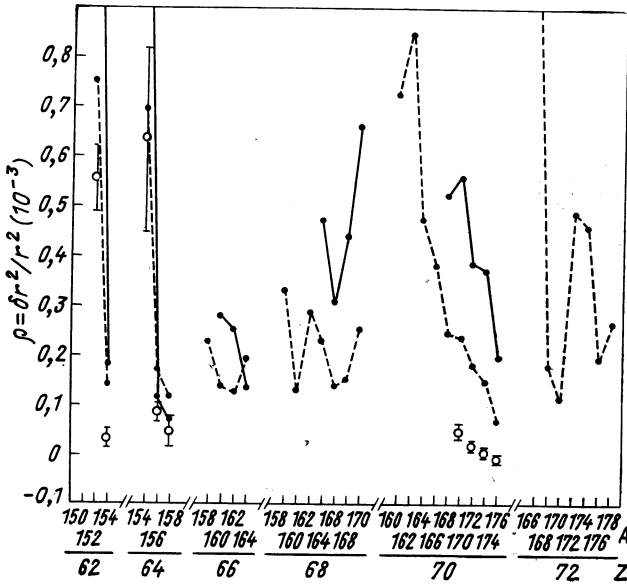


Рис. 6. Относительные изменения среднеквадратического радиуса  $\rho = \delta r^2 / r^2$  от основного  $0^+$ -состояния к  $2^+$ -состоянию, рассчитанные в двух вариантах:

штриховые линии — ThS (стандартные значения потенциалом Вудса -- Саксона с экспериментальным значением  $J$ ); сплошные кривые — ThV (варьированный потенциал Вудса -- Саксона с экспериментальным значением  $J$ ); точки — эксперимент. Экспериментальные данные взяты из работ, детально описанных в разд. 13

можно связать с тем, что схематическое квадрупольное взаимодействие не воспроизводит хорошо эффективных сил в канале частица — частица. Что касается  $\alpha < 0$ , то эксперимент области  ${}_{70}\text{Yb}$  не прямой, и поэтому не особенно надежный. К этому вопросу вернемся ниже в связи с обсуждением прямых экспериментов по времени жизни. Положительный знак  $\delta$  указывает на сжатие по  $y$  и удлинение по  $x$  ( $x$  — ось вращения), что противоречит ожиданиям из аналогии с поведением твердого тела, но соответствует ожиданиям насчет поведения сверхфлуида [155]. Интересно также,



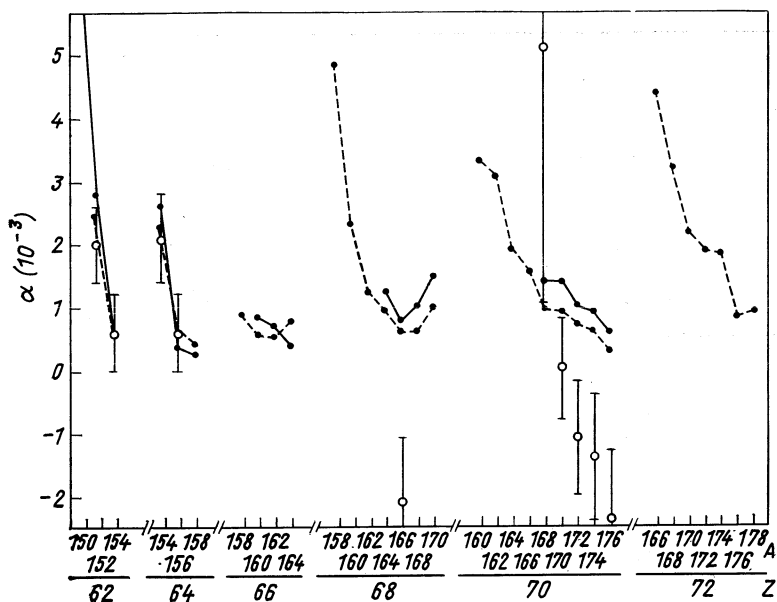


Рис. 7. Параметр адиабатических, преимущественно аксиальных изменений  $E2$ -момента внутри  $g$ -полосы  $\alpha$  остальное как на рис. 6.

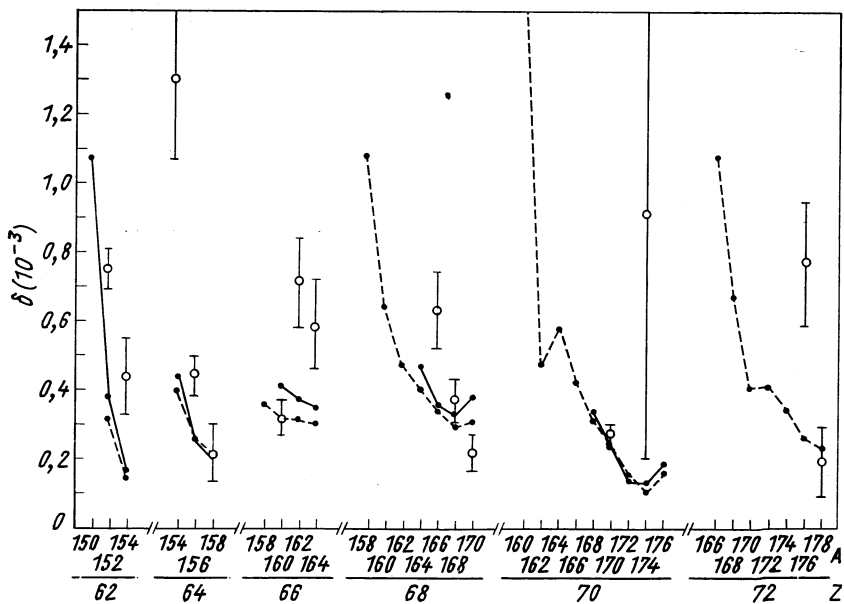


Рис. 8. Параметр адиабатических неаксиальных изменений  $E2$ -момента внутри  $g$ -полосы  $\delta$ , остальное как на рис. 6.

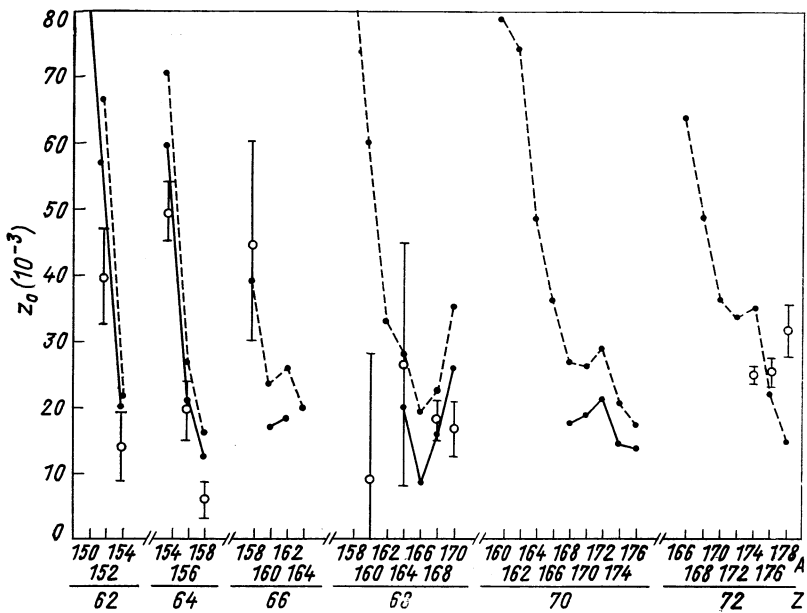


Рис. 9. Параметр адиабатических изменений  $E2$ -момента между  $g$  —  $\beta$ -полосами  $z_0$ , остальное как на рис. 6.

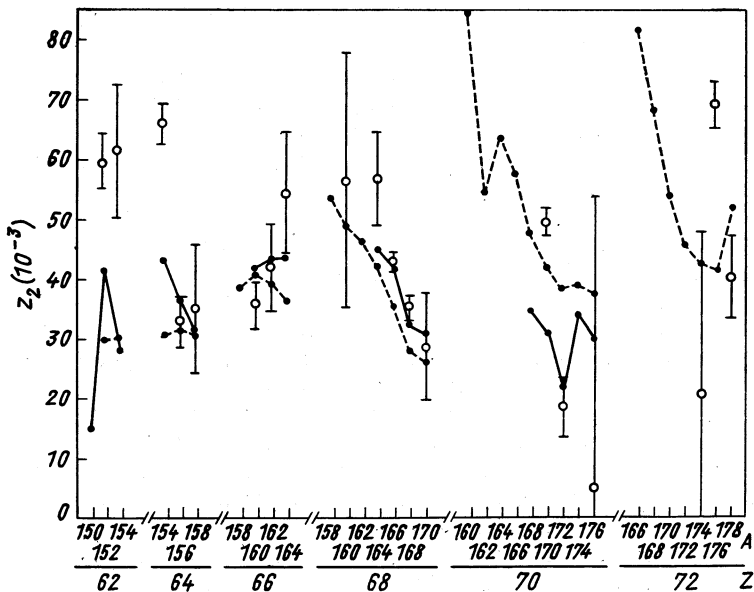


Рис. 10. Параметр адиабатических изменений  $E2$ -момента между  $g$  —  $\gamma$ -полосами  $z_2$ , остальное как на рис. 6

что если для мягких ядер  $\delta$  на порядок меньше  $\alpha$ , то для хорошо деформированных они сравнимы. Таким образом, неаксиальная деформируемость со спином у последних будет играть важную роль.

Расчеты адиабатических эффектов между полосами  $z_0$ ,  $z_2$  показывают хорошее воспроизведение значений и тенденций систематики. Отсюда видно лучшее воспроизведение результатов экспериментов с исправленным Вудсом — Саксоном вариантом ThV. Сравнение с другими работами трудно, так как расчет зависит, как показали настоящие исследования, от типа и параметров микроскопической модели. Сравнение с полуфеноменологическими расчетами Маршалека [223] показывает, что они воспроизводят правильно порядок  $z_0$ ,  $z_2$ . Отметим отличное воспроизведение (см. рис. 10) одного из лучших экспериментов (см. рис. 4) по  $z_2$  <sup>166</sup>Er.

Таким образом, знакомая микроскопическая модель [40] в общем правильно воспроизводит эксперимент и по тонким адиабатическим эффектам внутри и между полосами. Остающиеся расхождения, по-видимому, связаны с недостатками этой модели при учете взаимодействия в канале частица — частица.

#### 14. САМОСОГЛАСОВАННЫЙ КРЭНКИНГ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ

В микроскопической теории высокоспиновых состояний и пересечения полос возникли новые трудности. Здесь речь идет о том, что требуется теория, которая учитывала бы одновременно все механизмы «фазового перехода», описанные в разд. 15, для того, чтобы был возможен выбор между ними. Существуют развития нескольких школ, которые использовали метод ССК — объединение К с ХФБ — при высоких спинах с учетом сохранения спина и числа частиц в среднем, включая или нет неаксиальность. Это работы Манга и др., которые развили метод ССК вместе с П по спину [233, 234], и в дальнейшем применили его к высокоспиновым состояниям [235—237, 103]. Развитие методов П по спину и числу частиц сделано в работе [80]. Группа Фэслера применила тот же метод ССК, вместе с П по числу частиц, а в некоторых из работ — и с П по спину [238—241] и ссылки там же на другие работы. Расчеты по методу ССК без проектирования сделаны еще в [242, 243, 244]. С другой стороны, расчеты с П по числу частиц и спину, но без самосогласования, выполнены в работе [245].

Прежде чем перейти к новейшему развитию этих методов и к результатам расчетов с их помощью (см. разд. 15 и 16), остановимся на методике ССК. Очень важный вопрос — о симметриях плотности нуклонов, рассчитанной с помощью СС-методов. Как отмечает Гудман, в первой из работ [242], существует разница между случаями покоящегося и вращающегося ядра. Для основного состояния  $I = 0$  четно-четного ядра в достаточно общем случае

можно принять инвариантность относительно времени обращения  $T$ , пространственной инверсии  $P$  и вращений  $R_{x,y,z}$  относительно трех координатных осей на  $\pi$ . Однако в случае  $I \neq 0$ , вследствие замены гамильтониана  $\hat{H}$  на  $\tilde{H} = \hat{H} - \omega \hat{I}_x$ , следует обратить внимание на тот факт, что крэнкинг-член инвариантен относительно  $P, R_x$  и  $TR_{y,z}$ , но не относительно  $T, R_{y,z}$ . Это означает нарушение симметрии относительно временного обращения и триаксиальность. Полезным оказывается переход от базиса сферической модели оболочек к новому базису до проведения процедуры ХФБ [240], составленному из линейных комбинаций одночастичных состояний  $j, m$  и  $j, -m$ . Новые базисные состояния являются собственными для  $R_x$  с собственными значениями или сигнатурами  $r = \exp(-i\pi j_x) = \pm i$ . При таком выборе матрица ХФБ, независимо от нарушения  $T$ -симметрии снова уменьшает наполовину свою размерность в соответствии с теоремой, рассмотренной в [246]. Для четного числа частиц сигнатуры оказываются  $r = \pm 1$ , и они могут привести к расщеплению ротационной полосы на две части [8]: только с четными или только с нечетными спинами (см. ниже). Одноквазичастичные уровни во вращающихся ядрах также расщепляются с сигнатурой  $r$  (рис. 11).

Проблема самосогласования с ( $P = P_p, P_n, P_{IM}$ ) оператором или без ( $P = 1$ ) оператора проектирования  $P$  по числам протонов и нейтронов и (или) по спину решается как поиск минимума

$$\mathcal{H} = \langle | \hat{H} P \rangle \rangle / \langle | P \rangle \rangle \tag{58}$$

при сохранении в среднем проекции спина  $\hat{I}_x$  и чисел частиц  $\hat{N}_p, \hat{N}_n$ . Она разбивается 1) на диагонализацию по отношению к полной трансформации Боголюбова [40]

$$\alpha_j^\dagger = \sum_i [a_i^\dagger A_{ij} + a_i B_{ij}] \tag{59}$$

матрицы ХФБ для  $\tilde{H}$  ( $\tilde{\Gamma}$ -матрица коэффициентов  $a^\dagger a, \tilde{\Delta} - aa$  членов ХФБ части оператора  $\tilde{H}$ ):

$$\begin{pmatrix} \tilde{\Gamma} - \varepsilon & \tilde{\Delta} \\ -\tilde{\Delta}^* & -\tilde{\Gamma}^* - \varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = 0 \tag{60}$$

и 2) на самосогласование, т. е. нахождение параметров спариваний и мультипольных моментов (деформаций):

$$p_{\lambda\mu}^\sigma = \langle | \hat{P}_{\lambda\mu}^\sigma \rangle \rangle \quad q_{\lambda\mu}^{\tau\sigma} = \langle | \hat{Q}_{\lambda\mu}^{\tau\sigma} \rangle \rangle, \tag{61}$$

которые возникли при переходе от гамильтониана  $\hat{H}$  к его ХФБ части, вместе с  $K$ , частотой  $\omega$  и химическими потенциалами  $\lambda_p, \lambda_n$ . Метод СС можно проводить либо последовательными итерациями с повторением шагов 1) и 2), либо прямой минимизацией (58), в особенности когда включается проектирование  $P$  [240].

Напомним формулу  $\Pi$  по спину [247]

$$P_{IM} = \prod_{\lambda \neq I} \frac{\hat{I}^2 - \lambda(\lambda + 1)}{I(I + 1) - \lambda(\lambda + 1)} \prod_{\mu \neq M} \frac{\hat{I}_0 - \mu}{M - \mu} \quad (62)$$

и сравнение разных проекционных процедур [248].

Теперь отметим обстоятельство, что хотя роль СС для описания высокоспиновых состояний выяснена расчетно (см. разд. 15, 16),

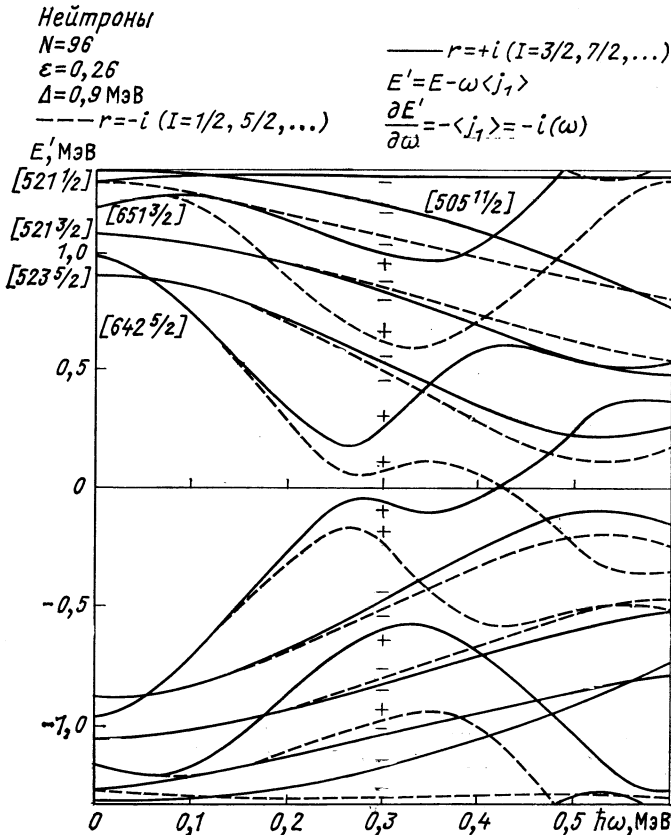


Рис. 11. Зависимость квазичастичных энергий  $E'$  от угловой скорости вращения  $\omega$  (из работы [8])

насколько существенна роль  $\Pi$  в практическом плане нам представляется проблемой до конца нерешенной. Существуют утверждения, что  $\Pi$  по числу частиц существенно для стабилизации спаривания в низкоспиновой части [245] и в области бэкбендинга

[240, 249]. Однако такое  $\Pi$  не убирает расхождения в кривой бэкбендинга с экспериментом. Интересна работа [250] по методу ССК, из результатов которой видна небольшая роль  $\Pi$  по числу частиц. Возможно такое проектирование окажется существенным только при сильных изменениях поведения соседних ядер, как, например знаковый случай наличия или отсутствия бэкбендинга в ядрах  $^{166, 168, 170}_{70}\text{Yb}$ .  $\Pi$  и по спине проводилось в работе [238], однако позже оказалось, что неаксиальность очень существенна [240], и технические сложности его проведения привели к возможно временному отказу от него. В последнее время группа Фэслера развивает процедуру этого проведения и таким образом надеется устранить недостатки крэнкинга в области бэкбендинга [104—107].

Нужно развивать методы с учетом полос, построенных на квази-частичных состояниях [241], но описывать не только иррациональную, но и описывать описание посторонних полос, как, например, полос отрицательной четности в  $^{156}_{68}\text{Er}$  [251] и ловушек  $I = K$  в  $^{176}_{72}\text{Hf}$  [252], разрабатывать микроскопическую модель ультравысоких спинов [253, 254], с включением и гексадекапольных сил [254, 255]. Отметим и микроскопическую модель [256], учитывающую как обычно [240, 253] спаривание и квадрупольное взаимодействие, но лучше чем в  $K$ -модели — ротационные корреляции, и поэтому — флуктуации оси вращения.

Остановимся наконец на возможностях двух существенных, на наш взгляд, развитий микроскопической теории высокоспиновых состояний. Первое, это перейти к так называемому [232a] методу самосогласованных связанных мод (СССМ) — обобщению ССК. Для этого заменим  $\tilde{H} = \hat{H} - \omega \hat{I}_x$  на  $\tilde{H} = \hat{H} - \hat{h}$ , где  $\hat{h}$  задается (38). Тогда это будет означать введение при СС не только ограничений на сохранение в среднем чисел частиц и спина, но и на сохранение в среднем чисел фононов [членов с  $\omega$  в (38)] и условий оптимального разделения (членов с  $\chi$ ). Второе, это отказ от симметрий Гудмана [242]. На самом деле, хотя крэнкинг-гамильтониан совместим с ними, но как отмечается Гудманом на вопрос о симметрии решения проблемы ХФБ можно ответить только на основании динамических соображений. Привлечем простую модель с квадрупольным взаимодействием. Переход к ХФБ части  $\hat{H}$  означает введение пяти средних значений  $q_{2\mu}$  тензора квадрупольного момента  $\hat{Q}_{2\mu}$ . Удовлетворение симметрий  $T$ ,  $P$  и  $R_{x,y,z}$  подразумевает знакомый переход к собственной системе координат с двумя ненулевыми компонентами  $q_{20}$  и  $q_{22} = q_{2-2}$ . В случае крэнкинг-метода добавятся еще три средних  $i_\mu$  вектора углового момента  $I_\mu$ ,  $\mu = x, y, z$ , или всего восемь параметров формы и спина. Удовлетворение симметрий Гудмана означает оставить из них ненулевых три: в подходящей системе координат — это те же

самые две компоненты  $q_{20}$  и  $q_{22} = q_{2-2}$  и одна компонента  $i_x$ . В отличие от предложений работы [242] можно представить себе существенную для высоких спинов критическую ситуацию переориентации углового по отношению к квадрупольному моменту, когда у обоих моментов произвольная взаимная ориентация. Если это так, то выбором подходящей системы координат можно привести к нулю только три из всех восьми компонент. Из ненулевых пяти можно выбрать, например, либо две  $q_0$  и  $q_{22} = q_{2-2}$  и три  $i_\mu$  в системе собственной для  $q_{2\mu}$ , либо четыре  $q_{2\mu}$  и  $i_x$  в системе, в которой  $i_\mu$  направлен по оси  $x$ .

### 15. МЕХАНИЗМЫ БЭКБЕНДИНГА

Предложенные механизмы можно классифицировать: 1) на кориолисово антиспаривание (CAP), т. е. разрушение сверхтекучести вращением, предсказанное давно [257, а также 258 и там же ссылки на другие работы]; 2) на ротационное выстраивание (RAL) пары нуклонов [259, 260, 6] (аналогичный механизм предлагался даже раньше в [260a]); оно возникает на основе другой, слабой схемы связи [261], в роторной модели; такое выстраивание было предсказано в работе [262], а потом эта схема связи была открыта экспериментально и развита в работе [263]; 3) на скачок в деформации (DEJ) вследствие изменений поверхности потенциальной энергии с вращением [264, 265], включая возникновение неаксиальных деформаций [138].

Отметим также оценки вероятностей переходов в области бэкбендинга по механизму CAP [5, 266] и RAL [259], которые предсказывают 10—20% замедление по сравнению с жестким ротором, также как и более микроскопические оценки [267] на основе ХФБ-метода. Существует интерпретация [267а, 104] на основе бесщелевой сверхтекучести [267б]. Существуют и модели, утверждающие возможности сильных замедлений: модель частица плюс ПМИ ротор [268] и двухфазная модель [269]. Предложен полумикроскопический подход к бэкбендингу, который нацелен не на количественное объяснение, а на понимание механизма явления на основе модели частица плюс ротор или двух уровней, обобщенной к  $n$  уровням и к учету квадрупольного спаривания [270].

Вопрос о физической природе явлений при высоком спине выбором одного или другого механизма и о структуре связанных полос можно решить только микроскопической теорией и экспериментом (см. ниже). В общем можно сделать заключение, что в микроскопической теории ССК (исключение составляет только работа [244]) предпочтение отдается эффекту RAL, как ответственному за бэкбендинг; механизм CAP дает только плавную

компоненту возрастания момента инерции, а DEJ практически не принимается во внимание, по крайней мере, для редкоземельных элементов [240]. Это можно непосредственно увидеть на рис. 12. Там же видно, что спаривание плавно уменьшается, тогда как пара  $i_{13/2}$  нейтронов резко выстраивается. Такой

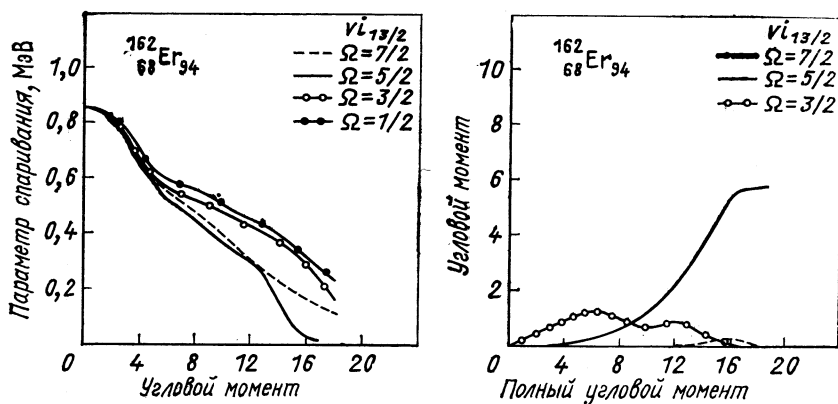


Рис. 12. Зависимость изменения спаривания (слева) и углового момента квазичастичных состояний относительно оси вращения (справа) от спина  $I$  [4, 240]

расчет приводит к выводу, что механизм CAP ответствен за плавное увеличение момента инерции, начиная с низких спинов, тогда как RAL — за резкое увеличение, а следовательно, за бэкбендинг.

В работе [249] проверено влияние дополнительных взаимодействий, кроме обычных: монопольного спаривания и квадрупольного взаимодействия [240]. Показано, что квадрупольное спаривание через  $(\lambda, \mu) = (2, 0)$ -компонент улучшает согласие с экспериментальной кривой около точки бэкбендинга. Однако улучшение — небольшая доля всего расхождения, и поэтому все еще нет количественного согласия. Спин-квадрупольное взаимодействие улучшает согласие с экспериментом над точкой бэкбендинга, уменьшая момент инерции до значения ниже твердотельного (эксперимент изложен ниже; некоторые общетеоретические аргументы для такого различия приведены в [270a]). Заключение насчет момента инерции при низких спинах отличаются от известных до сих пор (см. разд. 12): снова суммарный эффект квадрупольного спаривания и спин-квадрупольного взаимодействия — нуль, однако в отличие от работы [208] считается, что спин-квадрупольное взаимодействие не влияет, а увеличение на 20% из-за  $(2, 1)$ -компоненты квадрупольного спаривания [51] компенсируется уменьшением его же  $(2, 0)$ -компоненты. Таким же образом и второй



бэкбендинг в ядре  $^{158}_{88}\text{Er}$  [24] возможно связан с выстраиванием пары  $h_{1/2}$  протонов, но снова согласие только качественное (рис. 13) [271]. Иногда  $h_{9/2}$  протоны могут действовать только как катализатор первого бэкбендинга, тогда как опять выстраиваются  $i_{13/2}$  нейтроны [272].

В ядрах близких к сферическим  $^{78}\text{Pt}$ ,  $^{80}\text{Hg}$ , наблюдаются явления, симулирующие бэкбендинг. Так, в легких изотопах

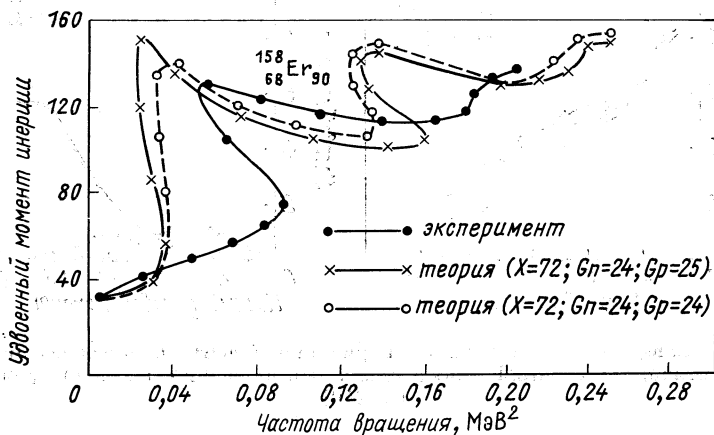


Рис. 13. Диаграмма двойного бэкбендинга в  $^{158}_{88}\text{Er}$  [271] с двумя вариантами расчета этой работы, в сравнении с экспериментом [24]

$^{184-188}_{80}\text{Hg}$  нерегулярное поведение ирраст-линии, похожее на бэкбендинг, есть эффект формы, и это следует из теоретических [273] и экспериментальных работ [274]. Ситуация различна в более тяжелых ядрах  $^{190-198}_{80}\text{Hg}$  и в  $^{190,192}_{78}\text{Pt}$ , где уровни  $10^+$ ,  $12^+$  ирраст-линий — изомерные, и могут иметь другую, например ротационно-выстроенную природу [4, 275, 276]. Возможно такие явления наблюдаются и в ядрах  $^{56}\text{Ba}$ ,  $^{58}\text{Ce}$  [268].

Что касается посторонних полос, как, например, с отрицательной четностью в изотопах  $^{68}\text{Er}$  [31—34] и  $^{72}\text{Hf}$ , а также в более легких ядрах  $^{56}\text{Ba}$ ,  $^{58}\text{Ce}$  и более тяжелых  $^{78}\text{Pt}$ ,  $^{80}\text{Hg}$  (см. эксперимент, изложенный ниже), в литературе рассматривались два механизма возникновения: октупольные вибрации [277] и ротационное выстраивание [278] с обобщением и на неаксиальность [279]. Рассматривалось разное поведение САР-эффекта в полосах с различными  $K$  [279а]. В микроскопическом подходе можно понять и двойной бэкбендинг в полосах отрицательной четности, например в  $^{156}_{68}\text{Er}$  [251].

## 16. МЕХАНИЗМЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЛОВУШЕК

В соответствии с предсказаниями особого поведения ирраст-линии при ультравысоких спинах [7] проводились расчеты групп в Дубне [280, 281], Варшаве [282, 283] и Июлихе [284, 285]. Сначала это делалось в базисе Нильсона, применяя процедуру Струтинского, а потом — и в базисе Вудса — Саксона [286, 287, 255]. Применялся и микроскопический подход с самосогласованием, начиная со сферического базиса, со спариванием и квадрупольным взаимодействием [52] в работах [240, 253], а дальше — и с введением гексадекапольного взаимодействия [254, 255]. Спаривание при ультравысоких спинах считается обычно разрушенным, хотя примерно  $1/4$  энергии спаривания остается в ядре  $^{158}_{68}\text{Er}$  при спине 30 [271]. Дополнительные расчеты можно найти в работах групп Лунд — Варшавы [288—290], Копенгагена [291] и Варшавы — Дубны [292]. Отметим, что в работе [290] учитывалось спаривание. В работе [252] дается объяснение ловушек высоких спинов в ядре  $^{176}_{72}\text{Hf}$ , а в работах [255, 289—291] проводится теоретический поиск ловушек или изомеров ультравысоких спинов.

Ловушки на или вблизи ирраст-линии в ядре  $^{176}_{72}\text{Hf}$  со спинами 14—22 [35] можно объяснить пересечением двух — шести квази-частичных полос (с большим  $K$ ) с основной полосой (с  $K = 0$ ) при  $I = K$ , что означает вращение относительно вытянутой оси симметрии [252]. Ниже увидим, что такая ситуация может возникнуть и при ультравысоких спинах.

Поведение ядра при ультравысоких спинах связано с эффектами особых форм, разрушения спаривания и глубокой перестройкой всей квази-частичной структуры (см. разд. 14). Можно назвать и изменения других глобальных характеристик ядра [23]. Все эффекты связаны с отклонениями от предсказаний модели жидкой капли [293] (см. рис. 14) вследствие оболочечных эффектов с одной стороны и с отклонениями от поведения твердого тела [155] с другой. Предсказания, приведенные в работе [293], показаны на рис. 15, а, из которого видно, что от сферической формы при  $I = 0$  возникает вращение относительно сплюснутой оси симметрии при высоких и ультравысоких спинах; форма ядра в этой модели может перейти к вытянутой при предельно высоких спинах. В реальных ядрах существует разнообразие форм, начиная с деформированной при  $I = 0$ , переходящих через разные степени триаксиальности, а иногда возвращающихся к аксиальной форме, но для различных случаев: как сплюснутой, так и вытянутой форм (см. рис. 15, б и в) [283]. В сферических ядрах вблизи  $^{62}\text{Sm}$  воспроизводится сплюснутая форма, а в трансурановых элементах при спинах порядка 50 может произойти скачок к вытянутой форме с большой деформацией [287], что приводит к так называемому *гигантскому бэкбендингу*. Предложена и простая

модель некоторых эффектов, главным образом связанных с формой у быстро вращающегося ядра [294].

В работах [280, 281] показана возможность стабилизации формы с большой деформацией при ультравысоких спинах в районе

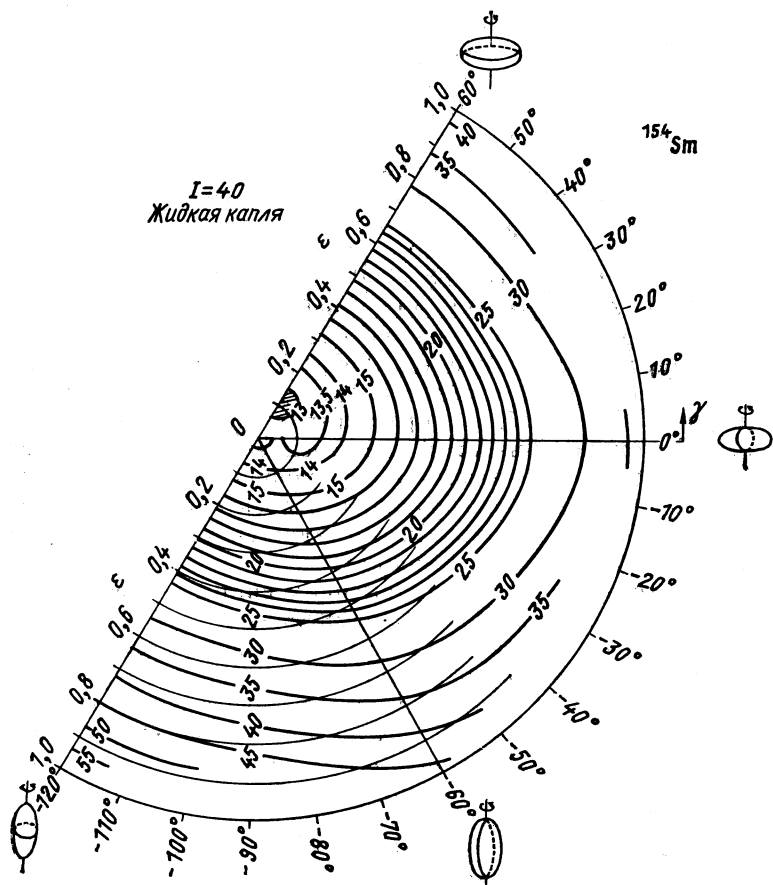


Рис. 14. Энергетические поверхности вращающегося ядра  $^{154}_{62}\text{Sm}$  при спине  $I = 40$  в модели жидкой капли [283] и  $\gamma$  — обратного знака по отношению к принятому нами в разд. 4 и 13

ядер около  $Z = 66$ ,  $N = 88$ . В связи с этим можно заподозрить существование изомеров при таких спинах. Как критерий «ловушек» использовались условия запрета переходов  $I \rightarrow I - 1$ ,  $I - 2$  по иррадиации мультипольностями  $E1$ ,  $E2$ ,  $M1$ ,  $M2$  [291, 255]. Предложено два механизма существования ловушек: 1) ста-

тистический [283], связанный со стабилизацией квазичастичных структур [291], и 2) MONA [285]: максимизация перекрытия нук-

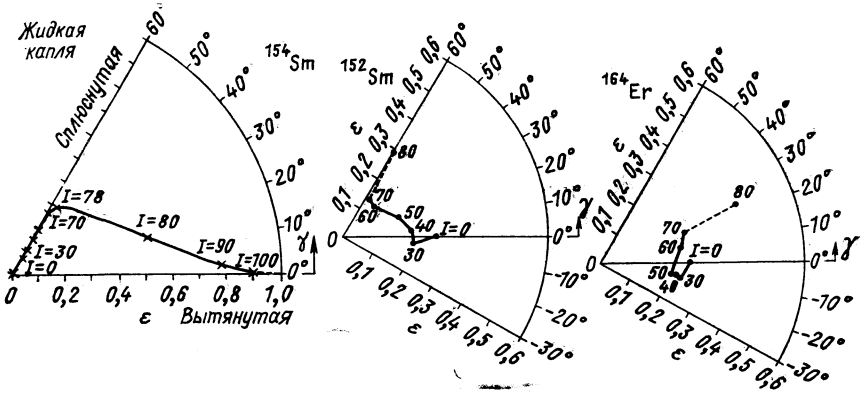


Рис. 15. Зависимость равновесной формы вращающихся ядер от спина [283] в модели жидкой капли для  $^{154}_{62}\text{Sm}$  и с учетом оболочечных эффектов для  $^{152}_{62}\text{Sm}$  и  $^{164}_{68}\text{Er}$

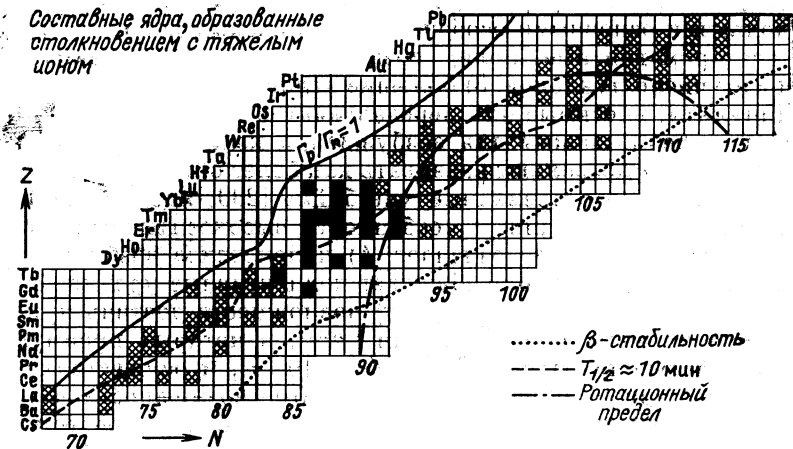


Рис. 16. Остров ловушек ультравысоких спинов [39]: заштрихованы составные системы, полученные в результате поисков в реакциях с  $^{40}_{18}\text{Ar}$ ,  $^{50}_{22}\text{Ti}$  и  $^{65}_{28}\text{Si}$  (у конечных ядер наиболее вероятные значения  $Z$  — те же самые,  $N$  — на 3—5 единиц меньше); обнаруженные случаи ловушек (1,5 до 700 нс) плотно заполнены

лонных волновых функций выстраиванием. Статистический механизм приводит к тому, что ловушки — относительно редкое явление не только из-за наклона иррадиации, но и из-за мягкости к  $\gamma$ -вибрациям [290]. Механизм MONA приводит к ловушкам, свя-

занным с вращением около сплюснутой оси симметрии в начале заполнения оболочки и около вытянутой оси в конце [254, 255]. В этих работах приведены расчеты деформаций и ловушек в ядрах  $^{148}_{62}\text{Sm}$ ,  $^{150}_{64}\text{Gd}$ ,  $^{158}_{70}\text{Yb}$  [254], а также деформаций в  $^{186}_{76}\text{Os}$ ,  $^{188}_{78}\text{Pt}$ ,  $^{190-196}_{80}\text{Hg}$ ,  $^{192-198}_{82}\text{Pb}$  и ловушек в  $^{188}_{78}\text{Pt}$ ,  $^{194, 198}_{82}\text{Pb}$  [255]. В работе [291] сравниваются предсказания острова ловушек ультравысоких спинов  $62 \leq Z \leq 70$ ,  $80 \leq N \leq 88$  с обнаруженными экспериментально (см. также разд. 32) в Дармштадте [39] в области  $64 \leq Z \leq 71$ ,  $82 \leq N \leq 88$  (рис. 16). Однако отмечается, что второй предсказываемый остров  $74 \leq Z \leq 82$ ,  $98 \leq N \leq 110$  экспериментально не обнаружен.

## 17. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ ОБ ЭКСПЕРИМЕНТЕ В РАЙОНЕ ИРАСТ-ПОЛОСЫ

Возможности тяжелых ионов как подходящих зондов для ядерной физики выявились около двадцати лет назад, сначала для синтеза новых элементов в Беркли и в Дубне [295], а позже — и для детальных исследований структуры ядра и механизма ядерных реакций кулоновским возбуждением [16], реакциями многонуклонных передач [296] и (HI,  $xn$ )-реакциями [49, а также см. обзор по механизму реакций 297]. Такие возможности связаны с несколькими основными особенностями тяжелых ионов: 1) большие электромагнитные поля, создаваемые большим зарядом; 2) большое число нуклонов; 3) большие угловые моменты и 4) большие импульсы, вносимые или передаваемые в столкновениях. Эти свойства особенно важны для возбуждения коллективных и связанных мод. Они позволяют развивать как более старые «офф-лайн» [298], так и самые современные «ин-лайн» [299] ядерно-спектроскопические исследования, в особенности высокоспиновых состояний. На самом деле это означает: 1) кулоновское возбуждение, которое преимущественно возбуждает коллективные уровни [300], многократным образом [301, 302]; 2) возможности достичь нуклидов далеко от полосы стабильности [299], в которых преимущественно наблюдается бэкбендинг-эффект [6, 4], и осуществляется реакцией составного ядра [303, 304]; особые возможности в этом направлении откроются, если осуществится обсуждаемое ускорение радиоактивных ионов; а также возможности наблюдать новые коллективные моды, как, например, парные и  $\alpha$ -вибраций [305—307] в реакциях передачи [308] двух и четырех нуклонов; 3) возможности исследовать как раз высокоспиновые состояния, где наблюдаются такие интересные эффекты связи полос как бэкбендинг [4] и предсказываются особенности ираст-полосы, ведущие к эффектам так называемых *ловушек*: изомерных высокоспиновых и ультравысокоспиновых «superdizzy»-состояний [7]; 4) возможности осуществить гораздо более тонкое исследование высокоспиновых состояний определением не только их энергий, но и ха-

ракетристик, зависящих от волновых функций, как, например,  $E2$ -моментов, связанных с временами жизни.

Рассмотрим кратко сделавшуюся уже классической модель заселения [309] области ираст-полосы (уровней ираст-линии [310] и близлежащих к ней) в реакциях составного ядра с испарением нейтронов ( $NI, xn$ ) [303, 304], проверенную экспериментально [311] (рис. 17). Такое заселение можно называть заселением

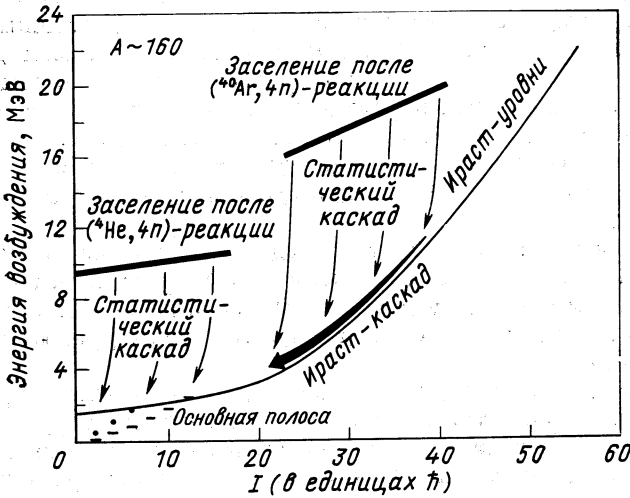


Рис. 17. Заселение ираст-полосы после ( $NI, xn$ )-реакции [309]

«сверху» из «облака», отвечающего распределению конечных ядер по энергии и спину после испарения нейтронов и до девозбуждения  $\gamma$ -излучением. Сначала идет непрерывный статистический каскад [4], составленный главным образом из высокоэнергетических  $E1$ -переходов, но уносящий практически нулевой спин, и поэтому направленный на рис. 17 вертикально вниз; он состоит из двух — шести, в среднем четырех переходов [312, 313]. Потом идет ираст-каскад [4], состоящий из непрерывного и дискретного спектра и примерно из десяти переходов; считается, что это преимущественно выстроенные  $E2$ -переходы [311—313], хотя более детальные исследования обнаруживают и дипольную компоненту [314]. Эти переходы на рис. 17 идут параллельно и близко к ираст-линии. Такой механизм заселения определяет значение ( $NI, xn$ )-реакций для исследования района ираст-полосы. Как мы увидим далее, главная информация идет из дискретного и непрерывного ираст-каскада  $\gamma$ -излучения, хотя и полные энергии возбуждения не малы, но энергии внутреннего возбуждения (над ираст-линией) не велики (холодные ядра). Следовательно, получим возможность

наблюдать хорошую квантовую структуру, неразмазанную большим скоплением уровней, но при высоких скоростях вращения, и поэтому необычного типа (см. рис. 1).

Широкое альтернативное применение получило кулоновское возбуждение ( $CE$ ) [300—302], которое на рис. 17 можно рассматривать как возбуждение «снизу» поднятием вверх, сначала по ираст-линии, а потом возможно и по путям близким к ней. Однако в области достаточно высокоспиновых состояний  $CE$  может привести к преимущественному заселению уровней, отличных от тех, которые достигаются в ( $HI$ ,  $xn$ )-реакциях. На самом деле, как известно, это будут уровни, которые связаны с низкоспиновыми уровнями, усиленными вероятностями переходов. Особенно интересно проверить то обстоятельство в немногих случаях, когда получаются достаточно нейтронодефицитных, но стабильных ядер, в которых возможно возбуждение как «сверху» ( $HI$ ,  $xn$ )-реакцией, так и «снизу»  $CE$  [315].

Реакции глубоконеупругих передач [316] только в самое последнее время стали пытаться применять для более детального изучения механизма передачи углового момента [317—319], что в дальнейшем может дать информацию насчет структуры высокоспиновой области.

Наконец остановимся на некоторых принятых процедурах получать производную информацию относительно структуры района ираст-полосы и механизма его заселения из первичных экспериментальных данных о дискретном и непрерывном  $\gamma$ -спектре [320]. Из энергий и спинов дискретных ираст-уровней получают момент инерции  $J$  и угловую частоту по  $\omega$  формулами [21]:

$$2J = \left[ \frac{dE_I}{dI(I+1)} \right]^{-1} = \left[ \frac{E_I - E_{I-2}}{4I - 2} \right]^{-1};$$

$$\omega^2 = \left[ \frac{dE_I}{d\sqrt{I(I+1)}} \right]^2 = (I^2 - I + 1) \left[ \frac{E_I - E_{I-2}}{2I - 1} \right]^2, \quad (63)$$

которые дают хорошо знакомый бэкбендинг-плот (см. рис. 1). В начале ираст-линии  $J = 3/E_2$ . Часто применяют и отношение энергий первых двух возбужденных уровней  $E_4/E_2$  (см. разд. 23).

Рассмотрим возможность определения некоторых параметров ядер и реакций. Из времени жизни дискретных ираст-уровней можно определить приведенные вероятности переходов [40, 300]

$$B(E2; I \rightarrow I - 2) = \frac{0,0816235 (11)}{(1 + \alpha_T) E_{I \rightarrow I-2}^5 \tau_I} [e^2 \cdot b^2 \cdot \text{МэВ}^5 \cdot \text{пс}], \quad (64)$$

где  $\alpha_T$  — полный коэффициент внутренней конверсии;  $E_{I \rightarrow I-2}$  — энергия перехода;  $\tau_I$  — среднее время жизни уровня (в скобках указана погрешность в единицах последнего значащего числа

из-за погрешностей фундаментальных констант). Далее можно вывести внутренний квадрупольный момент перехода ( $Q$ ):

$$B(E2; I \rightarrow I-2) = \frac{5}{16} \frac{3}{2} \frac{(I-1)I}{(2I-1)(2I+1)} e^2 Q^2 (I \rightarrow I-2) \quad (65)$$

и аксиальную квадрупольную эффективную деформацию перехода ( $\beta = \beta_{20}$ ):

$$\beta (I \rightarrow I-2) = \frac{1}{0,32} \left[ \sqrt{1 + 0,64 \frac{\sqrt{5\pi}}{3ZR^2} Q (I \rightarrow I-2)} - 1 \right]. \quad (66)$$

Для радиуса ядра можно принять  $R = 1,2A^{1/3}$  Ферми;  $Z$  — зарядовое;  $A$  — массовое число.

При исследовании непрерывных спектров, пользуясь статистической теорией для числа  $\gamma$ -квантов  $N(E)$  в зависимости от их энергии  $E$ , получают формулу [4]:

$$N(E) = E^{2L+1} S(E, L) \exp[-(E_0 - E)/T], \quad (67)$$

где  $L$  — мультипольность излучения;  $E_0$  — энергия входного состояния;  $T$  — температура ядра. Принимают, что силовая функция  $S = \text{const}$  для  $L = 2$ , и пропорциональна  $E^2$  для  $L = 1$ . Отсюда можно извлекать  $E_0$  и  $T$ .

Как увидим далее, методы «ин-бийм» исследований механизма заселения и структуры района ираст-полосы находятся в периоде подъема [4]. Результаты для высокоспиновых и ультравысокоспиновых состояний, вплоть до пределов устойчивости ядерной системы, в последние годы раскрывают нам во все больших деталях новую физическую картину. Она заманчива, так как в экстремальных условиях высоких скоростей вращения ядра сильно меняют свою структуру, но вместе с этим могут сохранить простоту своих квантовых свойств. Возможно существуют переходы между структурами, связанные не только с изменениями формы и сверхтекучести, но еще и с радикальным изменением схемы связи нуклонов и поэтому представляющие большой физический интерес [8].

## 18. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ «ИН-БИЙМ» ИЗМЕРЕНИЯ

Энергетические измерения высокоспиновых состояний описывались неоднократно в обзорах [321, 3, 4]. На их основе составлены таблицы энергий ираст-уровней [322] и бэкбендинг-диаграммы (рис. 18). На этом вопросе остановимся здесь кратко.

Такие измерения встречаются с двумя основными проблемами [21, 3]: 1) подавлением фона, из-за того что здесь кроме обычных ускорительных фонов, дискретные переходы между ираст-уровнями (дискретный ираст-каскад) находятся на непрерывном фоне  $\gamma$ -излучения, следующего после испарения нейтронов (статистический и непрерывный ираст-каскад, см. рис. 17); 2) идентификацией  $\gamma$ -переходов. Регистрация  $\gamma$ -квантов проводится Ge(Li)-спектро-



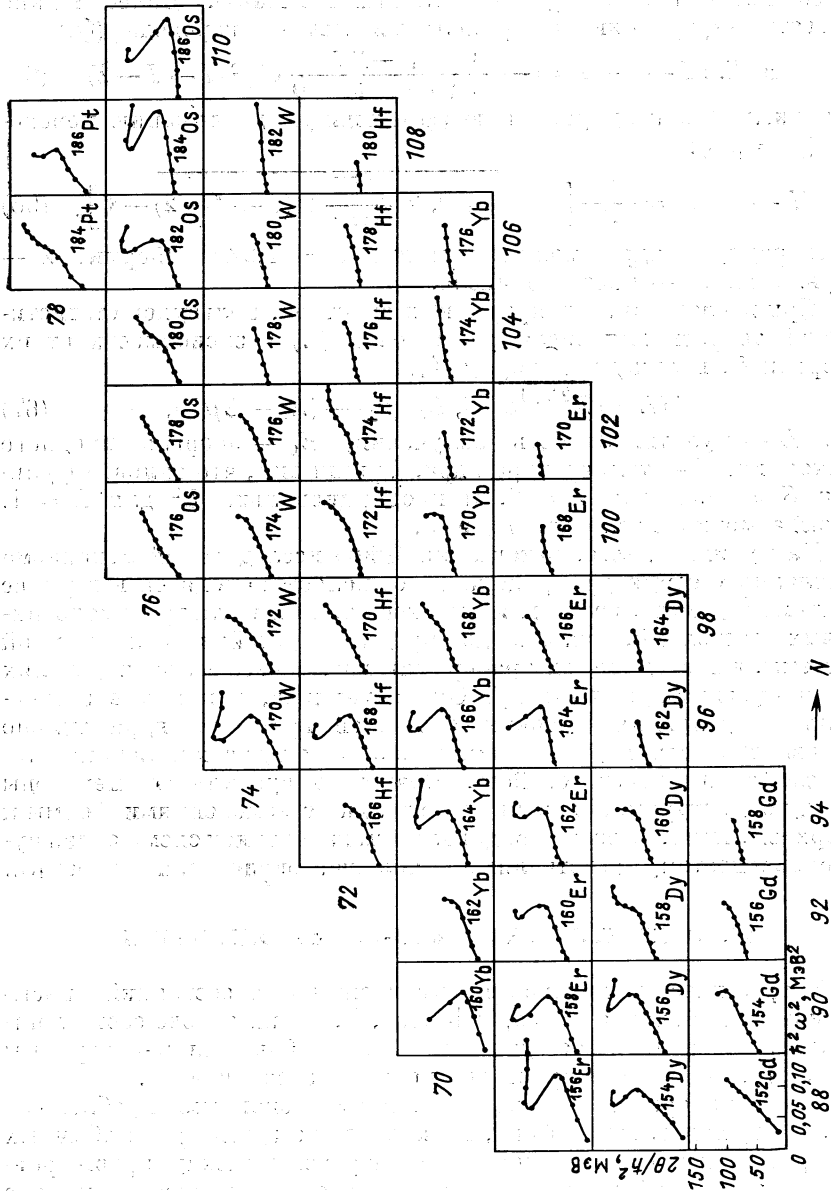


Рис. 18. Систематика бэкендинг-диаграмм [4]

метрами, а идентификация — измерениями: а) функций возбуждения, характерных для этих реакций и определяющих  $A$ -число наблюдаемого нуклида; б) спиновых распределений или интенсивностей постороннего заселения, показывающих характерную форму с максимумом в области бэкбендинга, указывающих на принадлежность  $\gamma$ -линии ираст-каскаду и на ее наиболее вероятное место в нем; в)  $\gamma - \gamma$ -совпадений, дающих доказательство принадлежности  $\gamma$ -линии ираст-каскаду и ее точное место в нем; г) угловых и поляризационных распределений и корреляций. Как пример комбинированного применения таких методов приведем работу [323]: методов а), б), г) в полном объеме, включая поляризационные измерения. В ядрах с  $N = 87$   $^{149}_{62}\text{Sm}$ ;  $^{151}_{64}\text{Gd}$ ;  $^{153}_{66}\text{Dy}$  с помощью ( $^3_2\text{He}$ ,  $3n\gamma$ )-реакций удалось этим показать наличие сильно деформированной коллективной полосы  $h_{11/2}$  в отличие от других  $\Delta I = 2$  полос  $i_{13/2}$ ,  $h_{9/2}$ ,  $f_{7/2}$  (см. разд. 27).

Проводятся также классические временные измерения техникой электронного отсчета времен в наносекундной области ( $> 10^{-10}$  с), используя совпадения или импульсы ускорителя [324]. Такой диапазон времен не подходит для высокоспиновой области. Компиляция данных по интенсивностям переходов дана в [201]. В связи с этим отметим интересный метод, который позволяет проникнуть в субнаносекундную область [325], названный методом *затенения ядер отдачи*. Он состоит в том, что регистрирует электроны, которые излучаются ядрами отдачи только через некоторое время пролета.

## 19. ВРЕМЕННЫЕ «ИН-БИЙМ» ИЗМЕРЕНИЯ МЕТОДАМИ ДОНЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ

Предложены два метода доплеровского смещения ( $DS$ ), которые дали основную прямую информацию по вероятностям перехода в области высокоспиновых состояний: 1) на основе доплеровского смещения  $\gamma$ -излучения ядер отдачи с определенным временем пролета ( $RD$ ) в вакууме, или «плунжерный» метод ( $DSRD$ ,  $RD(M)$ ); 2) на основе анализа расширенной формы линии ( $BLS$ ) из-за постепенного ослабления ( $A$ ) скорости ядер отдачи в среде ( $DBLS$ ,  $DSA(M)$ ). Метод  $DSRD$  известен давно [326, 327], но развитие к ираст-уровням тяжелых ядер получил из ( $HI$ ,  $xn$ )-реакции в работе [328] или из  $CE$  [329]. Установлено, что  $CE$  дает времена жизни в чистом виде и поэтому более точно, тогда как ( $HI$ ,  $xn$ )-реакция дает суммарный эффект времен жизни и времен постороннего заселения, но зато в недоступных для  $CE$  случаях. Типичный диапазон времен:  $10^{-8}$  до  $10^{-12}$  с. Метод  $DBLS$  также известен достаточно долго [326, 330], но получил развитие для тяжелых ядер из  $CE$  в работе [331]. Типичный диапазон времен

от  $10^{-10}$  до  $10^{-14}$  с. Оба метода рассмотрены достаточно полно с методической стороны в обзоре [324] и с точки зрения результатов высокоспиновой области в [4, 332]. К результатам измерений с их помощью мы вернемся в разд. 28, 29, 31.

Метод *DSRD* основан на следующей идее (рис. 19, вариант  $(HI, xn)$ -реакции [324]). В мишени происходит реакция слияния

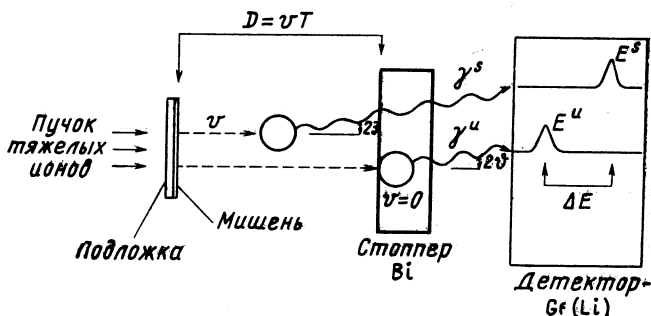


Рис. 19. Принцип *DSRD*-метода измерений времен

тяжелого иона с ядром мишени и испарения нейтронов, после чего продукт реакции в качестве ядра отдачи летит вперед. Часть ядер отдачи излучает в стоппере, а другая — еще на лету, из-за чего появляются две  $\gamma$ -линии — несмещенная ( $u$ ) и смещенная ( $s$ ); несмещенная — с энергией  $E_u$  и интенсивностью  $N_u$ , а доплеровски смещенная — соответственно с  $E_s$  и  $N_s$ , где

$$E_s = E_u \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}} \approx E_u (1+v/c). \quad (68)$$

Отсюда выводятся интенсивности полного  $N_I$  и постороннего заселения  $P_I$ :

$$N_I = [N_u + N_s]_{I \rightarrow I-2}; \quad P_I = N_I - N_{I+2} \quad (69)$$

как и отношение интенсивностей

$$R_I = [N_u / (N_u + N_s)]_{I \rightarrow I-2} \quad (70)$$

для перехода  $I \rightarrow I - 2$  в зависимости от времени пролета ядер отдачи с мишени до стоппера  $t$ . Типичное изменение отношений интенсивностей с временем пролета показано на рис. 20 в  $({}^{40}\text{Ar}, 4n)$ -реакции. Зависимость  $R_I(t)$  дает характерную кривую распада с 1 до 0 (см. разд. 21).

Интенсивности  $\gamma$ -линий исправляются на полные интенсивности переходов умножением на  $1 + \alpha_T$ , где  $\alpha_T$  — полный коэффициент внутренней конверсии [333, 334]. Кроме этого, надо вводить коррекции к энергиям и интенсивностям на ряд эффектов, искажающих простые кривые распада  $R_I(t)$ . Коррекции обсужда-

лись в [324] на основе известных формул [335] и данных [336], однако были дополнены до семи и приведены в удобный для расчета вид [337]. Основной для высокоспиновой области оказалась коррекция из-за конечного времени остановки ядер отдачи в стоппере  $2t_r$  [338]:  $t = t_{corr} = t_{unc} + t_r$ , где  $t_r = r/v$ ;  $r$  — пробег ядер отдачи

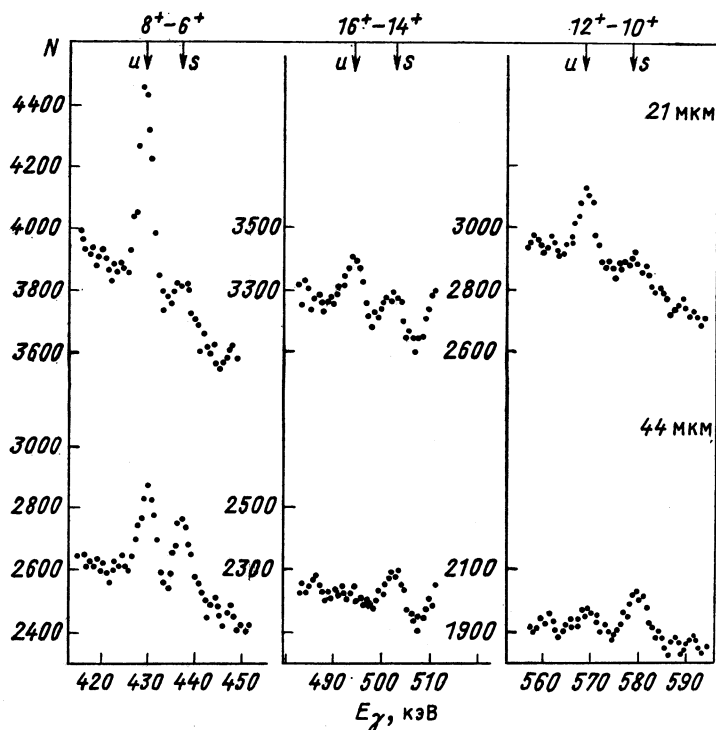


Рис. 20. Гамма-спектры  ${}^{186}\text{Yb}$  в районе трех переходов при двух временах пролета мишень-стоппер в  $DSRD$ -методе [366]

в стоппере согласно таблицам, приведенным в работе [339];  $v$  — скорость до начала замедления согласно (68). Также для появления долгоживущих хвостов (например, в ядрах  ${}_{72}\text{Hf}$ ) понадобилось обобщение поправок на двухкомпонентный распад [340]. В наиболее полном и удобном виде они приведены в [320].

Неопределенности в  $DSRD$ -методе при его комбинации с  $(HI, xn)$ -реакцией связаны с проблемой извлечения времен из кривых распада, причем нужно осуществить разделение эффектов, связанных со структурой ядра, т. е. времен жизни  $\tau_I$ , от эффектов, связанных с реакцией, т. е. интенсивностей  $P_I$  и времен  $\phi_I$  посто-

ронного заселения. На этом вопросе остановимся специально в разд. 21.

*DBLS*-метод основан на том, что в процессе замедления ядер отдачи излучаются доплеровски смещенные согласно (69) линии, причем окончательную форму получают как суммарный эффект излучения при разных скоростях от начальной до нулевой. Пример таких уширенных линий показан на рис. 21 в *CE* ионами  $^{56}_{26}\text{Fe}$

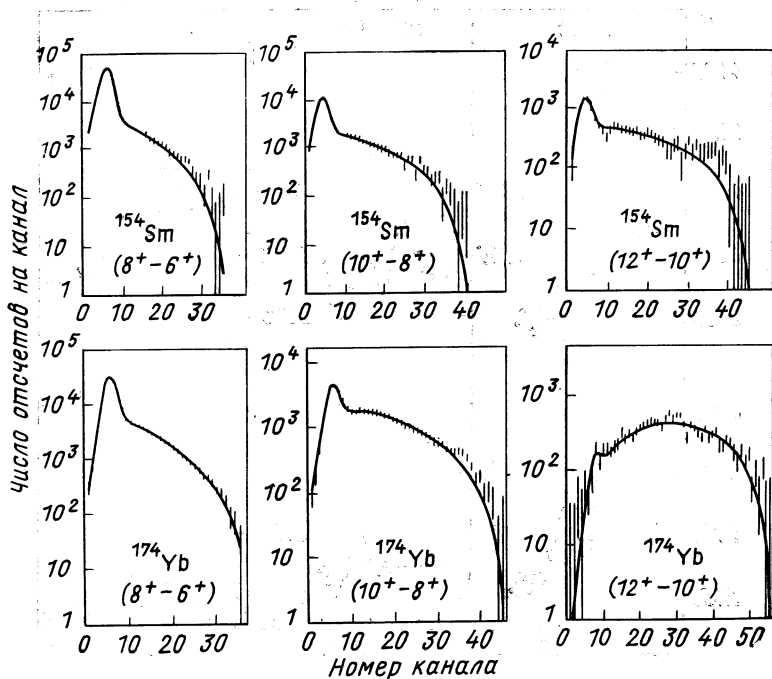


Рис. 21. Форма уширенных  $\gamma$ -линий в *DBLS*-методе [341]

и  $^{83}_{36}\text{Kr}$  [341]. Основная проблема связана с извлечением времени из формы линии, для чего используют модельные расчеты процесса замедления, ведущие к некоторым неопределенностям. Делают это на основании модели расчета электронного и ядерного замедления [342], к которой применяют модификации [343] и новые подходы [344]. Обычно пользуются семиэмпирическими таблицами из работы [339]. Замедление ядер отдачи улучшают сравнением измерений времен *DBLS* с измерением по *DSRD*-методу [341, 345, 346]. В [345, 346] считается, что таблицы, приведенные в [339], нужно исправлять фактором 1,25, нормируя к ионам  $^4_2\text{He}$  [347], тогда как в [341] считается правильным эти исправления не вводить. Отметим также, что в таблицах, приведенных

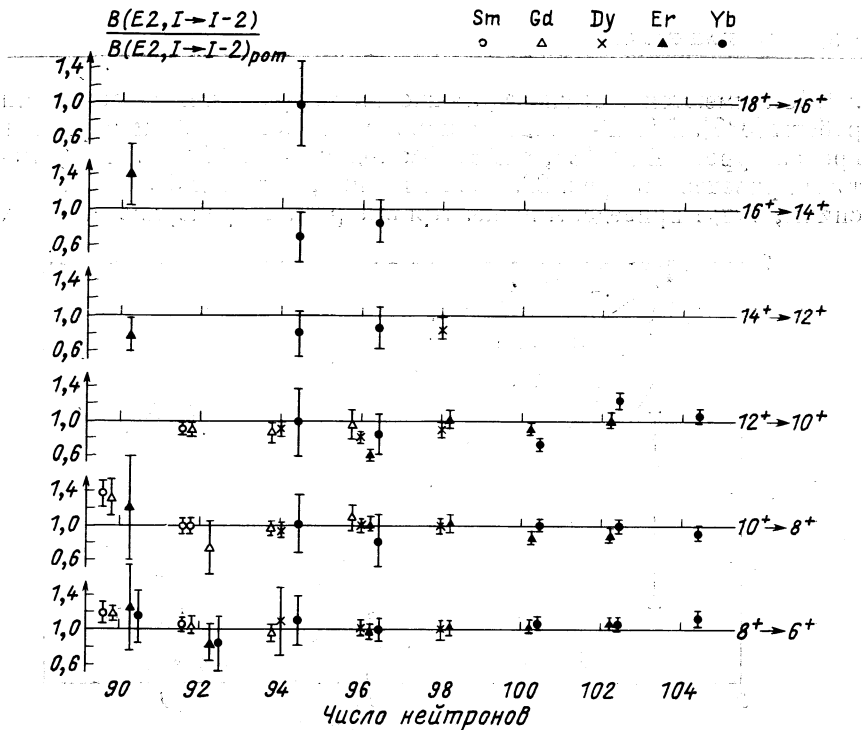


Рис. 22. Диаграмма результатов по факторам усиления из измерений времен жизни доплеровскими методами [4].

Данные для спинов  $16^+$ ,  $18^+$  для  $^{188}_{88}\text{Er}_{90}$  — из работ [364],  $^{184}_{70}\text{Yb}_{94}$  [338]

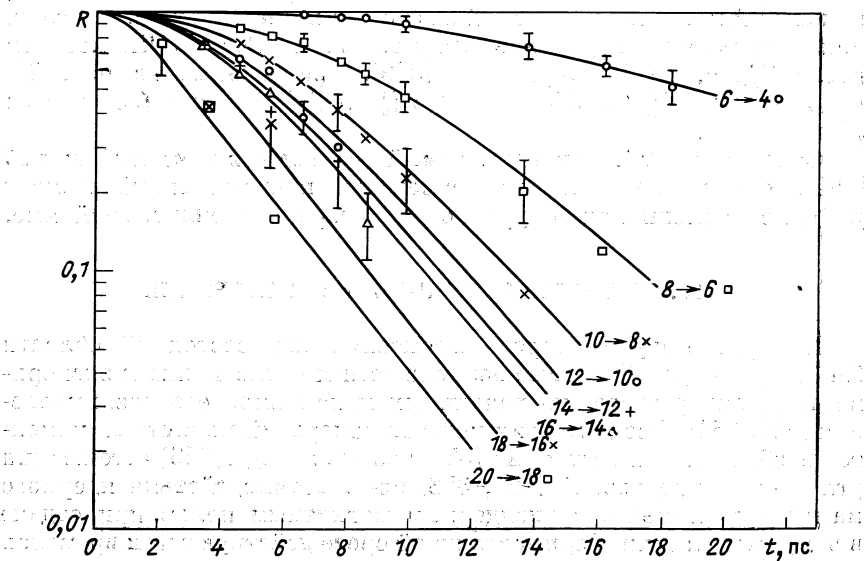


Рис. 23. Кривые распада  $R_I$  v.s.  $t$  для  $^{186}_{70}\text{Yb}$  [338]

в [348], имеются частичные улучшения по сравнению с таблицами работы [339]. *DSRD*-методом с помощью ионов до  $^{40}\text{Ar}$  измерялись времена уровней до  $18^+$ , а *DBLS*-методом — до  $12^+$  [4], и результаты приведены на рис. 22. Новые данные, включая более высокие спины, будут приведены ниже. Кривые распада рекордно высоких

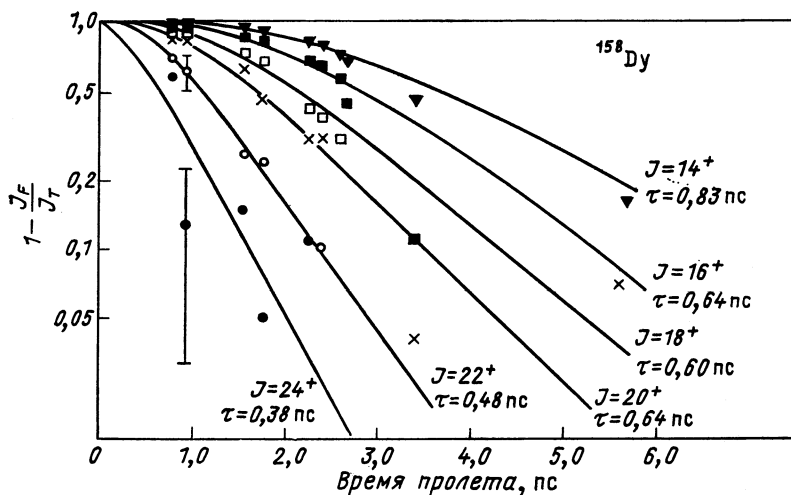


Рис. 24. Кривые распада  $R_I$  v.s.  $t$  для  $^{158}\text{Dy}$  [349]

спинов до  $20^+$  [338] показаны на рис. 23. В последнее время без изменений методики измерений за счет применения очень тяжелых ионов получены следующие результаты: до  $24^+$  *DSRD*-методом после  $(^{136}_{54}\text{Xe}, 4n)^{158}_{66}\text{Dy}$ -реакции [349], приведенные на рис. 24, и до  $14^+$  в  $^{174, 176}_{70}\text{Yb}$  [350] и  $18^+$  в  $^{232}_{90}\text{Th}$  [351] после *CE* ионами  $^{36}\text{Kr}$  и  $^{54}\text{Xe}$ .

Отметим новый, так называемый *зарядово-плунжерный метод* [352], с помощью которого определен квадрупольный момент  $^{239}_{94}\text{Pu}$  из времени жизни уровней во второй потенциальной яме.

## 20. МАГНИТНЫЕ «ИН-БИЙМ» ИЗМЕРЕНИЯ

Измерение  $g_R$  факторов высокоспиновых состояний области бэкбендинга дало бы новые возможности по отношению к экспериментальному разделению различных механизмов его возникновения [353, 354]. Среди многих методов измерений магнитных моментов возбужденных состояний [355] только методы [356] аттенюации угловых распределений [357, 358] из-за взаимодействия ядерного магнитного момента с внеядерным магнитным полем при отдаче в вакууме, газе или ферромагнитной среде действуют при временах

жизни порядка  $10^{-12}$  с. Например, при отдаче в вакууме характеристические времена аттенюации — порядка  $10^{-11}$  с [336].

Однако таких измерений очень мало, и они относятся только к низкоспиновой области  $I \leq 8$  [4, 332] или к достаточно долгоживущим изомерным состояниям, например  $12^+$  в изотопах  $^{192,194,196}_{78}\text{Pt}$  [359]. Такие измерения не противоречат постоянности  $g_R$  при изменениях спина [360] в ядрах  $^{66}\text{Du}$ . В некоторых случаях наблюдаются такие эффекты [336] в ядрах  $^{68}\text{Er}$ , которым можно дать разные интерпретации [4]: уменьшение  $g_R$  со спином, изменение механизма аттенюации со спином или постоянство обоих, но существование заселения из неирраст-состояний с уменьшенным  $g_R$ -фактором [361].

В самое последнее время сообщается о применении техники отдачи в газе [362 и ссылки там же] после получения реакции ( $^{136}_{54}\text{Xe}, xn$ )  $^{68}\text{Er}$  с очень тяжелыми ионами в Дармштадте, причем проведены измерения до спинов  $14^+ - 18^+$  [363]. К сожалению, данные необработаны, и пока неизвестно, насколько удастся разделить эффекты, о которых говорилось выше.

## 21. МЕТОДЫ РАЗДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТОВ СТРУКТУРЫ И РЕАКЦИИ

Здесь речь пойдет об извлечении из кривых распада *DSRD*-метода после (*HI, xn*)-реакции (см. рис. 23, 24), информации об эффектах, связанных со структурой, т. е. о временах жизни  $\tau_I$  ираст-уровней, и об эффектах, связанных с процессом девозбуждения составного ядра, т. е. об интенсивностях  $P_I$  и временах  $\varphi_I$  постороннего заселения. В области бэкбендинга, где интенсивности постороннего заселения  $P_I$  максимальны [338], эта проблема становится основной. Ее можно решать двумя способами [332]: экспериментально устранить эффекты реакции, делая совпадения более низких с некоторым самым высоким наблюдаемым переходом и получая чистый каскад. Таким образом, сделаны первые измерения времен жизни в области бэкбендинга для  $^{158}_{68}\text{Er}$  канадской группой [364]. Однако в таком случае статистика очень бедная, и трудно найти эффект, выходящий за пределы экспериментальных погрешностей.

Второй путь, который будет здесь рассмотрен, следующий: попытаемся разделить оба эффекта на основе модели кривых распада  $R_I(t)$  с учетом посторонних заселений. Такой путь применен канадской группой для  $^{130}_{58}\text{Ce}$  до  $12^+$  [365] с определением только времени жизни  $\tau_I$  и дубненской [338, 340, 366, 367] для ядер  $^{70}\text{Yb}$ ,  $^{72}\text{Hf}$  и  $^{68}\text{Er}$  до  $20^+$  с определением времени жизни  $\tau_I$  и времени постороннего заселения  $\varphi_I$ . Этот метод принят и западно-германской группой и применен к ядрам  $^{58}\text{Ce}$  [368] и к  $^{158}_{68}\text{Du}$  [349]. Модель расчета без постороннего заселения отвечает каскаду последовательных переходов между ираст-уровнями  $I$  и подобна



модели цепочки радиоактивного распада. Она применялась и раньше [328] и описана в работах [337, 369]. Обобщение на постороннее заселение сделано в [338]. Самый общий случай каскадного постороннего заселения многими путями [320] описан ниже.

Рассмотрим рис. 25, представляющий модель расчета  $R_I(t)$  с учетом постороннего заселения в наиболее общем случае. Засе-

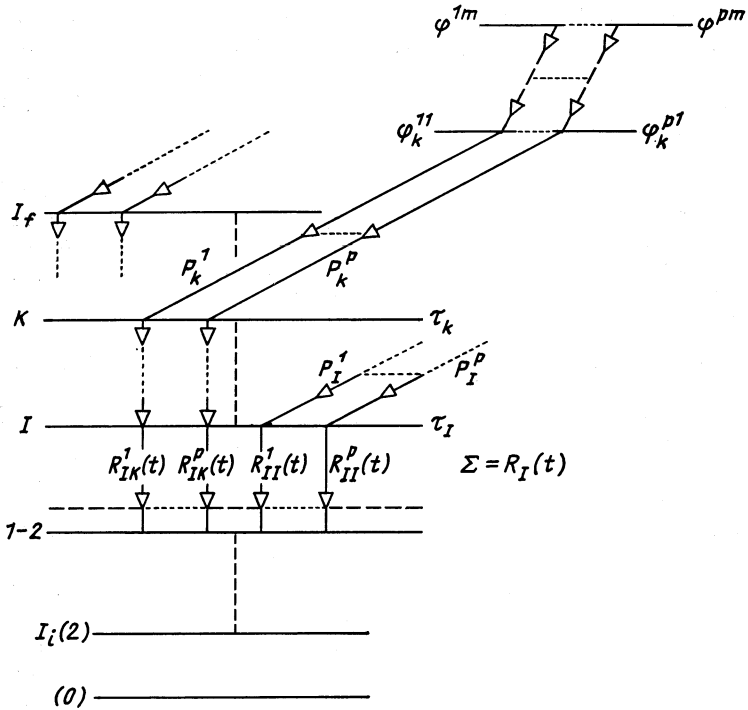


Рис. 25. Модель уровней и их заселения.

Спирь  $I$  ирст-уровня, с временем жизни  $\tau_I$ , меняется с низшего  $I_f$  до высшего экспериментально наблюдаемого  $I_f$ . Кривая распада  $R_I(t)$  уровня  $I$  складывается из парциальных кривых распада  $R_{IK}^x(t)$  каскадов, заселяющих ирст-уровни  $K = 1, I + 2, \dots, I_f$  через посторонние компоненты  $x = 1, 2, \dots, p$  с весами-интенсивностями постороннего заселения  $P_K^x$ : каждая компонента постороннего заселения идет через каскад посторонних уровней с временами постороннего заселения  $\varphi_K^{x1}, \varphi_K^{x2}, \dots, \varphi_K^{xm}$

ление каждого уровня со спином  $I$  и временем жизни  $\tau_I$  происходит многими параллельными каскадами, которые заселяют со стороны каждый уровень со спином  $K, I \leq K \leq I_f$  ( $I_f$  — высший или конечный уровень ирст-линии, наблюдаемый в эксперименте), а потом проходят вниз по ирст-линии. Постороннее заселение

уровня со спином  $K$  с интенсивностью  $P_K$  происходит несколькими компонентами (параллельными каскадами) с интенсивностями  $P_K^x$ , так что

$$P_K = \sum_{x=1}^p P_K^x. \tag{71}$$

Практически при нормальных условиях число таких компонент ядер  ${}_{68}\text{Er}$  и  ${}_{70}\text{Yb}$  бралось  $p = 1$ , а только при долгоживущих хвостах кривых распада ядер  ${}_{72}\text{Hf}$  для некоторых уровней  $p = 2$ . Каждый каскад, заселяющий ираст-уровень  $K$  со стороны с интенсивностью  $P_K^x$ , проходит через несколько последовательных посторонних уровней с временами постороннего заселения  $\varphi_K^{x\mu}$ ,  $\mu = 1, 2, \dots, m$ . На практике брался только один уровень  $m = 1$ , а для тестовых расчетов принималось  $m = 2$  и  $3$  (двойной и тройной каскад постороннего заселения).

Теоретическая формула для кривой распада тогда следующая:

$$R_I(t) = \sum_{K=I}^{I_f} [A_{IK} \exp(-t/\tau_K) + \sum_{x=1}^p \sum_{\mu=1}^m B_{IK}^{x\mu} \exp(-t/\varphi_K^{x\mu})] \tag{72}$$

с обозначениями

$$A_{IK} = \sum_{x=1}^p \sum_{M=K}^{I_f} P_{IM}^x \prod_{L=I}^M \frac{\tau_K}{\tau_K - \tau_L} \prod_{\mu=1}^m \frac{\tau_K}{\tau_K - \varphi_M^{x\mu}}; \tag{73}$$

$(L \neq K)$

$$B_{IK}^{x\mu} = P_{IK}^x \prod_{L=I}^K \frac{\varphi_K^{x\mu}}{\varphi_K^{x\mu} - \tau_L} \prod_{\lambda=1}^m \frac{\varphi_K^{x\mu}}{\varphi_K^{x\mu} - \varphi_K^{x\lambda}}. \tag{74}$$

$(\lambda \neq \mu)$

Использованы нормированные значения полного и постороннего заселения

$$N_{IK} = N_K/N_I; \quad P_{IK}^x = P_K^x / \sum_{x'=1}^p \sum_{K'=I}^{I_f} P_{K'}^{x'}, \tag{75}$$

вывод которых приведен в [320].

Проблему извлечения времени жизни  $\tau_I$  и времени постороннего заселения  $\varphi_I$  можно, в принципе, решить подгонкой к эксперименту методом наименьших квадратов. Такая подгонка запрограммирована для расчетов на ЭВМ и проводилась независимо друг от друга двумя способами:

1) минимизация  $\chi^2$  или его аналогов с помощью регуляризованных итерационных процессов на большой ЭВМ типа CDC-6200 [370];

2) минимизация  $\chi^2$  с помощью «спирали максимального спада» на малой ЭВМ типа ТРА и ИЗОТ-0310 (неопубликованная программа); ее принцип — прямое сравнение минимизируемого функционала для  $\chi^2$  в узловых точках системы из вложенных много-

мерных параллелепипедов, причем выбирается только подходящая «спираль» из этих точек [320].

В области бэкбендинга время  $\tau_I$  (структурный эффект) и время  $\varphi_I$  (эффект реакции) обычно сильно скоррелированы. Числовые эксперименты показали, что экспериментальные кривые распада  $R_I(t)$  сильно чувствительны к выбору  $\tau_I$  и слабо — к  $\varphi_I$  при низких спинах, где нормированные посторонние заселения  $P_{II}$  (75) небольшие. Наоборот, они слабо чувствительны к  $\tau_I$  и сильно — к  $\varphi_I$  при высоких спинах, где  $P_{I,I}$  — большие. Это делает метод хорошим для исследования структуры ( $\tau_I$ ) при низких спинах и более пригодным для исследования механизма заселения ( $\varphi_I$ ) при высоких спинах (см. ниже). Тем не менее в точке бэкбендинга из-за слабых изменений  $B(E2)$  и сильной зависимости  $\tau_I$  от энергии перехода  $\sim E_I^{5-I-2}$  (64) уменьшение  $E$  приводит к значительному возрастанию  $\tau_I$ , и таким образом — к его намного более чистым определениям, чем для соседних  $I$ . Такое обстоятельство позволяет исследовать структуру ( $\tau_I$ ) высокоспиновых состояний как раз в точке бэкбендинга (см. ниже), что наиболее интересно с точки зрения заключений о его механизме.

## 22. КУЛОНОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ

Как известно, у кулоновского возбуждения [13, 14, 16] хорошо развитая теория [300—302, а также 371], что позволяет использовать его не только для измерений приведенных вероятностей переходов из времени жизни *DSRD*- и *DBLS*-методами, но и определять внутренние моменты измерением вероятностей возбуждения (сечений). Далее можно измерять и угловые распределения для получения информации о спинах и коэффициентах мультипольной смеси.

Особую роль в рассмотрении кулоновского возбуждения играет так называемый *кулоновский барьер*:

$$E_c = \frac{1,44}{r_0} \frac{Z_i Z_t}{A_i^{1/3} + A_t^{1/3}} (1 + A_i/A_t), \text{ МэВ. Ферми,} \quad (76)$$

где  $r_0 = 1,41$  Ферми,  $Z_i, A_i$  относятся к иону;  $Z_t, A_t$  — к мишени. Как будет видно в разд. 23, сечения ядерных реакций сильно уменьшаются, если энергия ионов  $E_i$  падает ниже барьера  $E_c$ , так что именно  $E_i \ll E_c$  и есть условие наблюдения *CE* в чистом виде. Одновременно такое условие обеспечивает правомерность квазиклассического описания [371]. Соответствующее сечение в первом порядке теории возмущения [300]

$$d\sigma_{EL} = (Z_i e / \hbar v_i)^2 a^{-2L+2} B(EL; i \rightarrow f) df d_{EL}(\theta \xi \eta_i) \quad (77)$$

с обозначениями

$$a = \frac{Z_i Z_t e^2}{M v_i v_f} ; \quad \eta_{i, f} = \frac{Z_i Z_t}{\hbar v_{i, f}} ; \quad \xi = \eta_f - \eta_i, \quad (78)$$

где  $\theta$  — угол рассеяния;  $M$  — приведенная масса ядер иона и мишени,  $v_i, v_f$  — скорости ионов до и после столкновения. Для магнитного перехода следует заменить  $EL \rightarrow ML$  и помножить правую сторону (77) на  $v_i v_f / c^2$ . Функции  $f_{EL}$  табулированы. Многократное возбуждение учитывает виртуальные возбуждения через промежуточные состояния, и его описание сводится к связанной системе дифференциальных уравнений [371]. Существуют программы для вычислений на ЭВМ.

В качестве некоторых примеров применений последнего времени в области низких спинов упомянем лишь пополнение систематики  $E2$ -,  $E4$ -моментов, и, в частности, гексадекапольных  $\beta_{40}$ -деформаций для ядер от  ${}_{60}\text{Nd}$  до  ${}_{76}\text{Os}$  [372—374]. Отсюда видно, что  $\beta_{40}$  положительны для ядер от  ${}_{60}\text{Nd}$  до  ${}_{66}\text{Dy}$ , проходят нуль около  ${}_{68}\text{Er}$  и отрицательны для ядер от  ${}_{70}\text{Yb}$  до  ${}_{76}\text{Os}$ . Возможно различие в деформации заряда и всего ядра [373]. В работах [375—377] возбуждаются вибрационные  $2^+$ -,  $3^-$ -состояния в ядрах  ${}_{64}\text{Gd}$ ,  ${}_{68}\text{Er}$ ,  ${}_{72}\text{Hf}$ ,  ${}_{74}\text{W}$ . В работе [378] определяются вероятности переходов внутри  $\gamma$ -полос  ${}_{68}^{162}\text{Dy}$  и  ${}_{68}^{168}\text{Er}$ .

К высоким спинам в комбинации с измерением времени еще вернемся в разд. 28, 29. Здесь отметим работы иного характера с использованием ионов  ${}_{54}\text{Xe}$ ,  ${}_{82}\text{Pb}$  и  ${}_{92}\text{U}$ . В работе [379] применяются ионы  ${}_{54}^{136}\text{Xe}$  для достижения спинов  $16^+ (18^+)$  в  ${}_{68}^{164}\text{Er}$ . В работе [380] возбуждаются уровни основной полосы до  $10^+$  и  $\gamma$ -полосы — до  $8^+$  ионами  ${}_{54}^{136}\text{Xe}$  в ядрах  ${}_{192}^{192}$ ,  ${}_{194}^{194}$ ,  ${}_{196}^{196}\text{Pt}$  и определяется их  $\gamma$ -мягкость. Отметим рекордное достижение уровней  $28^+$  в  ${}_{92}^{238}\text{U}$  ионами  ${}_{92}^{238}\text{U}$  и  ${}_{82}^{208}\text{Pb}$  и одновременное возбуждение полосы отрицательной четности до  $15^-$  ионами  ${}_{82}^{208}\text{Pb}$  [381]. Уже установлен тот факт, что в отличие от заселения в  $(HI, xn)$ -реакции «сверху»,  $SE$  «снизу» возбуждает преимущественно не ираст-линию, а продолжение основной полосы в зависимости от приведенных вероятностей переходов связывающих уровни, т. е. другую ветвь в картине пересечения полос [315]. Значение этого обстоятельства для понимания механизма бэкбендинга рассмотрим в разд. 26. В последних случаях  $SE$  для достижения рекордных спинов применялось интересное устройство совпадений частиц —  $\gamma$ -квант, исправляющее доплеровское смещение [382].

### 23. РЕАКЦИЯ СОСТАВНОГО ЯДРА

Для планирования и анализа экспериментов, применяющих  $(HI, xn)$ -реакции, исходят из полуэмпирических теоретических подходов [303, 304]. Реакцию составного ядра разделяют на два

этапа, связанных с образованием (входящий канал) и распадом (исходящий канал) составной системы:

$$\sigma(E_f, I) = \sum_{J=0}^{J_{\max}} \sigma_c(E_i, J) G(E_f, I; J) / g(J), \quad (79)$$

где  $\sigma(E_f, I)$ , умноженное на плотность уровней конечного ядра, определяет сечение на единицу интервала энергии возбуждения для получения конечного ядра с энергией возбуждения  $E_f$  и спином  $I$ ;  $\sigma_c(E_i, J)$  — сечение образования составного ядра со спином  $J$  при энергии ионов  $E_i$  (входящий канал);  $G(E_f, I; J)$  и  $g(J)$  — парциальная и полная ширина распада составного ядра (исходящий канал);  $\sigma_c$  параметризуется так называемым *трансмиссионным коэффициентом*  $T_l(E_i)$  для входящего канала;  $G$  и  $g$  — в терминах  $T_l(E_f)$  — для исходящего канала [303]. При анализе входящего канала важно, во-первых, знать полное сечение реакции, которое оценивают в модели черного ядра [383]. В наиболее удобном виде сечения и угловые моменты даны в [384]. Характерными особенностями являются нулевое сечение под кулоновским барьером ( $E_i < E_c$ ), очень сильный рост в области потенциального барьера ( $E_i \sim E_c$ ) и замедляющийся плавный рост над ним ( $E_i > E_c$ ) [см. (76)].

Однако только часть полного сечения идет на реакцию полного слияния, остальная часть — на *касательные реакции*. Эта часть определяется критическим угловым моментом  $J_{\text{кр}}$ , которым заменяется  $J_{\text{макс}}$  модели черного ядра в (79). Это уже хорошо установленный экспериментальный факт [385], который связан с тем, что рост при  $E_i > E_c$  меняется на спад [386]. Касательные реакции сводятся главным образом к реакциям передачи [387] и меняют немного  $Z$  ядра мишени. В последнее время предложен ряд способов оценки  $J_{\text{кр}}$ , основанный на двух механизмах: динамические эффекты во входящем канале [388, 389] и нестабильность составной системы [293, 390, 391]. Оба ведут примерно к одинаковым оценкам [4]. Предложен и способ экспериментального определения, основанный на спиновой селективности реакции [392].

В работе [393] дан обзор проблемы предравновесных процессов. В [394] дискутируется проблема разных критических моментов, кроме момента полного слияния, например для деления в реакциях, возбужденных  $^{40}_{18}\text{Ar}$  и  $^{86}_{36}\text{Kr}$  и ведущих к составным ядрам  $^{134-184}_{68}\text{Er}$ . В связи с проблемой возможного отсутствия слияния с испарением частиц при малых передачах углового момента для достаточно тяжелых ионов  $^{86}_{36}\text{Kr}$  устанавливается отсутствие такого поведения. Делается заключение о присутствии предравновесных процессов с излучением заряженных частиц при больших энергиях возбуждения из-за зависимости их вероятностей от энергии и иона в отличие от предсказаний (79). В работе [395] предлагается второй предравновесный нейтрон. Из данных по измерению

множественности [396] можно сделать заключение об испускании больше одного предравновесного нейтрона в реакции с  ${}^4_2\text{He}$ , в других случаях более тяжелых ионов  ${}^{20}_{10}\text{Ne}$  и  ${}^{40}_{18}\text{Ar}$  — о реакции типа составного ядра.

### 24. ДЕВОЗБУЖДЕНИЕ СОСТАВНОГО ЯДРА

При анализе исходящего канала применяют статистические и эмпирические соображения. После времени порядка нескольких единиц на  $10^{-18}$  с [397, 398] составное ядро распадается главным образом испарением нейтронов [399, 400]. Отметим новую технику

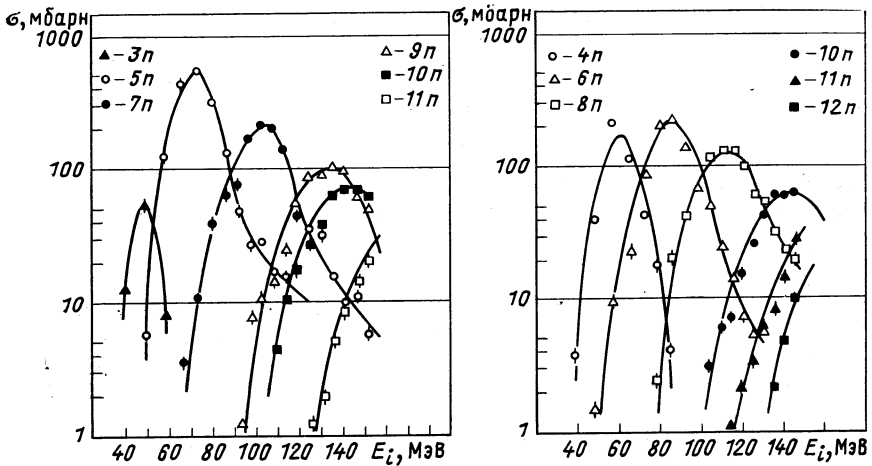


Рис. 26. Функции возбуждения реакции  ${}^{132}_{52}\text{Te}$  ( ${}^{12,13}_6\text{C}, xn$ )  ${}^{142,143}_{58}\text{Ce}$ , слева для  ${}^{132}\text{C}_2$  справа для  ${}^{136}\text{C}$  [404]

измерения времени и в ранее недоступном районе  $10^{-16}$  с [401], основанную на смещении X-линий из-за испускания протонов. Только при большей энергии возрастает конкуренция испускания заряженных частиц [402], в частности протонов [404] и  $\alpha$  [404, 396]; тем не менее в реакциях с углеродом [403] регистрировалось испарение нейтронов вплоть до 12 (рис. 26). Для более тяжелых ядер и высоких энергий существенна конкуренция деления [405, 406]; в работе [395] рассмотрены более поздние результаты.

Процесс испарения нейтронов рассматривают на простой статистической модели [407], дающей функции возбуждения, т. е. сечения в зависимости от энергии возбуждения  $E^*$

$$E_{\text{лаб}}^* = E_{\text{см}}^* (1 + A_i/A_t); \quad E_{\text{см}}^* = \Delta E_t + \Delta E_i - \Delta E_c, \quad (80)$$

где  $\Delta E_t$ ,  $\Delta E_i$  и  $\Delta E_c$  — избытки энергий покоя ядер мишени, иона и составного ядра по отношению к сумме энергий покоя нуклонов; эти энергии можно рассчитать с помощью таблиц масс, приведенных, например, в [408, 409]. Получаются максимумы  $\sigma_{\text{макс}}$  при энергиях  $E_{\text{см, макс}}^*$ , возрастающих с числом нейтронов  $x$ . Их можно определить из

$$E_{\text{см, макс}}^* = \sum_{i=1}^x B_i + x\varepsilon, \quad (81)$$

где  $B_i$  — энергия связи  $i$ -го нейтрона [408, 409];  $\varepsilon$  — средняя энергия, теряемая при испускании одного нейтрона в виде кинетической энергии и энергии  $\gamma$ -квантов. Все это облегчает идентификацию продуктов [410]. Большую роль для определения  $E_{\text{макс}}^*$  сыграло эмпирическое правило Симонова — Александра [411], которое впоследствии было уточнено на основании большого эмпирического материала Нойбертом [412]:

$$\varepsilon = 9,0 - 2,4 \cdot 10^{-2} A_c, \text{ МэВ}, \quad (82)$$

где  $A_c$  — массовое число составного ядра. Применение статистической модели к оценкам конкуренции испускания заряженных частиц смотри в [413] и деления — в [414].

В процессе испарения нейтронов, как первой стадии девозбуждения составного ядра, первоначальное распределение спинов  $J$  составного ядра меняется и переходит в более узкое распределение спинов  $I$  конечного ядра, которое можно получить статистической теорией [415, 416], а также простым графическим расчетом [391]. Оказывается нейтроны уносят небольшую долю углового момента — по  $1-2\hbar$  каждый, а большая доля уносится на второй стадии девозбуждения  $\gamma$ -квантами двумя этапами: статистический каскад (главным образом  $E1$ -переходы) и ираст-каскад (главным образом  $E2$ -переходы) согласно комбинированной модели заселения ираст-полосы [309], подтвержденной экспериментом [311] и приведенной на рис. 17. Проблема распределения углового момента в конечном ядре и его удаления рассматривается и в работе [414]. Измерением множественности непрерывного  $\gamma$ -излучения и ее спинового распределения можно делать экспериментальное восстановление [417] распределения спинов  $I$  конечного ядра до статистического каскада (рис. 27) и для более легких ядер [418].

Распределение  $\gamma$ -квантов к статистическому ( $E1$ ) и непрерывному ираст-каскаду ( $E2$ ) по отношению к уносимому спину (грубо 0 респ. 2 одним переходом) приведено преимущественно в экспериментальных работах, которые рассмотрены выше. Из этого рассмотрения следует эмпирическое соотношение между средней множественностью  $\gamma$ -квантов  $\langle M \rangle$  и средним уносимым спином  $\langle l \rangle$ :

$$\langle l \rangle = 0 \frac{1}{2} \langle k \rangle + 2 \langle M - k \rangle, \quad (83)$$

где  $\langle k \rangle$  — среднее число  $\gamma$ -квантов статистического каскада; можно принять, что оно равно четырем [312, 313], хотя есть указания и на 2,5—4 [400]. Фактор 0 следует из того, что  $k$  для перехода типа  $E1$  статистически распределены по изменению спина, а фактор 2 — из того, что  $M-k$  для перехода типа  $E2$  выстроены [311—313], хотя есть и дипольная компонента [314]. Статистическое рассмот-

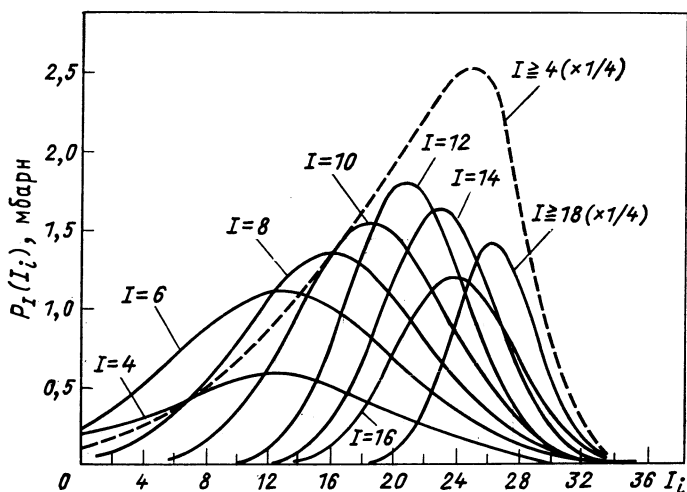


Рис 27. Распределение спинов  $I$  конечного ядра после реакции  ${}^{150}_{80}\text{Nd}({}^8_0\text{O}, 4n){}^{162}_{88}\text{Er}$  [417]

рение дает для энергетического распределения формулу (67), но с ограничениями, которые будут рассмотрены ниже [4]. Теории этой проблемы в терминах конкуренции статистической (неколлективной) и ротационной (коллективной) моды девозбуждения посвящена работа [419]. Эта работа несколько меняет классическое представление [309] девозбуждения  $\gamma$ -квантами, показанное на рис. 17, так как конкуренция может начаться относительно высоко, на 3—5 МэВ над ираст-линией; таким образом эта конкуренция может обусловить более сложную, чем на рисунке, в среднем наклонную траекторию девозбуждения.

## 25. К СИСТЕМАТИКЕ КВАЗИРОТАЦИОННЫХ ЭНЕРГИЙ И ВНУТРЕННИХ $E2$ -МОМЕНТОВ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР: ГРАНИЦЫ ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ

Существует хорошо развитая систематика квазиротационных энергий [202] и внутренних  $E2$ -моментов и деформаций [69, 200, 201, 372, 373, 420], как и теоретические расчеты деформаций [40, 421—423] и адиабатических эффектов [23]. Хотя мы здесь легкими ядрами не занимаемся, упомянем и работу [424], приводя-



щую самосогласованную систематику  $B(E2)$ -значений в  $sd$  ядрах. Наша задача здесь ограниченная: использовать данные относительно ядер  ${}_{68}\text{Er}$  [367],  ${}_{70}\text{Yb}$  [338] и  ${}_{72}\text{Hf}$  [340] по вероятностям самых низкоспиновых  $E2$ -переходов на иррадиации  $2^+ \rightarrow 0^+$  и  $4^+ \rightarrow 2^+$  для того, чтобы пролить свет на систематику вышеупомянутых эффектов. Эта область ядер далеко от полосы стабильности, несколько необычная, как будет видно ниже.

В табл. 4 включены все данные насчет внутренних ( $E2$ ) момен-

Таблица 4

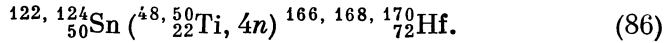
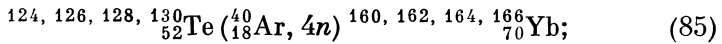
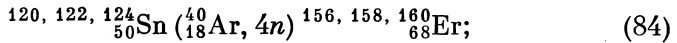
Моменты инерции  $J = 3/E_2$ , энергетические отношения  $E_4/E_2$ , внутренние  $E2$ -моменты  $Q = Q(2 \rightarrow 0)$  и эффективные квадрупольные деформации  $\beta = \beta(2 \rightarrow 0)$

Ядро	$J$ , МэВ <sup>-1</sup>	$E_4/E_2$	$Q$ , барн	$\beta$
${}^{158}_{68}\text{Er}_{88}$	8,7	2,32	{ 4,1±0,1* 4,020±0,073	0,185±0,005* 0,182±0,003
${}^{158}_{68}\text{Er}_{90}$	15,6	2,74	5,3±0,15*	0,235±0,01*
${}^{160}_{68}\text{Er}_{92}$	23,8	3,10	{ 6,5±0,15* 6,54±0,11	0,28±0,01* 0,286±0,005
${}^{160}_{70}\text{Yb}_{90}$	12,34	2,626	4,81±0,08	0,207±0,003
${}^{162}_{70}\text{Yb}_{92}$	18,02	2,924	6,07±0,45	0,257±0,019
${}^{164}_{70}\text{Yb}_{94}$	24,29	3,128	6,79±0,13	0,284±0,006
${}^{166}_{70}\text{Yb}_{96}$	29,33	3,228	7,26±0,18	0,301±0,008
${}^{168}_{72}\text{Hf}_{94}$	18,90	2,966	5,94±0,14	0,241±0,005
${}^{168}_{72}\text{Hf}_{96}$	24,25	3,114	6,49±0,14	0,261±0,006
${}^{170}_{72}\text{Hf}_{98}$	29,91	3,202	7,14±0,30	0,284±0,012

\* [328].

тов  $Q$  и эффективных деформаций  $\beta$ , которые получаются на основе измерений времен жизни  $\tau_I$  уровней  $I = 2,4$  (см. ниже), извлечения из них приведенных вероятностей переходов  $B(E2)$  согласно (64) с использованием коэффициентов внутренней конверсии [333, 334], и дальше извлечения  $Q$  согласно (65) и  $\beta$  — (66). Для сравнения в таблице приведены и энергетические характеристики [202]: момент инерции  $J$  и отношение энергий первых двух уровней  $E_4/E_2$ . Последнее, как известно, является мерой отклонения ядра от сферической формы посредством отклонения от гармонического вибратора  $E_4/E_2 = 2$  и от деформированной формы посредством отклонения от жесткого ротатора  $E_4/E_2 = 10/3$ . Такое сравнение интересно, так как вероятностный параметр  $\beta$  дает прямые указания на переход в форме, а энергетический  $E_4/E_2$  — только косвенные. Также для сравнения приведены литературные данные Беркли для  ${}^{158,158,160}_{68}\text{Er}$  на основании нашего расчета данных рабо-

ты [328]. Реакции, использованные для получения этих данных, следующие:



Из табл. 4 можно сделать следующие выводы:

1) вероятностные параметры — внутренний  $E2$ -момент  $Q$  и эффективная квадрупольная аксиальная деформация  $\beta$  показывают те же самые тенденции уменьшения при падении числа нуклонов  $N$  с приближением к магическому значению 82, как и энергетические параметры момент инерции  $J$  и отношение  $E_4/E_2$ . Такая тенденция вполне понятна с точки зрения перехода с деформированной к сферической форме;

2) наблюдаемый переход при уменьшении  $N$  достаточно резкий во всех трех случаях ядер  ${}_{68}\text{Er}$ ,  ${}_{70}\text{Yb}$  и  ${}_{72}\text{Hf}$ , но происходит, грубо говоря, все-таки в пределах изменений  $N$  примерно на четыре единицы;

3) если определить границу переходной области там, где начинается резкое уменьшение всех параметров, то из таблицы видно, что она проходит через ядра  ${}^{158}_{68}\text{Er}_{90}$ ,  ${}^{162}_{70}\text{Yb}_{92}$ ,  ${}^{166}_{72}\text{Hf}_{94}$ . Таким образом, наблюдается несколько неожиданный эффект: граница отодвигается от магического числа  $N = 82$  при возрастании числа протонов  $Z$  с 8 нейтронов для  ${}_{68}\text{Er}$  через 10 нейтронов для  ${}_{70}\text{Yb}$  до 12 нейтронов для  ${}_{72}\text{Hf}$ .

Это можно связать со знакомой проблемой границы переходной области [48], обуславливаемой конкуренцией эффектов деформации из-за нуклонов в незаполненных оболочках и стабилизации сферической формы из-за спаривания. Тогда такой эффект можно объяснить корреляцией между отклонениями в числе нейтронов  $N$  и протонов  $Z$  от магических. Действительно, возрастание  $Z$  с  ${}_{68}\text{Er}$  до  ${}_{72}\text{Hf}$  означает приближение к магическому числу для протонов  $Z = 82$ , хотя и снизу: с 14 протонов для  $\text{Er}$  через 12 протонов для  ${}_{70}\text{Yb}$  до 10 протонов для  ${}_{72}\text{Hf}$ . Таким образом, обнаружение этого эффекта означает, что мы проследили изгиб границы переходной области около точки  $Z = 82$ ,  $N = 82$ . В случае  ${}_{68}\text{Er}$  переход обуславливается нейтронами, а для  ${}_{70}\text{Yb}$ ,  ${}_{72}\text{Hf}$  для перехода одинаково важны нейтроны и протоны. При еще больших  $Z$  должны играть главную роль протоны.

## 26. БЭКБЕНДИНГ И ПЕРЕСЕЧЕНИЕ ПОЛОС

Компиляция данных по энергиям ирраст-уровней, связанных с бэкбендингом, показана на рис. 18. Он представляет собой дополненную в обзоре [4] компиляцию [322]. В обзоре же [4]

приведены диаграммы восьми ядер  $^{124-130}_{56}\text{Ba}$  и  $^{128-134}_{58}\text{Ce}$  (см. там же и рис. 11), которые здесь не приводятся. В последнее время появились новые данные по  $^{172,174,176}_{74}\text{W}$  [425, 426],  $^{178,180,182}_{74}\text{W}$  [427],  $^{154}_{68}\text{Er}$  [428] и повторение измерений ираст-уровней  $^{164,166}_{68}\text{Er}$  [429], где обсуждается связь с измерением времени жизни. Получены новые данные по ираст-уровням  $^{164}_{68}\text{Er}$  [428, 429] и повторение измерений ираст-уровней  $^{172}_{72}\text{Hf}$  [33, 34] в связи с открытием многих новых посторонних полос в этих двух ядрах.

Из рис. 18 видно, что бэкбендинг наблюдается преимущественно в нейтронодефицитных ядрах. Это обсуждалось и ранее в связи с механизмами бэкбендинга, однако сейчас можно сказать, что оно, видимо, связано со способом возбуждения. На самом деле нейтронодефицитные, удаленные от полосы стабильности ядра, возбуждаются в  $(HI, xn)$ -реакциях, тогда как  $CE$ , естественно, можно применять к стабильным ядрам. С другой стороны, экспериментально показано [315], что  $(HI, xn)$ -реакции преимущественно заселяют ираст-линию, а  $CE$  — основную полосу. Согласно модели пересечения полос [144, 145] они различаются выше точки бэкбендинга, причем именно ираст-линия показывает бэкбендинг (см. ниже). Из рис. 18 видно также, что иногда наблюдается нерегулярность в проявлении бэкбендинга: отсутствие в  $^{188}_{70}\text{Yb}$ , тогда как он присутствует в соседних четно-четных ядрах  $^{186}_{70}\text{Yb}$ , или наоборот, в  $^{154}_{64}\text{Gd}$ . Такие нерегулярности в теоретических работах (например, [238] и ссылки там для ядер  $^{186}_{70}\text{Yb}$ ) приписываются особенностям схемы одночастичных уровней около поверхности Ферми.

Сейчас уже считается доказанным [4], что бэкбендинг является свойством ираст-линии, которая отождествляется с основной ( $g$ ) полосой ниже точки бэкбендинга и с суперполосой ( $s$ ) выше ее, как показали исследования  $^{154}_{64}\text{Gd}$ ,  $^{154,156}_{66}\text{Dy}$  [25—30, 150]. Это хорошо видно на рис. 28. Особенно убедительно это выглядит после заселения низкоспинового продолжения суперполосы в  $^{156}_{66}\text{Dy}$  [30]. Было высказано несогласие [432] с такой идентификацией, хотя и в [433] говорится о возможном продолжении суперполосы, состоящей из уровней  $(2^+)$ ,  $4^+$ , . . . ,  $10^+$ . Насчет свойств суперполосы тоже имеется разногласие: в оригинальных работах модели пересечения полос [145] ей приписывались  $K^\pi = I^+$ , тогда как в [434] считается, что  $0^+$  и  $1^+$  одинаково хорошо описывают данные, если принять во внимание  $\gamma$ -полосу. Экспериментально это точно доказать трудно [433] и ориентировочно можно приписывать значения  $K^\pi = 0^+$ .

В литературе есть уже первые указания на суперполосу с нечетными спинами, кроме суперполосы с четными спинами, и на пересечение  $\gamma$ -полосы с этими двумя суперполосами [33, 34]. Получается любопытная ситуация: ираст-полоса положительной четности с нечетными спинами находится на 500 кэВ выше, чем

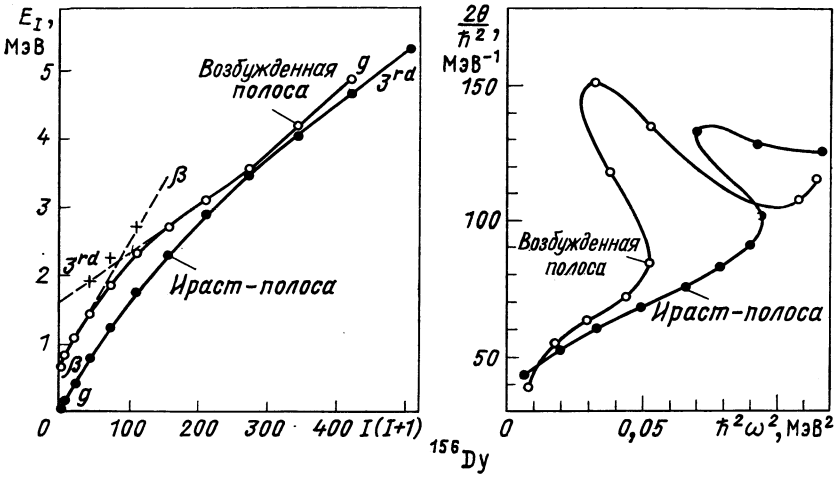


Рис. 28. Экспериментальное подтверждение, что бэкбендинг-эффект — результат пересечения полос: для пересечения  $g$ - и  $\beta$ -полос третьей «суперполосой» в  $^{156}\text{Dy}$  [4] по данным работ [28, 30]

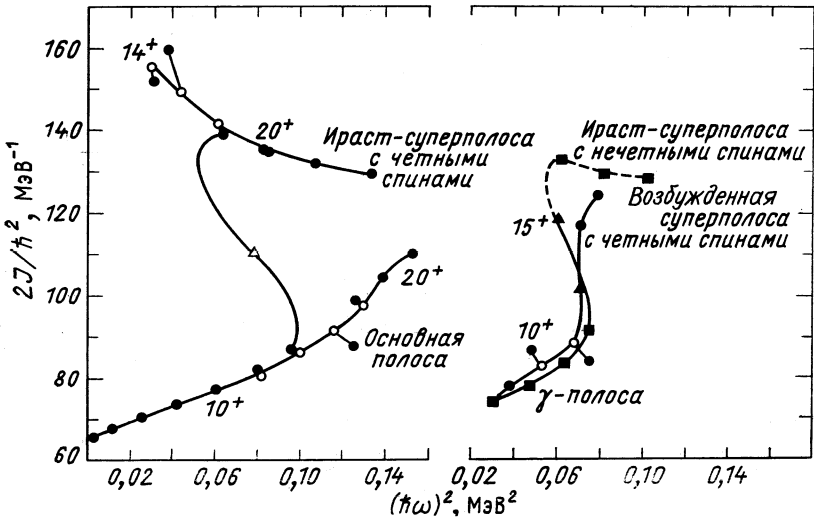


Рис. 29. Бэкбендинг диаграммы ядра  $^{184}\text{Er}$ , возникающая в результате пересечения  $g$ -,  $\gamma$ - и  $s$ -полос [33]:

● — эксперимент; ○ — исправленный, ▲ — переход между полосами

иравт-полоса с четными спинами (рис. 29). Все это объясняют механизмом ротационного выстраивания (см. разд. 15).

В реакциях четно-четных ядер с  $\alpha$ -частицами и более тяжелыми ионами возбуждаются и уровни, отличные от уровней иравт-

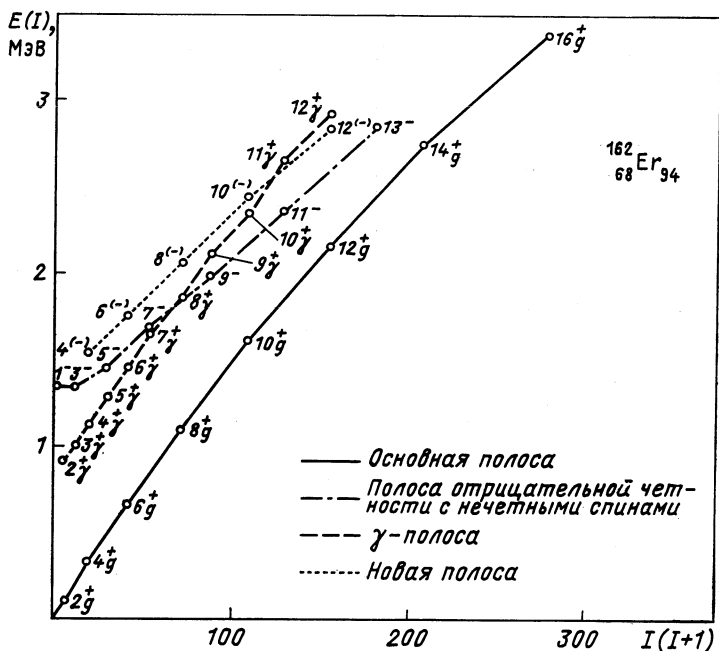


Рис. 30. Полосы разной четности в ядре  $^{162}_{68}\text{Er}$  [32]

линии, а также от пересекающих ее уровней положительной четности. Это посторонние полосы отрицательной четности с нечетными спинами [4], систематически [435] появляющиеся в изотопах  $^{186-194}_{78}\text{Pt}$  и  $^{190-200}_{80}\text{Hg}$  и изученные подробно в  $^{78}\text{Pt}$  [436, 437] и  $^{80}\text{Hg}$  [438, 439]. Они также появляются в ядрах  $^{172,174,176}_{74}\text{W}$  [426],  $^{182}_{74}\text{W}$  [428],  $^{172}_{72}\text{Hf}$  [430, 431], в еще более легких, например  $^{156}_{68}\text{Er}$  [31],  $^{58}\text{Se}$  и  $^{56}\text{Ba}$ , как в  $^{126,128}_{56}\text{Ba}$  [440], и в более тяжелых, как  $^{238}_{92}\text{U}$  [441], где видна октупольно-вибрационная полоса  $K = 0$ ,  $I^\pi = 1^-, 3^-, \dots, 19^-$ . Иногда наблюдается и четная часть полосы, поднятая по энергии относительно нечетной, как, например,  $I^\pi = 2^-, 4^-, \dots, 12^-$  в  $^{162}_{68}\text{Er}$  [32] (рис. 30), а также ядро  $^{164}_{68}\text{Er}$  [33, 34]. Зигзагообразный эффект в  $\gamma$ -полосах положительной четности показан на рис. 31. Механизмы возникновения посторонних полос: октупольных вибраций [277] и ротационного выстраивания [278] упомянуты в разд. 15. Комбинация механизма октупольных виб-

раций при низких спинах с выстраиванием при спинах выше 11- предлагается в  $^{150}_{64}\text{Gd}$  для полосы отрицательной четности с нечетными спинами [442]

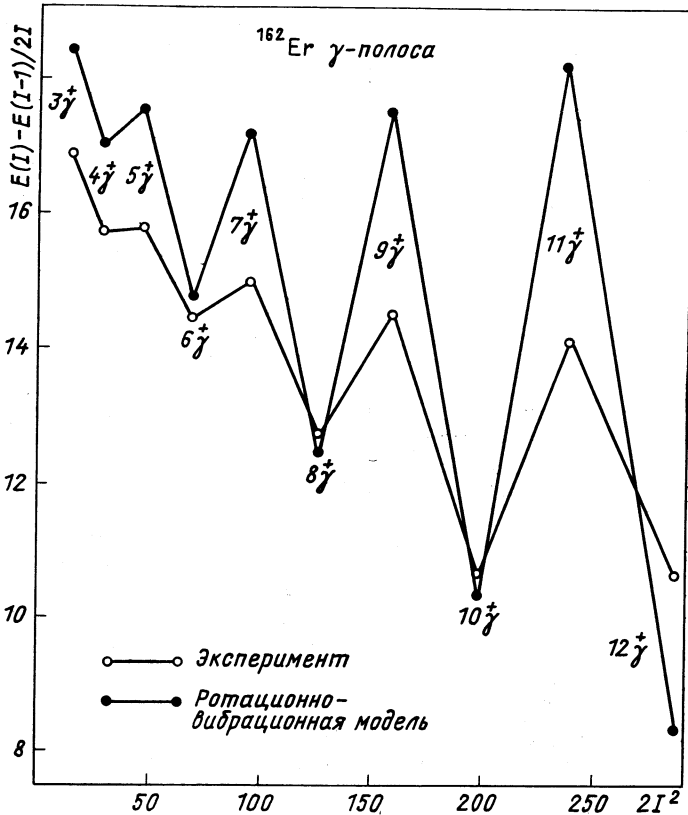


Рис. 31. Зигзагообразный эффект в  $\gamma$ -полосе ядра  $^{168}_{68}\text{Er}$  [32]; эксперимент — снизу; расчеты согласно ротационно-вибрационной модели [147]—сверху

### 27. БЭКБЕНДИНГ В НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ, КАК ТЕСТ РОТАЦИОННОГО ВЫСТРАИВАНИЯ

Рассмотрим интересное предложение, использовать наличие или отсутствие бэкбендинга в нечетном ядре как тест *RAL*-механизма для бэкбендинга в соседнем четно-четном ядре [4, 6, 332, 443]. Авторы этой идеи считают, что если нуклон в нечетном ядре находится на орбите, которая должна использоваться согласно *RAL*-механизму при выстраивании двух нуклонов, то четное

ядро будет показывать бэкбендинг, а нечетное из-за блокировки орбиты нечетным нуклоном не будет. Исследуя полосы  $\Delta I = 2$  нечетного ядра, выстроенные на

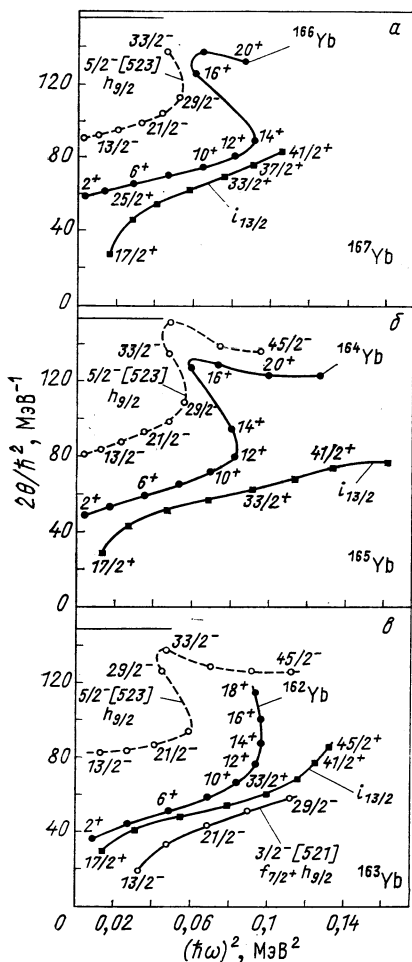


Рис. 32. Бэкбендинг диаграммы нечетных и четных ядер  ${}_{70}\text{Yb}$  [444]:  
в — предел жесткого ротатора

ра, по-видимому, уже снова преобладает  $i_{13/2}n$  орбита [452]. Подобная ситуация наблюдается на середине области  $82 < N < 126$  для  ${}^{164}_{88}\text{Er}$ ,  ${}^{164,166}_{70}\text{Yb}$ , в тестах у соседей с нечетным  $N$   ${}^{165}_{70}\text{Yb}$  [453] и с нечетным  $Z$   ${}^{167}_{71}\text{Lu}$  [454] и  ${}^{165}_{69}\text{Tm}$  [455]. Здесь снова получают указания на участие как  $i_{13/2}n$ , так и  $h_{9/2}p$  орбит. Это

различных однонуклеонных состояниях, можно «нащупать» орбиту, ответственную за бэкбендинг в четно-четном соседе. Это приведено на рис. 32 [444]. На примере  ${}^{167,165}_{70}\text{Yb}$  видно, что именно  $i_{13/2}n$  орбита не показывает бэкбендинга в нечетных ядрах и поэтому ответственна за бэкбендинг в соседних четных ядрах  ${}_{70}\text{Yb}$ .

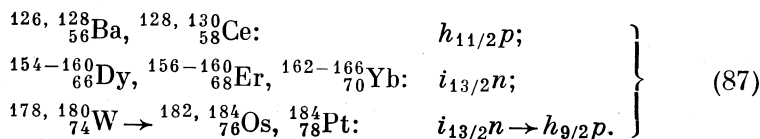
Такой подход осуществлен в ряде случаев экспериментально [4]. Например, в изотопах  ${}^{154-160}_{86}\text{Dy}$  и  ${}^{156-166}_{88}\text{Er}$  из положительного результата теста участия орбиты  $i_{13/2}n$  в бэкбендинг [445] и отрицательного  $h_{11/2}p$  [446] заключают об ответственности нейтронной орбиты  $i_{13/2}$  за бэкбендинг с левой стороны деформированной области  $82 < N < 126$ . С правой стороны этой же области в изотопах  ${}^{182,184}_{76}\text{Os}$  и  ${}^{184}_{78}\text{Pt}$  есть тест ответственности протонной орбиты  $h_{9/2}$  [4, 447, 448]. В так называемой новой области деформации  $Z > 50$ ,  $N < 82$ , например для  ${}^{126,128}_{58}\text{Ba}$  и  ${}^{128,130}_{59}\text{Ce}$  снова становятся ответственными протоны, но с орбитой  $h_{11/2}$  [449, 450].

Однако есть работы, которые вносят сомнение в то, что только одна орбита ответственна, а по крайней мере две, например  $h_{9/2}p$  и  $i_{13/2}n$  для бэкбендинга в  ${}^{182,184}_{76}\text{Os}$  [451] и в  ${}^{178,180}_{74}\text{W}$  [427, 452], причем в последних ядрах,

означает уже сомнение в том, что *RAL*-эффект действует в чистом виде.

Сделаны теоретические попытки показать, что это не так: в одной [272] утверждается, что  $i_{13/2n}$  — ответственная орбита в районе  ${}_{70}\text{Yb}$ , а  $h_{9/2p}$  — только катализатор (см. разд. 15), а в другой [456] — выводы экспериментальных работ [447, 451] о роли  $h_{9/2p}$  в области  ${}_{76}\text{Os}$  неправильны; ответственна только  $i_{13/2n}$  орбита, а неоднозначные результаты связаны с ролью гексадекапольной деформации в легких и неаксиальной — в более тяжелых изотопах  ${}_{76}\text{Os}$ . В отличие от случаев, которые можно рассмотреть и как переходные, случай с  ${}_{70}^{163}\text{Yb}$  (см. рис. 32) показывает и роль других орбит как  $(f_{7/2} + h_{9/2})n$ , еще более усложняющих картину [444].

Общую ситуацию в отношении орбит, ответственных за бэкбендинг согласно *RAL*-эффекту, на основе обзора [4] и дополнительных работ, обсужденных здесь с оговорками, сделанными выше, можно представить так:



Явления, симулирующие бэкбендинг переходной области  ${}_{78}\text{Pt}$ ,  ${}_{80}\text{Hg}$  (см. разд. 15), приводят к  $12^+$  изомерам в  ${}_{190, 192}^{190, 192}\text{Pt}$  и к  $10^+$  изомерам в  ${}_{190, 192, 194, 196}^{190, 192, 194, 196}\text{Hg}$ , над которыми строится полоса с энергетическими интервалами, похожими на энергетические интервалы в начале основной полосы [4]. Есть теоретические соображения [4], что над  $12^+$  в  ${}_{78}\text{Pt}$  выстроена полоса с ответственной орбитой  $i_{13/2n}$ , а над  $10^+$  в  ${}_{80}\text{Hg}$  —  $h_{11/2p}$ . Возможен переход к  $i_{13/2n}$  в  ${}_{80}^{198}\text{Hg}$  [275]. Для ядер  ${}_{80}\text{Hg}$  есть и экспериментальные указания на сказанное выше [4]. Для ядер  ${}_{78}\text{Pt}$  тоже появился эксперимент, но другого происхождения: измерения *g*-факторов  $12^+$  изомеров [359].

Кроме трактовки этих явлений в рамках обычной модели связи квазичастиц с асимметрическим ротатором [457] возможен также подход в рамках альтернативной модели связи квазичастиц с вибратором [458]. Они проникают в переходную область с разных сторон, деформированной респ. сферической, с одинаковым успехом [4]. Это можно заключить из теоретических [459] и экспериментальных [460] исследований в переходных ядрах  ${}_{78}\text{Pt}$ ,  ${}_{80}\text{Hg}$ .

## 28. ВРЕМЕНА ЖИЗНИ И ВЕРОЯТНОСТИ E2-ПЕРЕХОДОВ ВНИЗУ ИРАСТ-ПОЛОСЫ: АНАДИАБАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Из информации о временах жизни  $\tau_I$  извлекают приведенные вероятности  $B(E2; I \rightarrow I - 2)$ , внутренние E2-моменты  $Q(I \rightarrow I - 2)$  и эффективные квадрупольные деформации  $\beta(I \rightarrow I - 2)$  формулами (64). — (66). Дальше, если ограничиться



данными для низкоспиновой области  $I \leq 8$ , где аномалии, связанные с бэкбендингом, еще не проявляются, можно извлечь знаковый параметр адиабатических отклонений  $\alpha$  при помощи (21).

Экспериментальная информация о  $\alpha$  приведена на рис. 7, и, как видно, она очень небольшая (см. также [4, 332]). Доплеровские *DSRD* измерения времени после *CE* уровней до  $10^+$  [158, 230, 346, 461—463] для ядер  ${}_{62}\text{Sm}$ ,  ${}_{64}\text{Gd}$  самые надежные. Новое измерение *DSRD* после *CE* в  ${}_{60}^{150}\text{Nd}$ :  $\alpha = (2,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$  подтверждает закономерность больших эффектов в  ${}_{60}^{150}\text{Nd}$ ,  ${}_{62}^{152}\text{Sm}$ ,  ${}_{64}^{154}\text{Gd}$  [464]. Кроме того, на рис. 7 приведена информация для некоторых тяжелых изотопов  ${}_{70}\text{Yb}$ , где нет прямых измерений [230]. Такие же измерения времен для  ${}_{66}^{164}\text{Dy}$ ,  ${}_{68}^{170}\text{Er}$  и  ${}_{70}^{174}\text{Yb}$  дали результаты, не соответствующие отрицательным значениям, но расположенные в пределах  $\pm 10^{-3}$  [345]. Такие же результаты получаются и для  ${}_{66}^{162}\text{Dy}$  в работе [465] и  ${}_{66}^{164}\text{Dy}$  — в [466].

В переходных ядрах с почти заполненными оболочками могут получиться близкие к роторным значения, как, например, до  $6^+$  у  ${}_{78}^{192}\text{Pt}$  и  $4^+$  у  ${}_{78}^{194}\text{Pt}$  [467]. При более высоких спинах у ядер  ${}_{78}\text{Pt}$  может начаться замедление [468] в отличие от ядер с почти пустой оболочкой. Для уровня  $10^+$  это замедление становится огромным [437]. В результате измерений в  $g$ -полосе до  $10^+$  и в  $\gamma$ -полосе до  $8^+$  делается вывод, что  ${}_{78}^{192,194,196}\text{Pt}$  скорей всего не имеют  $\gamma$ -мягкости, а ведут себя как жесткие трехаксиальные ротаторы [380]. В умеренно тяжелых ядрах  ${}_{80}\text{Hg}$  такие замедления сначала ( ${}_{80}^{190}\text{Hg}$ ) связываются с двухдырочным  $h_{11/2}p$  характером. Они постепенно исчезают, так чтобы в  ${}_{80}^{198}\text{Hg}$  поведение жесткого ротатора сохранялось до  $12^+$  [275].

Дополнительная информация получена для ряда нейтронodefицитных ядер  ${}_{68}\text{Er}$ ,  ${}_{70}\text{Yb}$ ,  ${}_{72}\text{Hf}$  измерением времени *DSRD*-методом после (*HI*, *xn*)-реакций (84) — (86) в работах [338, 340, 367]. Обработка формулой (21) по методу наименьших квадратов дает внутренний  $E2$ -момент при спине  $0$   $Q = Q(0)$ , и параметр  $\alpha$ . Они приведены в табл. 5 и сравнены с микроскопическими расчетами из разд. 13 и рис. 7.

В табл. 5 приведены также расчеты  $\alpha$  по формулам (27) феноменологической модели связи  $\beta$ - и  $\gamma$ -полос с  $g$ -полосой [159] и на основе наших микроскопических расчетов  $z_0$ ,  $z_2$  и  $B(E2)$ -отношений ветвления. Совпадение с независимым образом микроскопически рассчитанными значениями  $\alpha$  указывает на известный из других работ факт [23], что связь с  $\beta$ -полосой ( $\alpha_0$ ) дает главный вклад в происхождение коэффициента адиабатических отклонений  $\alpha$  внутри  $g$ -полосы.

Рассмотрим экспериментальные данные по параметру  $\alpha$ . Хотя и в большинстве случаев он равен нулю в пределах погрешностей, здесь обнаружены и случаи, где  $\alpha$  становится положительным вне погрешностей. Отметим, что это как раз случаи мягких пере-

Таблица 5

Внутренние  $E2$ -моменты  $Q$  и параметры адиабатических отклонений  $\alpha$

Ядро	Теория					Эксперимент	
	$Q$ , барн	$\alpha$ ( $10^{-3}$ )	$\alpha_0$ ( $10^{-3}$ )	$\alpha_2$ ( $10^{-3}$ )	$\alpha_{02}$ ( $10^{-3}$ )	$Q$ , барн	$\alpha$ ( $10^{-3}$ )
$^{156}_{68}\text{Er}_{88}$	—	3,26a	—	—	—	$3,99 \pm 0,09$	$4,28 \pm 2,75$
$^{158}_{68}\text{Er}_{90}$	6,33	4,71	3,38	0,28	3,66	$5,24 \pm 0,15^b$	$3,76 \pm 2,30^b$
$^{160}_{68}\text{Er}_{92}$	6,34	2,26	2,48	0,25	2,73	$6,54 \pm 0,11$	$0,32 \pm 1,03$
$^{160}_{70}\text{Yb}_{90}$	6,33	3,24	1,65	0,43	2,08	$4,79 \pm 0,09$	$2,51 \pm 1,57$
$^{162}_{70}\text{Yb}_{92}$	6,33	3,04	3,28	0,16	3,44	$6,10 \pm 0,45$	$1,24 \pm 4,17$
$^{164}_{70}\text{Yb}_{94}$	6,34	1,82	2,24	0,27	2,51	$6,85 \pm 0,12$	$0,05 \pm 0,88$
$^{166}_{70}\text{Yb}_{96}$	6,34	1,47	1,74	0,23	1,97	$7,24 \pm 0,14$	$-0,50 \pm 0,82$
$^{168}_{72}\text{Hf}_{94}$	6,36	4,33	4,42	0,38	4,80	$5,96 \pm 0,15$	$0,58 \pm 1,99$
$^{168}_{72}\text{Hf}_{96}$	6,36	3,13	3,66	0,30	3,96	$6,47 \pm 0,14$	$0,06 \pm 0,92$
$^{170}_{72}\text{Hf}_{98}$	6,36	2,11	2,08	0,20	2,28	$6,90 \pm 0,39$	$0,29 \pm 1,52$

Примечание. Вариант расчетов ThS:  $\alpha_{02} = \alpha_0 + \alpha_2$ , где  $\alpha_0$ ,  $\alpha_2$  — это части  $\alpha$ , рассчитанные из связи с  $\beta$ -,  $\gamma$ -полосами соответственно; a[269], b[364].

ходных ядер  $^{156}_{68}\text{Er}$  и  $^{160}_{70}\text{Yb}$ . Поэтому здесь, как и на рис. 7, снова видна роль мягкости для получения больших положительных адиабатических отклонений  $\alpha$ . Отметим и совпадение тенденций возрастания  $\alpha$  с уменьшением  $N$  с теоретическими расчетами, там, где они у нас существуют. С другой стороны обратим внимание на иную закономерность, которая видна при переходе от района  $^{68}\text{Er}$  к району  $^{72}\text{Hf}$ . При этом наблюдается уменьшение роли мягкости, так как в ядрах  $^{72}\text{Hf}$   $\alpha$  очень небольшие даже для мягких ядер. Вместе с этим наблюдается и увеличение расхождения с расчетами. В общих тенденциях хорошо укладываются и отрицательные экспериментальные значения  $\alpha$  тяжелых изотопов  $^{70}\text{Yb}$  из рис. 7, хотя к ним надо относиться с осторожностью.

Физический смысл возрастания  $\alpha$  у мягких переходных ядер очевиден. Оно означает увеличение продольной деформируемости ядер. С другой стороны этими данными для  $\alpha$  подтверждается общий вывод разд. 13, что расчеты с гамильтонианом модели со спариванием и квадрупольным взаимодействием для эффектов второго порядка по ротациям дают в этой области ядер хорошие результаты для меньших  $Z$  и худшие для больших  $Z$ . Последнее обстоятельство может иметь ту же самую причину, как для  $\rho$  на рис. 6 (см. разд. 13): нехорошее воспроизведение эффективных сил в канале частица-частица схематическим взаимодействием [225].

## 29. ВРЕМЕНА ЖИЗНИ И ВЕРОЯТНОСТИ E2-ПЕРЕХОДОВ В ОБЛАСТИ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ПОЛОС: МЕХАНИЗМ БЭКБЕНДИНГА

Метод измерений времени *DBLS* после *CE* позволяет получать  $B(E2)$  в ираст-линиях ряда стабильных изотопов [4, 332] — см. рис. 22 — редкоземельных элементов до  $12^+$ , а в двух случаях  $^{162, 164}_{66}\text{Dy}$  — и до  $14^+$  [341, 469], что приближается к точке пересечения полос. В некоторых случаях, например для  $^{162}_{66}\text{Dy}$ ,  $^{164}_{68}\text{Er}$ ,  $^{170}_{70}\text{Yb}$ , утверждаются замедления в  $B(E2)$  по отношению к жесткому ротатору на 20—40 %, а в  $^{158}_{64}\text{Gd}$ ,  $^{160, 164}_{66}\text{Dy}$  есть такая же тенденция замедлений  $\sim 10\%$ . Для  $^{164}_{68}\text{Er}$  присутствие замедления на  $37 \pm 5\%$  и отсутствие такого в  $^{168}_{68}\text{Er}$  связывают [429] с присутствием респ. отсутствием бэкбендинга (см. рис. 18). Отметим, однако, что, как видно из рис. 18, такие измерения не достигают точки бэкбендинга, и поэтому их трудно интерпретировать. В работе [466] применяется *DSRD*-метод после *CE* до  $12^+$  в  $^{164}_{66}\text{Dy}$ , и при этом не наблюдаются отклонения, но неточности при высоких спинах не позволяют сравнить эти данные с результатами работы [341].

В последнее время методы доплеровского измерения времен после *CE* использованы в тяжелых ядрах  $^{232}_{90}\text{Th}$  — до  $10^+$  [470],  $^{236}_{82}\text{U}$  — до  $12^+$  [471], а также в  $^{174, 176}_{70}\text{Yb}$  с ионами  $^{96}_{36}\text{Kr}$  и  $^{54}_{54}\text{Xe}$  до  $14^+$  [350] и  $^{232}_{90}\text{Th}$  — до  $18^+$  [351]. Не обнаружен эффект бэкбендинга, и нет отклонений от роторной модели. В связи с обстоятельством, что *CE* преимущественно возбуждает основную полосу, а не продолжение ираст-линии при высоких спинах (см. разд. 22), это не удивительно.

Метод измерения времени *DSRD* после (*HI*, *xn*)-реакций позволяет достичь область пересечения полос (см. разд. 21). Этим методом сделаны измерения в ядрах редкоземельных элементов до спинов  $18^+ - 20^+$  в  $^{158}_{68}\text{Er}$  [364],  $^{158, 160}_{68}\text{Er}$  [367],  $^{160, 162}_{70}\text{Dy}$ ,  $^{164, 166}_{70}\text{Yb}$  [338],  $^{166, 168, 170}_{72}\text{Hf}$  [340] в реакциях (84) — (86). Результаты последних трех работ приведены в табл. 6 для ядер  $^{68}\text{Er}$ , в табл. 7 — для  $^{70}\text{Yb}$  и табл. 8 — для  $^{72}\text{Hf}$ . В работе [349] получен предварительный результат такого же измерения с ионами  $^{136}_{54}\text{Xe}$  для  $^{158}_{66}\text{Dy}$ . Из этих измерений, используя формулы (64) — (66), можно получить производные величины, соответственно приведенные вероятности переходов  $B(E2; I \rightarrow I-2)$ , мэ внутреннего *E2*-момента  $Q(I \rightarrow I-2)$  и эффективной *E2*-деформации  $\beta(I \rightarrow I-2)$  [338, 340, 367].

Значения  $Q$  показаны на рис. 33, из которого видно, что во всей области измеренных ядер значения  $B(E2)$  и  $Q$  близки к соответствующим значениям модели жесткого ротатора. Однако заметна тенденция отсутствия замедления при отсутствии бэкбендинга, как в  $^{170}_{72}\text{Hf}$  и присутствия замедления как раз около точки бэкбендинга, там где он есть. Особенно показательны

данные по  $^{164}_{70}\text{Yb}$ . Данные по  $^{156}_{68}\text{Er}$  также указывают на возможное существование значительного замедления. Такой же вывод под-

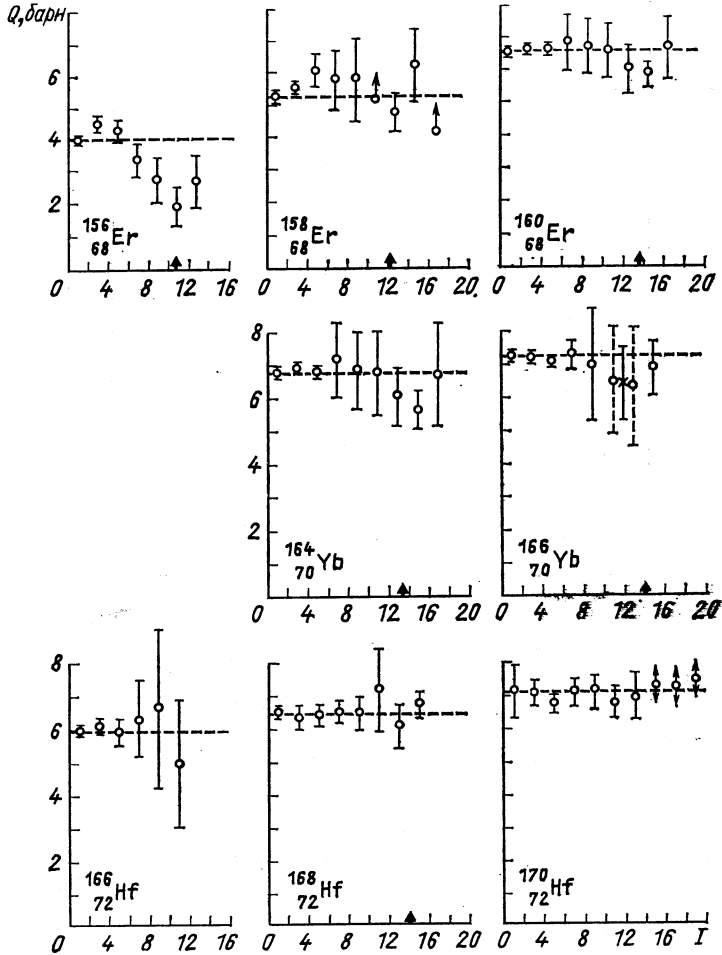


Рис. 33. Зависимость внутреннего  $E2$ -момента  $Q = Q(I + 1 \rightarrow I - 1)$  от спина  $I$  для ядер  $^{68}\text{Er}$ ,  $^{70}\text{Yb}$ ,  $^{72}\text{Hf}$  (данные разд. 29 [338, 340, 367], за исключением  $^{158}_{68}\text{Er}$  [364]):

на абсциссах стрелками указаны точки бэкбендинга, там где этот эффект есть;  $\times$  — для  $^{166}_{70}\text{Yb}$  суммарный результат двух соседних переходов для уменьшения погрешностей; — — — горизонтальные прямые жесткого ротора

тверждается замедлением такого порядка, как и в  $^{164}_{70}\text{Yb}$ , для ядра  $^{158}_{68}\text{Er}$  в работе [349].

Для  $^{156}_{68}\text{Er}$  надо проявить осторожность. Обработка данных показала и возможность второго решения для  $\tau_1, \phi_1$  со значениями для  $\tau_1$  намного более близкими к роторным. Приведенные

Энергии переходов  $E_{I \rightarrow I-2}$  и времена жизни  $\tau_I$ 

Таблица 6

Ядро	Уровень $I$	$E_{I \rightarrow I-2}$ , кэВ табл. данные	$\tau_I$ , пс	
			Эксперимент	Жесткий ротор*
$^{158}_{88}\text{Er}_{88}$	2	344,2	$50,05 \pm 1,81$	50,05
	4	452,7	$7,25 \pm 0,73$	9,062
	6	543,3	$2,93 \pm 0,45$	3,329
	8	618,5	$2,35 \pm 0,85$	1,678
	10	674,4	$2,25 \pm 1,00$	1,061
	12	682,1	$4,26 \pm 2,60$	0,986
	14	522,7	$8,1 \pm 4,8$	3,665
$^{160}_{88}\text{Er}_{92}$	2	125,6	$1326 \pm 45$	1326
	4	263,8	$46,67 \pm 1,52$	47,43
	6	375,3	$7,78 \pm 0,41$	7,866
	8	463,7	$2,44 \pm 0,61$	2,646
	10	531,7	$1,26 \pm 0,31$	1,311
	12	579,2	$0,84 \pm 0,21$	0,841
	14	592,2	$0,90 \pm 0,22$	0,744
	16	533,9	$1,57 \pm 0,20$	1,236
	18	556,1	$0,98 \pm 0,28$	1,003

\* Расчет из (64), (65) с постоянным  $Q$  и нормировка на экспериментальное  $\tau_I$  нижайшего  $I$ .

в табл. 6 и на рис. 33 значения и их погрешности выбраны только с помощью дополнительных соображений, используя то обстоятельство, что для выбранного решения наблюдалось соответствие времен постороннего заселения  $\varphi_I$  низкоспиновых уровней (см. разд. 31) со временами переходов к ним с посторонних полос. Это означает, что выбранное решение по отношению к  $\varphi_I$  не противоречит постороннему заселению через известные посторонние полосы [31] в отличие от второго решения.

Обсудим теперь вопрос, что могут дать эти измерения для понимания механизма бэкбендинга, в смысле различения механизмов трех типов  $DEJ$ ,  $SAP$  и  $RAL$  (см. разд. 15):

1)  $DEJ$ -механизм, понимаемый как изменение деформации, означал бы одновременно изменения момента инерции  $J$  и внутреннего  $E2$ -момента  $Q$ . Как видно из сравнения рис. 18 и 33, этого никак нет. Момент инерции  $J$  терпит сильный рост в точке бэкбендинга и остается увеличенным над ней,  $Q$  примерно остается одним и тем же и под и над точкой бэкбендинга, с возможным небольшим понижением только около этой точки.

2)  $SAP$ -механизм есть кориолисово антиспаривание и с описанной выше точки зрения представляется подходящим объяснением эффекта. На самом деле, как известно из многих расчетов, момент инерции  $J$  сильно зависит от разрушения спа-

Энергии переходов  $E_{I \rightarrow I-2}$  и времена жизни  $\tau_I$

Т а б л и ц а 7

Ядро	Уровень $I$	$E_{I \rightarrow I-2}$ , кэВ		$\tau_I$ , пс	
		Табл. данные	Данная работа	Эксперимент	Жесткий ротор
$^{160}_{70}\text{Yb}_{90}$	2	243,0	243,1	$182 \pm 6$	182
	4	395,3	395,4	$11,6 \pm 0,60$	12,38
	6	508,8	508,8	$2,73 \pm 0,30$	3,235
	8	588,7	588,7	$1,29 \pm 0,30$	1,498
	10	(636)	636	$0,87 \pm 0,50$	0,993
$^{162}_{70}\text{Yb}_{92}$	2	166,5	166,5	$578 \pm 85$	578
	4	320,2	320,3	$20,3 \pm 3,0$	21,71
	6	436,2	436,2	$4,6 \pm 0,9$	4,352
	8	521,4	521,4	$2,0 \pm 0,7$	1,720
$^{164}_{70}\text{Yb}_{94}$	2	123,3	123,5	$1272 \pm 50$	1272
	4	262,4	262,8	$42,8 \pm 1,5$	44,54
	6	374,7	375,0	$7,24 \pm 0,25$	7,298
	8	463,0	463,0	$2,20 \pm 0,70$	2,472
	10	530,9	530,9	$1,19 \pm 0,40$	1,222
	12	576,9	576,9	$0,80 \pm 0,30$	0,794
	14	569,7	569,7	$1,05 \pm 0,30$	0,836
	16	490,0	490,0	$2,53 \pm 0,50$	1,748
	18	543,2	543,0	$1,07 \pm 0,50$	1,042
	$^{166}_{70}\text{Yb}_{96}$	2	102,26	102,3	$1789 \pm 90$
4		228,05	227,9	$76,3 \pm 2,5$	75,10
6		337,3	337,7	$11,24 \pm 0,40$	10,64
8		430,4	430,2	$3,09 \pm 0,35$	3,109
10		507,5	$\sim 507,3$	$1,46 \pm 0,70$	1,339
12		569,3	569,8	$0,93 \pm 0,47$	0,737
14		603,3	603,5	$0,73 \pm 0,42$	0,547
16		494,5	494,1	$1,65 \pm 0,39$	1,467
18		509,1	$\sim 509,2$	—	1,253
20		588,8	588,4	—	0,608

ривания и должен при этом увеличиваться в 2 — 3 раза [40, 48]. Наоборот, внутренний  $E2$ -момент  $Q$  слабо зависит от того, как это показали, в частности, и наши расчеты. Однако многие расчеты [197, 240] показали, что спаривание не резко, а плавно разрушается с возрастанием спина. Это означает, что замедление переходов должно быть не только небольшим, но и растянутым по большой области спинов. Однако из рис. 33 видно замедление в окрестности точки бэкбендинга.

3)  $RAL$ -механизм есть ротационное выстраивание и удовлетворяет всем требованиям. Разрыв одной пары слабо повлияет на диагональный м.э.  $Q$ , поэтому  $Q$  сохраняет свои почти роторные значения и над точкой бэкбендинга. Однако выстраивание происходит резко [6, 240] — см. рис. 12. При этом около точки бэкбендинга скачком меняется структура внутреннего состояния. Тогда недиагональный м.э.  $Q$  ( $I \rightarrow I-2$ ) должен быть замедлен как раз при переходе со значением  $I$  около бэкбендинга.

Энергии переходов  $E_{I \rightarrow I-2}$  и времена жизни  $\tau_I$ 

Ядро	Уровень $I$	$E_{I \rightarrow I-2}$ , кэВ табл. данные	$\tau_I$ , пс	
			Эксперимент	Жесткий ротор
$^{166}_{72}\text{Hf}_{94}$	2	158,7	$717,4 \pm 33$	717,4
	4	312,0	$24,3 \pm 1,5$	25,65
	6	426,9	$5,11 \pm 0,68$	5,053
	8	509,5	$1,80 \pm 0,66$	2,014
	10	564,0	$0,95 \pm 0,70$	1,185
	12	593,8	$1,29 \pm 1,02$	0,901
$^{168}_{72}\text{Hf}_{96}$	2	123,7	$1278 \pm 54$	1278,0
	4	261,5	$51,5 \pm 5,2$	49,57
	6	371,2	$8,51 \pm 0,83$	8,397
	8	456,6	$2,86 \pm 0,27$	2,898
	10	522,0	$1,45 \pm 0,22$	1,455
	12	569,8	$0,75 \pm 0,26$	0,925
	14	551,6	$1,21 \pm 0,26$	1,074
	16	452,9	$2,62 \pm 0,29$	2,845
$^{170}_{72}\text{Hf}_{98}$	2	100,3	$1771 \pm 396$	1771,0
	4	220,9	$89,8 \pm 9,5$	88,35
	6	320,4	$15,6 \pm 1,3$	13,88
	8	400,2	$4,57 \pm 0,44$	4,578
	10	462,0	$2,19 \pm 0,27$	2,196
	12	510,7	$1,46 \pm 0,19$	1,314
	14	550,6	$0,95 \pm 0,21$	0,894
	16	584,4	$\sim 0,64$	0,659
	18	614,1	$\sim 0,50$	0,511
	20	653,6	$\sim 0,34$	0,373

Таким образом, можно сделать заключение, что из механизмов бэкбендинга трех типов *RAL* лучше всего объясняет эксперимент по вероятностям перехода. Это совпадает с общим заключением

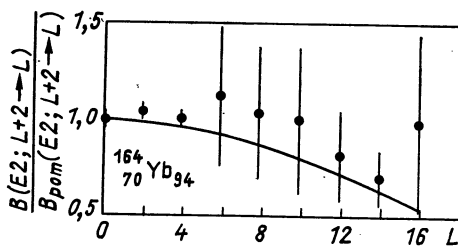


Рис. 34. Зависимость факторов усиления  $B(E2; L+2 \rightarrow L) / B_{rot}(E2; L+2 \rightarrow L)$  от спинов  $L$  для ядра  $^{164}_{70}\text{Yb}_{94}$  [143]: расчет этой работы в сравнении с экспериментом [338]

экспериментов по энергиям выстроенных полос в нечетных ядрах (см. разд. 27) и с теоретическими работами [240] (см. разд. 15). Ради осторожности, однако, отметим, что эксперимент в соседстве с точкой бэкбендинга, в отличие от самой точки, не такой точный. И еще, что предложены модельные описания экспери-

мента по  $^{164}_{70}\text{Yb}$  [338] в рамках модели взаимодействующих бозонов (рис. 34) [143] или по  $^{166}_{88}\text{Er}$  [367] в рамках двухфазной мо-

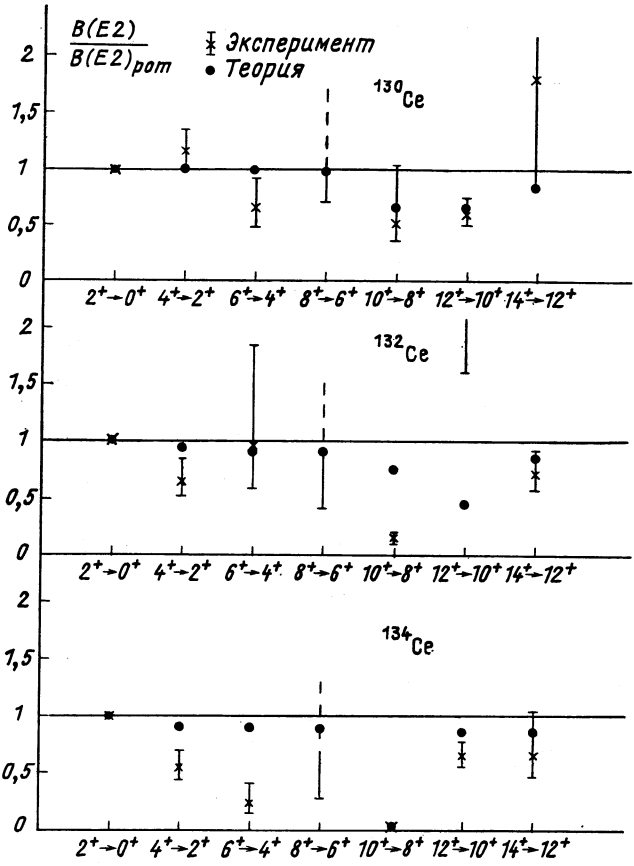


Рис. 35. Зависимость факторов усиления  $B(E2)/B_{rot}(E2)$  от спинов переходов  $I_i \rightarrow I_f$  для ядер  $^{58}\text{Ce}$  [268]: расчет этой работы в сравнении с экспериментом [368]

дели (табл. 9) [269]. К сожалению, рис. 34 не воспроизводит возрастания после точки бэкбендинга, на что, хотя и с большими погрешностями, указывает много измерений (см. рис. 33). В табл. 9 наоборот, неплохо воспроизводится место и глубина, но не ширина минимума.

Эксперимент в «новой» области деформации по ядрам  $^{130,132,134}_{58}\text{Ce}$  [365] дает аналогичный результат как для  $^{130}_{58}\text{Ce}$  [365], однако указывает на увеличение замедления при переходе к  $^{134}_{58}\text{Ce}$ . Для



Факторы усиления  $E2$ -переходов по ираст-линии ядра  ${}^{156}\text{Er}$ 

Переход $I \rightarrow I-2$	$B(E2; I \rightarrow I-2)/B_{\text{rot}}(E2; I \rightarrow I-2)$		Переход $I \rightarrow I-2$	$B(E2; I \rightarrow I-2)/B_{\text{rot}}(E2; I \rightarrow I-2)$	
	Эксперимент <sup>а</sup>	Теория <sup>б</sup>		Эксперимент	Теория
2 $\rightarrow$ 0	$1 \pm 0,036$	1	10 $\rightarrow$ 8	$0,472 \pm 0,210$	1,294
4 $\rightarrow$ 2	$1,250 \pm 0,126$	1,080	12 $\rightarrow$ 10	$0,231 \pm 0,141$	0,150
6 $\rightarrow$ 4	$1,136 \pm 0,174$	1,168	14 $\rightarrow$ 12	$0,452 \pm 0,268$	0,899
8 $\rightarrow$ 6	$0,714 \pm 0,258$	1,265			

Примечание. <sup>а</sup> [367]; <sup>б</sup> [269].

последнего ядра утверждается замедление  $B(E2)$  для  $10^+ \rightarrow 8^+$  перехода в 25 раз по отношению к жесткому ротатору. Если такой результат подтвердится, то это будет означать различную ситуацию по отношению к бэкбендингу в этой области ядер. На рис. 35 показаны результаты работы [368] для ядер  ${}_{58}\text{Se}$  вместе с теоретической моделью частицы плюс ПМИ ротатора [268]. Так же в области ядер  ${}_{78}\text{Pt}$  [380, 437] и  ${}_{80}\text{Hg}$  [275] могут существовать значительные замедления, которые связаны с различиями в характере квазибэкбендинга этой области ядер: переходами к двухквaziчастичным состояниям [275, 437] или к жесткому трехосному ротатору [380].

### 30. ИНТЕНСИВНОСТИ ЗАСЕЛЕНИЯ ИРАСТ-СОСТОЯНИЙ: РАЙОН ЗАСЕЛЯЕМЫХ УРОВНЕЙ

Из классической модели заселения ираст-линии [309] после  $(HI, xn)$ -реакции давно известно, что хотя тяжелые ионы вносят в составную систему довольно высокий угловой момент  $I_0$  [383, 384], заселяются ираст-уровни со значительно меньшим спином [3, 4]. Кроме того известно, что увеличение энергии  ${}^4\text{He}$  ионов или переход к более тяжелым  ${}^{40}\text{Ar}$  ионам (в обоих случаях это означает больший переданный угловой момент) сдвигает район заселяемых ираст-уровней к большим спином [3, 4]. Это происходит из-за сдвига вверх направо «облака» конечных ядер после испарения нейтронов и до испускания  $\gamma$ -квантов (см. рис. 17).

Тем не менее систематика реакций с ионами до  ${}^{40}_{18}\text{Ar}$  [391] показала, что хотя средний спин заселяемых уровней  $\bar{I}$ :

$$\bar{I}^2 = \sum_{I=2}^{\infty} P_{2I} I(I+1) \quad (88)$$

все еще возрастает с увеличением массы иона  $A_i$ , отношение  $\bar{I}/I_0$  убывает. Наблюдается уменьшение зависимости  $\bar{I}$  от  $I_0$  с увеличением  $A_i$ . Следовательно, простая модель на рис. 17 не отвечает на следующие вопросы: 1) где преимущественно ираст-каскад переходит от каскада вдоль полосы параллельно ираст-

линии в каскад по самой ираст-линии; 2) насколько это зависит от величин, связанных с реакцией, таких как масса  $A_i$  и энергия  $E_i$  иона, и насколько — от структуры ираст-полосы. Эта проблема связана не только с теоретическим вопросом механизма де-возбуждения ядра, но и с практическим вопросом: насколько высокоспиновые дискретные ираст-уровни можно заселить в  $(HI, xn)$ -реакциях.

Наша цель — привести расширение систематики интенсивностей постороннего заселения в сторону больших масс ионов  $A_i$ , переходя от реакции с  $^{40}_{18}\text{Ar}$  (85) [338], к реакциям с  $^{48,50}_{22}\text{Ti}$  (86) [340], как и исследовать зависимость от энергии  $E_i$  при достаточно высокой массе  $A_i$  в реакциях (84) [367]. Эти данные приведены в табл. 10—12.

Таблица 10

Относительные интенсивности  $P_{2,I}$  и времена  $\varphi_I$  постороннего заселения

Ядро	Уровень $I$	$E_i = 150$ МэВ		$E_i = 168$ МэВ	
		$P_{2,I}$	$\varphi_I$ , пс.	$P_{2,I}$	$\varphi_I$ , пс.
$^{156}_{88}\text{Er}_{88}$	2	0	—	0	—
	4	$0,10 \pm 0,02$	$65 \pm 39$	$0,04 \pm 0,02$	$\sim 60$
	6	$0,15 \pm 0,02$	$15 \pm 9$	}	$91 \pm 54$
	8	$0,35 \pm 0,04$	$29 \pm 21$		$31 \pm 18$
	10	$0,10 \pm 0,02$	$17 \pm 12$		$22 \pm 15$
	12	$0,08 \pm 0,02$	$8 \pm 6$		$17 \pm 13$
	14	$0,22 \pm 0,04$	$11 \pm 5$		$10 \pm 7$
16			$0,25 \pm 0,04$	$11 \pm 7$	
$^{160}_{88}\text{Er}_{92}$	2	0	—	0	—
	4	0	—	0	—
	6	$0,08 \pm 0,02$	$4,52 \pm 2,10$	$0,11 \pm 0,02$	$4,53 \pm 0,44$
	8	$0,12 \pm 0,03$	$6,74 \pm 6,72$	$0,14 \pm 0,03$	$5,58 \pm 0,44$
	10	$0,20 \pm 0,03$	$5,12 \pm 2,82$	$0,25 \pm 0,04$	$6,94 \pm 0,43$
	12	$0,27 \pm 0,04$	$3,39 \pm 2,02$	$0,13 \pm 0,02$	$3,01 \pm 0,43$
	14	$0,05 \pm 0,01$	$2,93 \pm 2,22$	$0,07 \pm 0,01$	$4,76 \pm 0,44$
	16	$0,05 \pm 0,01$	$0,61 \pm 0,53$	$0,04 \pm 0,01$	$0,50 \pm 0,42$
	18	$0,23 \pm 0,03$	$3,10 \pm 1,30$	$0,26 \pm 0,03$	$2,86 \pm 1,10$

Примечание. При двух энергиях ионов  $E_i$  на левом и правом склоне функции возбуждения  $(HI, 4n)$ .

Видно, что заселение ираст-уровней начинается при  $I \approx 6-8$  и практически заканчивается (экстраполяцией заселений на более высокие спины) при  $I \approx 20-26$ . При этом, против ожидания, спиновое распределение заселения  $P_{2,I}$  очень слабо смещается вверх по спину  $I$  при увеличении энергии иона  $E_i$  и при увеличении его массы  $A_i$ . Этим тяжелые ионы отличаются от легких, где такие зависимости проявляются сильнее [3, 4] и где начало заселения спускается с  $I \approx 8$  до низких спинов. Результаты

Относительные интенсивности  $P_{2,I}$  и времена  $\Phi_i$  постороннего заселения

Ядро	Уровень	$P_{2,I}$	$\Phi_i$ , пс	
$^{164}_{70}\text{Yb}_{94}$	2	0	—	
	4	0	—	
	6	0	—	
	8	$0,16 \pm 0,01$	$6,5 \pm 5,3$	
	10	$0,17 \pm 0,01$	$5,1 \pm 4,2$	
	12	$0,14 \pm 0,01$	$4,8 \pm 3,2$	
	14	$0,06 \pm 0,01$	$2,3 \pm 1,1$	
	16	$0,12 \pm 0,015$	$1,3 \pm 0,5$	
	18	$0,35 \pm 0,035$	$5,3 \pm 1,5$	
$^{166}_{70}\text{Yb}_{96}$	2	0	—	
	4	0	—	
	6	0	—	
	8	$0,13 \pm 0,02$	$3,8 \pm 1,8$	
	10	$0,16 \pm 0,04$	$3,7 \pm 3,1$	
	12	$0,09 \pm 0,03$	$2,5 \pm 2,2$	
	14	$0,09 \pm 0,03$	$3,0 \pm 2,2$	
	16	$0,13 \pm 0,03$	$3,0 \pm 1,5$	
	18	$0,14 \pm 0,04$	$2,0 \pm 2,3$	
	20	$0,26 \pm 0,05$	$2,8 \pm 2,1$	
$^{166}_{72}\text{Hf}_{94}$	2	0	—	
	4	$0,21 \pm 0,05$	$10,5 \pm 4,2$	
	6	$0,18 \pm 0,05$	$14,1 \pm 5,3$	
	8	$0,10 \pm 0,03$	$5,0 \pm 3,7$	
	10	$0,07 \pm 0,03$	$16,4 \pm 13,3$	
	12	$0,44 \pm 0,05$	$8,9 \pm 2,0$	
$^{168}_{72}\text{Hf}_{96}$	2	0	—	
	4	0	—	
	6	0	—	
	8	{	$0,11 \pm 0,04$	$\sim 200$
			$0,06 \pm 0,03$	$3,0 \pm 2,4$
	10	{	$0,07 \pm 0,04$	$\sim 200$
			$0,14 \pm 0,03$	$3,9 \pm 1,2$
12	$0,12 \pm 0,03$	$9,2 \pm 3,2$		
14	$0,10 \pm 0,04$	$3,0 \pm 1,1$		
16	$0,40 \pm 0,08$	$3,2 \pm 0,5$		
$^{170}_{72}\text{Hf}_{98}$	2	0	—	
	4	0	—	
	6	{	$0,15 \pm 0,04$	$\sim 50$
			$0,15 \pm 0,04$	$\sim 6000$
	8	$0,13 \pm 0,02$	$8,9 \pm 4,8$	
	10	$0,06 \pm 0,03$	$2,7 \pm 2,2$	
	12	$0,13 \pm 0,03$	$1,0 \pm 0,5$	
	14	$0,08 \pm 0,03$	$0,8 \pm 0,7$	
	16	$0,09 \pm 0,03$	$\sim 0,2$	
	18	$0,05 \pm 0,02$	$\sim 0,2$	
	20	$0,16 \pm 0,04$	$\sim 0,8$	

Примечание. При энергии ионов  $E_i$ , соответствующей максимуму функции возбуждения ( $HI, 4n$ )-реакции.

Т а б л и ц а 13

Зависимость среднего спина заселяемых уровней  $\bar{I}$  от реакции

Реакция	Уровень $I$	$\bar{I}$	$I_b$
$^{120}_{50}\text{Sn} (^{40}_{18}\text{Ar}, 4n) ^{156}_{88}\text{Er}$	$E_i = 150$ МэВ	10,19	10,95
	$E_i = 168$ МэВ	10,93	
$^{124}_{50}\text{Sn} (^{40}_{18}\text{Ar}, 4n) ^{160}_{88}\text{Er}$	$E_i = 150$ МэВ	14,00	13,93
	$E_i = 168$ МэВ	14,30	
	—	15,61	
$^{128}_{52}\text{Te} (^{40}_{18}\text{Ar}, 4n) ^{164}_{84}\text{Yb}$	—	15,61	13,58
$^{130}_{52}\text{Te} (^{40}_{18}\text{Ar}, 4n) ^{166}_{84}\text{Yb}$	—	15,91	14,10
$^{122}_{50}\text{Sn} (^{42}_{22}\text{Ti}, 4n) ^{166}_{82}\text{Hf}$	все компоненты	11,89	(12,41)
	только короткоживущие компоненты	13,24	
	все компоненты	14,44	
$^{124}_{50}\text{Sn} (^{42}_{22}\text{Ti}, 4n) ^{168}_{82}\text{Hf}$	только короткоживущие компоненты	15,64	14,08
	все компоненты	13,08	
	только короткоживущие компоненты	13,97	

Примечание. Точка бэкбендинга  $I_b$  получена как инфлексная точка зависимости  $E_{I+1} - E_{I-1}$  от  $I$ ; в случаях, когда бэкбендинга нет, полученное значение поставлено в скобках.

эффекта насыщения спинового распределения, независимо от спина, вносимого реакцией, приведены еще в табл. 13. Видно, что наступает насыщение в зависимости  $\bar{I}$  от  $A_i$  и что  $\bar{I}$  очень незначительно зависит от  $E_i$ . Отметим, что такой факт означает, в известном смысле, пессимистический ответ на практический вопрос, поставленный в начале: насколько высоко можно заселять дискретные ядра-уровни. Тем не менее, это не означает полную невозможность заселения уровней  $I > 24$ , так как неизвестно, как далеко к высокоспиновым состояниям будет тянуться хвост  $P_{2, I}$ , что нельзя угадать при простой экстраполяции. Что в районе этого хвоста может работать дополнительная специальная техника, показывает наблюдение уровней до  $32^+$  в  $^{158}_{88}\text{Er}$  (см. [24], рис. 13).

Можно высказать гипотезу [338] по поводу перехода ядра-каскада из каскада вдоль полосы в каскад вдоль линии. Для достаточно тяжелых ионов этот переход происходит преимущественно в районе пересечения полос. Поэтому он связан главным образом со структурными свойствами ядра-полосы, а не с механизмом реакции. Механизм реакции только немного искажает картину. Из такой гипотезы ясно, почему эффект насыщения не был замечен раньше в реакциях с более легкими ионами. Когда ион и его энергия такие, что заметная доля статистического каскада, спускающегося на рис. 17 почти вертикально вниз, приходит к ядра-полосе в области или ниже точки бэкбендинга,

тогда будут заселяться прямо уровни ираст-линии около и ниже точки бэкбендинга. Это уменьшит средний спин заселяемых уровней  $\bar{I}$ , наблюдаемый в реакциях с более легкими ионами [391].

### 31. ВРЕМЯ ЗАСЕЛЕНИЯ ИРАСТ-СОСТОЯНИЙ: ВЫСОКОСПИНОВЫЕ ЛОВУШКИ

Остановимся здесь на проблеме квазичастичных изомерных состояний в четно-четных ядрах гафния не из-за того, что здесь накопилась хорошая систематика в последние годы, а потому, что таким образом оказалось возможным подойти к двум интересующим нас вопросам:

1) структурному: открытию высокоспиновых ловушек вблизи и на самой ираст-линии;

2) механизму заселения: насколько такие состояния заселяются тяжелыми ионами, и таким образом могут на самом деле проявиться как ловушки.

Известно, что в ( $HI$ ,  $xn$ )-реакциях время непрерывного (статистического и ираст) каскада, которое практически совпадает со временем постороннего заселения ираст-линии, порядка  $10^{-11}$  —  $10^{-12}$  с [332, 391, 472]. В реакциях с не очень тяжелыми ионами неона, в ядрах гафния  $^{166, 168, 170}_{72}\text{Hf}$  не были обнаружены достаточно долгоживущие ловушки в ираст-полосе [472]. Интересно сравнить это время с временем, получаемым в реакциях с очень легкими частицами:  $\alpha$  [473] или дейтонами [474], но в других изотопах  $^{168}_{70}\text{Yb}$ ,  $^{174, 176}_{72}\text{Hf}$ . Здесь уже наблюдаются замедленные компоненты порядка 10% с временем в десятки наносекунд и больше.

В реакциях с  $\alpha$ -частицами, а иногда и с несколько более, но не слишком тяжелыми ионами, заселяются уровни, отличные от ираст-линии, разной природы (см. разд. 26). Остановимся здесь на том, что в ряде тяжелых изотопов  $_{72}\text{Hf}$  известны уровни, отличные от ираст-линии, но различающиеся и от полос обсужденных выше тем, что у них большое  $K$  число, и поэтому они изомерные из-за запрета по  $K$ . Такими являются, например,  $8^-$ , суперпозиция  $[7/2^+(404)p, 9/2^-(514)p]$  и  $[7/2^-(514)n, 9/2^+(624)n]$  и  $6^+$ , суперпозиция  $[7/2^+(404)p, 5/2^+(402)p]$  и  $[7/2^-(514)n, 5/2^-(512)n]$   $2qr$  (двухквазичастичных) изомерных состояний [36, 69, 430, 431, 473, 475—477] со следующими периодами распада:

$^{180}_{72}\text{Hf}$ : $8^-$ (5,5 час)	$^{174}_{72}\text{Hf}$ : $6^+$ (2,1 мкс)
$^{178}_{72}\text{Hf}$ : $8^-$ (4 с), $6^+$ (78 нс)	$^{172}_{72}\text{Hf}$ : $6^+$ ? (155 нс) (89)
$^{176}_{72}\text{Hf}$ : $8^-$ (9,8 мкс), $6^+$ (9,6 мкс)	

( $K^\pi$  изомера в  $^{172}_{72}\text{Hf}$  не приведены в сообщении [430], а приписаны нами по предварительным данным частного сообщения. Позже

появилась работа [431], приписывающая этому изомеру предварительные значения  $8^-$ ). Известны также  $4qr$  изомеры:  $14^-$  (401 мкс) [478],  $19^+$  (34 нс) и  $6qr$ :  $22^-$  (43 мкс) [35] в  $^{176}_{72}\text{Hf}$ , как и  $4qr$ :  $14^-$  (68 мкс) и  $16^+$  (31 г) в  $^{178}_{72}\text{Hf}$  [36]. В реакциях с  $\alpha$ -частицами они могут проявляться как ловушки вблизи ираст-линии, а  $6qr$  изомер  $22^-$  в  $^{176}_{72}\text{Hf}$  [35] и  $4qr$  изомеры  $14^-$  и  $16^+$  в  $^{178}_{72}\text{Hf}$  [36] — на ираст-линии. Величины  $2qr$  изомеры  $8^-$  и  $6^+$  заселяют ираст-уровни  $8^+$ ,  $6^+$ ,  $4^+$  путем  $8^- 2qr \rightarrow 8^+g$  перехода в  $^{180}_{72}\text{Hf}$  либо путем  $6^+ 2qr \rightarrow 6^+g$ ,  $4^+g$ ,  $8^- 2qr \rightarrow 8^+g$  в  $^{178}_{72}\text{Hf}$  либо  $8^- 2qr \rightarrow 6^+ 2qr \rightarrow 6^+g$ ,  $4^+g$  в  $^{176}_{72}\text{Hf}$ . Часто это происходит с малой вероятностью, например порядка 1 % в  $^{172}_{72}\text{Hf}$  [430], но могут встречаться и случаи с  $\alpha$ -частицами [473] и дейтонами [474], где заселение происходит с большей вероятностью порядка 10 %, как обсуждено выше.

Подобные случаи в реакциях с  $\alpha$ -частицами начинают открываться в ядрах  $^{74}_{74}\text{W}$ , где, например, наблюдается  $4qr$  изомер  $14^-$  ( $\sim 3$  мкс) в  $^{180}_{74}\text{W}$ , заселяющий  $8^-$  (5,2 мс) полосу [479]. Обратим внимание на интересное сообщение о нечетном ядре  $^{179}_{74}\text{W}$  [452], где один из изомеров  $5qr$  (710 нс) не проявляет ожидаемого сильного запрета по  $K$  и связан переходами прямо с областью бэкбендинга. Отметим, как посторонний результат заселение нижайшего возбужденного  $3^-$  (1 нс) октупольного состояния [480] и обнаружение нижайшего  $2^+$ -состояния выше  $3^-$  в  $^{146}_{64}\text{Gd}$  [481]. Это дает указания на то, что при  $Z=64$  оболочка закрывается.

Интересен вопрос, смогут ли описанные выше изомерные уровни заселяться и в  $(HI, xn)$ -реакциях с более тяжелыми ионами и действовать как ловушки. Исследование времен заселения представляет собой экспериментальный метод, который ответит на такой вопрос. Дело в том, что как показано в разд. 23, время жизни составного ядра порядка  $10^{-18}$  с намного меньше и не будет мешать. Также процесс испарения нейтронов и статистический  $\gamma$ -каскад из-за высокоэнергетических  $E1$ -переходов (см. разд. 24) будет давать незначительный вклад во времена заселения, которые составляют  $10^{-11}$  —  $10^{-12}$  с. Таким образом, время заселения представляет собой характеристику непрерывной части ираст-каскада: девозбуждения переходами вблизи ираст-линии.

По ядрам  $^{68}_{68}\text{Er}$  [367], по  $^{70}_{70}\text{Yb}$  [338] и по  $^{72}_{72}\text{Hf}$  [340] получен экспериментальный материал по времени постороннего заселения  $\Phi_I$ , выделенный методом, описанным в разд. 21, причем для двух ядер  $^{68}_{68}\text{Er}$  и при двух энергиях  $E_i$ . Он приведен соответственно в табл. 10—12. Это время с теоретической точки зрения является более чистым параметром, чем времена полного заселения  $\theta_I$ , используемые в работе [328, 472] и определяемые значением  $t$ , для которого кривая распада  $R_I(t) = e^{-t}$ . Ясно, что  $\theta_I$  зависит не только от  $\Phi_I$ , но также от  $\tau_I$  и от времени жизни  $\tau_K$  и постороннего заселения  $\Phi_K$  всех предшествующих уровней  $K > I$  (см.

разд. 24). В этом же смысле интенсивность  $P_{I_f}$  и время  $\varphi_{I_f}$  самого верхнего наблюдаемого уровня  $I_f$  в табл. 10—12 также не посторонние, полные;  $\varphi_{I_f}$  зависит не только от  $\varphi_I$ , но еще от  $\tau_K$  и  $\varphi_K$  всех ненаблюдаемых уровней  $K > I_f$ . С другой стороны, определение времени  $\theta_I$  связывает его с экспериментом прямым образом, и поэтому их погрешности намного меньше. Приведем это время для упомянутых выше случаев вместе со случаем  $^{158}_{68}\text{Er}$  (см. [364] и табл. 14).

Систематика табл. 14 показывает, что  $\theta_I$  растет при заданном  $I$  с уменьшением  $N$ , т.е. с приближением к магическому числу 82 сверху. Из табл. 14 видно, что такой эффект в чистом виде можно установить именно для высоких спинов, тогда как при низких спинах  $I \leq 8$  этот эффект заселения, хотя и на него было обращено внимание раньше [328, 472], может маскироваться из-за сильного влияния большого времени жизни  $\tau_I$ . Видно, что, наоборот, изменения  $Z$  при фиксированном  $N$  мало отражаются на  $\theta_I$ . К возможной связи этого эффекта с ультравысокоспиновыми ловушками (см. разд. 16) вернемся к рассмотрению в разд. 32.

Теперь сравним  $\varphi_I$  (см. табл. 10) и  $\theta_I$  (см. табл. 14) каждого из ядер  $^{156,160}_{68}\text{Er}$  при двух разных энергиях ионов  $E_i$  — на левом и правом склоне функции возбуждения. Можно бы утверждать, что во втором случае при более высокой  $E_i$  из-за большего спина  $I_0$ , вносимого реакцией, который затем (см. разд. 24) уносится главным образом ираст-каскадом по  $2\hbar$  на переходе, будет осуществляться большее число ираст-переходов до заселения данного уровня  $I$ . Тогда можно бы ожидать, что и время  $\varphi_I$ ,  $\theta_I$ , соответственно, увеличивается. Из табл. 10 и 14 видно, что такое увеличение, если и существует, то очень небольшое, и в большинстве случаев находится в пределах погрешностей. Такой факт говорит о том, что главный вклад в  $\varphi_I$ ,  $\theta_I$  вносят нижайшие переходы до ираст-линии, которые при разных  $E_i$  одни и те же. Такое объяснение подтверждается косвенно другим экспериментом [312, 313], в котором показано, что момент инерции переходов непрерывного спектра вдоль ираст-полосы при ультравысоких спинах становится постоянным, почти твердотельным (см. разд. 32). Тогда ясно, что энергия переходов будет возрастать линейно со спином, а время из-за (64) будет падать пропорционально ее пятой степени, и на самом деле вклад в  $\varphi_I$ ,  $\theta_I$  дает только нижайший переход.

Обратимся, наконец, к долгоживущим компонентам постороннего заселения для ядер  $^{72}\text{Hf}$  (см. [340] и табл. 12), которые наиболее прямо видны из долгоживущих хвостов самих кривых распада для  $4 \leq I \leq 8$  в случае  $^{168}_{72}\text{Hf}$  и  $^{170}_{72}\text{Hf}$  (рис. 36). Наверно они существуют и для  $^{166}_{72}\text{Hf}$ , но их нельзя было выделить экспериментально от короткоживущих. Они говорят прямо о существ-

Зависимость времени полного заселения  $\theta_I$  ирраст-уровней от реакции

Реакция	Уровень I										
	$E_I$ , МэВ	20	18	16	14	12	10	8	6		
$^{120}_{50}\text{Sn} (^{40}_{18}\text{Ar}, 4n) ^{158}_{68}\text{Er}$	150	—	—	—	$20,5 \pm 0,7$	$21,5 \pm 0,5$	$22,9 \pm 0,5$	$\sim 26$	$28 \pm 0,7$		
	168	—	—	—	$20,7 \pm 0,5$	$22,5 \pm 0,5$	$23,4 \pm 0,5$	$25,3 \pm 0,5$	$29,4 \pm 0,7$		
$^{130}_{52}\text{Te} (^{32}_{16}\text{S}, 4n) ^{158}_{68}\text{Er}$	—	—	2,2	4,8	6	7,5	8,6	10	14		
$^{134}_{50}\text{Sn} (^{40}_{18}\text{Ar}, 4n) ^{168}_{68}\text{Er}$	150	—	$4,2 \pm 0,7$	$5,4 \pm 0,7$	$6,0 \pm 0,5$	$5,9 \pm 0,5$	$7,1 \pm 0,9$	$9,8 \pm 0,5$	$17,6 \pm 0,7$		
	168	—	$4,0 \pm 0,7$	$5,3 \pm 0,7$	$6,2 \pm 0,5$	$6,4 \pm 0,5$	$7,9 \pm 0,5$	$10,3 \pm 0,5$	$18,1 \pm 0,7$		
$^{124}_{52}\text{Te} (^{40}_{18}\text{Ar}, 4n) ^{160}_{70}\text{Yb}$	—	—	—	—	—	—	$13 \pm 1,5$	$14 \pm 2$	$17 \pm 2$		
$^{126}_{52}\text{Te} (^{40}_{18}\text{Ar}, 4n) ^{162}_{70}\text{Yb}$	—	—	—	—	—	—	—	$12 \pm 3$	$16 \pm 4$		
$^{128}_{52}\text{Te} (^{40}_{18}\text{Ar}, 4n) ^{164}_{70}\text{Yb}$	—	—	$6,5 \pm 1,5$	$8,0 \pm 1,5$	$8,3 \pm 1,5$	$8,7 \pm 1,5$	$9,4 \pm 2,0$	$11,8 \pm 2,0$	$19,7 \pm 2,0$		
	—	$3,7 \pm 2,0$	$4,9 \pm 2,5$	$6,2 \pm 1,5$	$6,6 \pm 1,5$	$7,2 \pm 1,5$	$8,3 \pm 2,5$	$11,2 \pm 2,0$	$20,9 \pm 2,0$		
$^{122}_{50}\text{Sn} (^{48}_{22}\text{Ti}, 4n) ^{178}_{68}\text{Hf}$	—	—	—	—	—	$10,2 \pm 3,0$	$11,5 \pm 3,0$	$12,5 \pm 2,0$	$18,3 \pm 2,2$		
$^{124}_{50}\text{Sn} (^{48}_{22}\text{Ti}, 4n) ^{180}_{68}\text{Hf}$	—	—	—	$6,2 \pm 0,8$	$7,0 \pm 1,0$	$8,0 \pm 1,0$	$9,0 \pm 1,0$	$12,6 \pm 1,1$	$22,0 \pm 2,0$		
	—	$1,4 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,6$	$1,8 \pm 0,5$	$2,6 \pm 0,5$	$3,8 \pm 0,5$	$6,0 \pm 0,5$	$12,1 \pm 1,0$	$27,0 \pm 2,0$		



вовании ловушек вблизи ираст-линии, заселяющих  $8^+$ ,  $6^+$ , а возможно и  $4^+$  уровни. Время жизни ловушек систематически уменьшается с падением  $A$ :

$$\left. \begin{array}{l} {}^{170}_{72}\text{Hf}: \quad \varphi_{1/2} = 4200 \text{ пс} \\ {}^{168}_{72}\text{Hf}: \quad \quad \quad 140 \text{ пс} \\ {}^{166}_{72}\text{Hf}: \quad \quad \quad 7 \text{ пс?} \end{array} \right\} \quad (90)$$

(где  $\varphi_{1/2}$  — периоды полураспада для сравнимости с (89), а не  $\varphi_m$  — средние времена как они определены в разд. 21 и применены в табл. 10—12). При этом ловушки заселяются в реакциях с ионами  ${}^{48}_{22}\text{Ti}$ ,  ${}^{50}_{22}\text{Ti}$  с интенсивностями порядка 15 % (см. табл. 12),

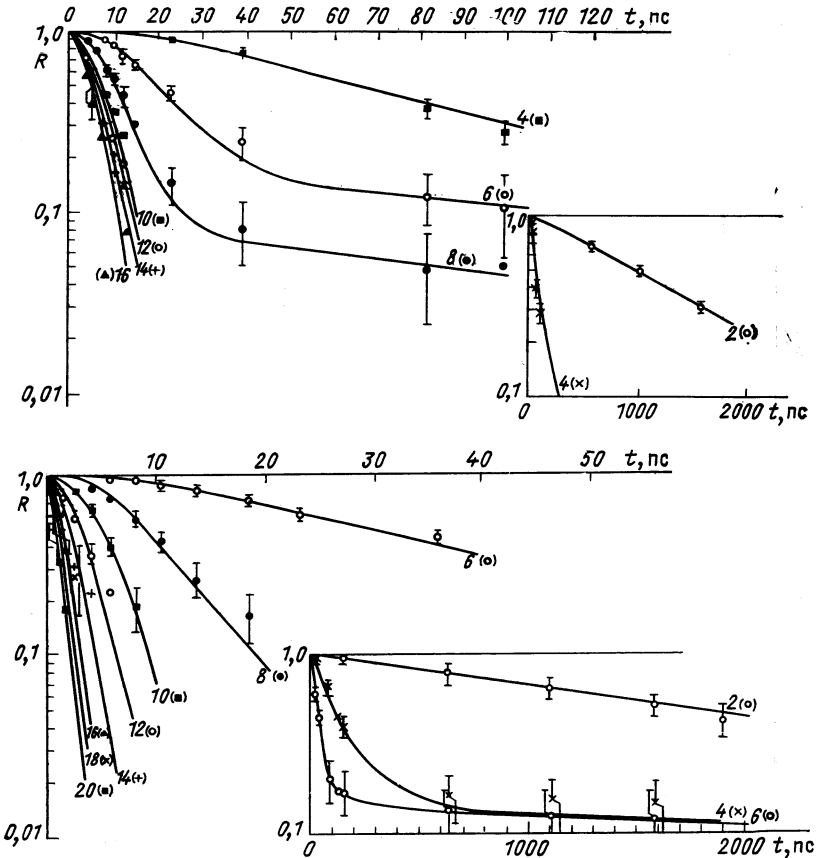


Рис. 36. Кривые распада  $R_I$  v.s.  $t$ :  
 ${}^{168}_{72}\text{Hf}$  (наверху);  ${}^{170}_{72}\text{Hf}$  (внизу) [340]

в отличие от случая  $^{172}_{72}\text{Hf}$  в реакциях с  $^4_2\text{He}$ , где заселение только порядка 1 % [430].

Все это позволяет нам высказать предположение, что ловушки в  $^{166, 168, 170}_{72}\text{Hf}$  представляют собой систематическое продолжение 2 *qp* изомерных уровней  $8^-, 6^+$  более тяжелых ядер  $^{172-180}_{72}\text{Hf}$ . Такая гипотеза подтверждается тем, что времена жизни ловушек в  $^{166-170}_{72}\text{Hf}$  хорошо экстраполируют систематику знакомых изомеров в  $^{172-180}_{72}\text{Hf}$ . Это показано на рис. 37, который составлен из известного времени жизни более долгоживущего из  $8^-, 6^+, 2qp$ -изомерных уровней  $^{172-180}_{72}\text{Hf}$  (89) и из данных о времени заселения  $^{166-170}_{72}\text{Hf}$  долгоживущих компонент (90). Последние интерпретируются как время жизни изомерных уровней такого же характера, заселяемых в (*HI*, *xn*)-реакциях «сверху» с достаточной интенсивностью и поэтому действующих как ловушки вблизи ирраст-линии. Какой именно изомер, пока трудно

сказать из-за неясностей в схеме распада  $^{172}_{72}\text{Hf}$  [430, 431]. При построении рис. 37 предполагалось, что изомер в последнем ядре —  $6^+$  лучше отвечает систематике двух пересекающихся в точке  $A = 176$  прямых, связанных при  $A > 176$  с более долгоживущим изомером — это  $8^-$ , а при  $A < 176$  — это  $6^+$ , и выравнивание их периодов (10 мкс) происходит при  $A = 176$ .

Для  $^{178}_{72}\text{Hf}$  возможно заселить изомер  $8^-$  и *CE* «снизу» очень тяжелыми ионами  $^{86}_{36}\text{Kr}$  и  $^{136}_{54}\text{Xe}$  с изомерной компонентой 1 % по отношению к прямому заселению  $8^+$  [38]. Авторы приписывают это заселение возможному ветвлению вниз от более высоких уровней ирраст-полосы.

### 32. НЕПРЕРЫВНЫЙ $\gamma$ -КАСКАД: УЛЬТРАВЫСОКОСПИНОВЫЕ ЛОВУШКИ

Экспериментальная техника исследования непрерывного  $\gamma$ -каскада после (*HI*, *xn*)-реакции получила сильное развитие в самое последнее время. Сюда в принципе входят измерения энергетических (отдельного  $\gamma$ -кванта и суммы всего каскада), спиновых

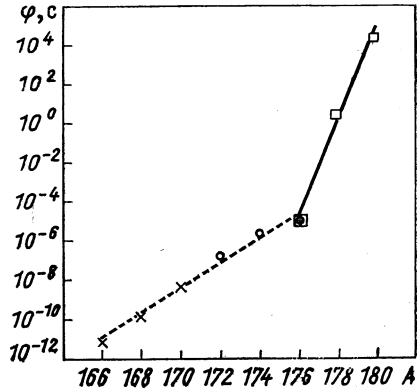


Рис. 37. Систематика времен жизни  $\phi$  (здесь приведено не как обычно среднее время  $\phi_m$ , а полупериод  $\phi = \phi_{1/2} = \ln 2 \phi_m$ ) по массовому числу  $A$  известных 2 $qp$  изомеров  $8^-$  ( $\square$ ), известных 2 $qp$  изомеров  $6^+$  ( $\circ$ ) — см. (89) и ловушек ( $\times$ ) — см. (90) данные [340] в ядрах  $^{A}_{72}\text{Hf}$

и угловых распределений интенсивности, множественности  $\gamma$ -квантов, а для некоторых специальных целей — и электронов внутренней конверсии.

Эти работы начались измерениями энергетических и угловых распределений [311], были дополнены измерениями средней множественности [482, 483] и в дальнейшем усовершенствованы измерением энергетического распределения множественности ([484], а также некоторые более ранние ссылки в [4]). Введение многократных совпадений и соответствующее извлечение информации насчет

распределения множественности представляло следующий важный методический шаг [4, 417]. При исследовании каскадов  $\gamma$ -квантов многократными совпадениями Ge(Li)-детектором, определяющим дискретное состояние  $I$  с эффективностью  $\Omega_G$ , и несколькими NaI(Tl)-детекторами с эффективностью  $\Omega_N$  пользуются формулами

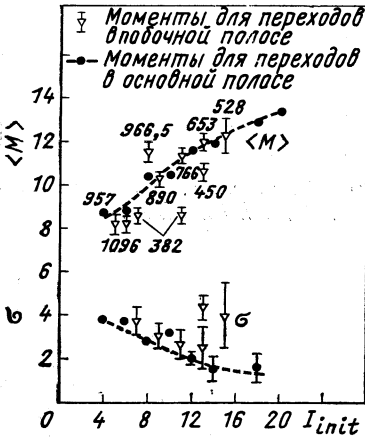


Рис. 38. Зависимость  $\langle M \rangle$  и  $\sigma^2$  ( $\langle M \rangle$  — средняя множественность,  $\sigma^2$  — дисперсия множественности) от начального спина в реакции  ${}^{150}_{60}\text{Nd} ({}^{18}_8\text{O}, 4n) {}^{138}_{82}\text{Er}$  [400]

$n$  NaI-детекторов;  $M$  — число  $\gamma$ -квантов каскада. Отсюда, в частности при  $n = p$ , можно извлекать разные моменты множественности  $\langle M^n \rangle$ ,  $n = 1, 2, \dots$ , как, например, среднюю множественность  $\langle M \rangle$ , дисперсию  $\sigma^2 = \langle (M - \langle M \rangle)^2 \rangle$ , обычно до  $n = 4$ . Пример спинового распределения  $\langle M \rangle$  и  $\sigma$  показан на рис. 38. Интересны новые возможности, предлагаемые измерением суммарной энергии всех  $\gamma$ -квантов данного каскада большим кристаллом NaI [485].

Такие измерения направлены, с одной стороны, на выяснение механизма  $(n1, xn)$ -реакции (см. разд. 23 и [394], где измерение множественности делается в дополнении к  $A, Z$ -распределениям продуктов деления, и [396]). В частности, они направлены на исследование механизма девозбуждения, например с целью

$$N = \sigma_I \Omega_G; \quad N_{np} =$$

$$= \sigma_I \Omega_G (-)^{n+p} \sum_{x=n-p}^n (-)^{x+1} \times$$

$$\times \binom{p}{n-x} \langle 1 - (1 - x\Omega_N)^{M-1} \rangle. \quad (91)$$

Здесь  $\sigma_I$  — сечение получения каскада, проходящего через состояние  $I$ ;  $N$  — скорость одиночного счета;  $N_{np}$  — скорость счета совпадений Ge-детектора с  $p$  данными из всех

восстановления спинового распределения конечного ядра до  $\gamma$ -каскада (см. [400, 417, 486] и рис. 27). Эти методы восприняты и как средство для исследования реакций глубоконеупругих передач [317 — 319].

Такие же методы использованы и для более тонкого исследования девозбуждающего  $\gamma$ -каскада (см. разд. 24). Имеется в

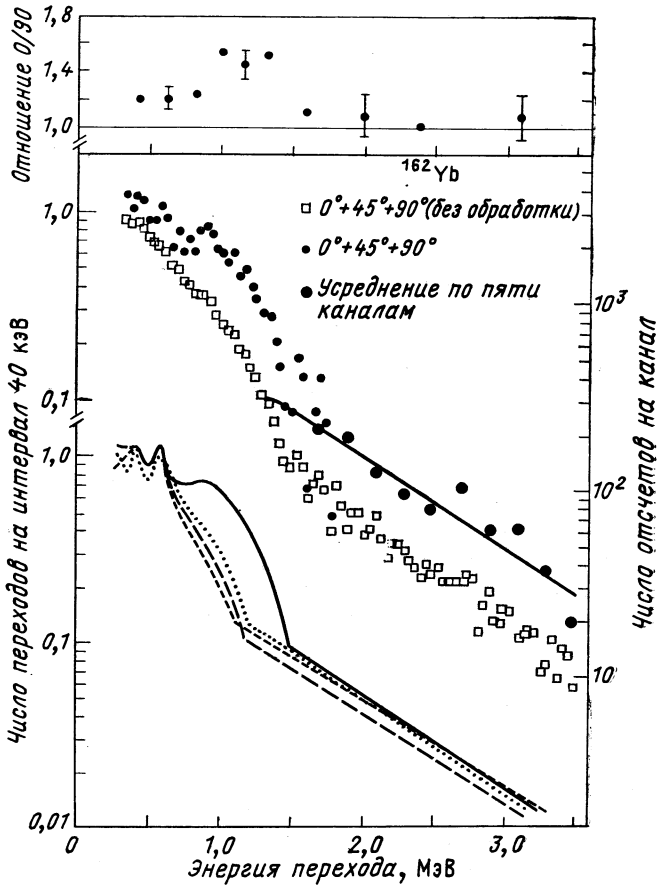


Рис. 39. Непрерывный  $\gamma$ -спектр [реакций (HI, 4n)  $^{162}\text{Yb}$ :

HI =  $^{40}\text{Ag}$ , 181 МэВ наверху; схематические спектры внизу: для реакций  $^{40}\text{Ag}$ , 181 МэВ (непрерывная линия), 157 МэВ (длинные штрихи),  $^{88}\text{Kr}$ , 331 МэВ (пунктир) и  $^{16}\text{O}$ , 87 МэВ (короткие штрихи) [313]

виду его разделение на статистический и ираст-каскад (рис. 39) и определение чисел и мультипольностей  $\gamma$ -квантов каждого из двух [312—314, 400]. Из результатов работ [338, 340, 367] видно

(см. табл. 10—12), что порядок времен постороннего заселения  $\Phi_I$ , если принять во внимание число  $\gamma$ -квантов из измерений множественности [417] и их энергию из измерений энергетических распределений непрерывного  $\gamma$ -излучения с разделением статистического от ираст-каскада [312], совместим с утверждениями, что ираст-каскад состоит преимущественно из выстроенных  $E2$ -переходов (см. разд. 24 и [4, 311]). Уже появилась работа и по прямому измерению полного коэффициента внутренней конверсии непрерывного  $\gamma$ -спектра [487]. В грубом соответствии с моделью заселения [309] и в качественном согласии с теорией конкуренции  $E1$  и  $E2$  [419] в области статистического каскада при энергиях  $E_\gamma > 1$  МэВ наблюдаются  $E1$ - и  $E2$ -суперпозиции с увеличением доли  $E1$  с 45 до 71 % при возрастании энергии. В области средних энергий ираст-каскада преобладает  $E2$ , но к низким энергиям несколько неожиданно увеличивается роль  $M1$ -переходов. Может быть, это связано с переходами по некоторым из параллельных путей, аналогично наблюдениям примесей  $M1$  в нечетных ядрах [323]. Усиление  $E2$ -переходов, такое же как для основной полосы, но в ультравысокоспиновой области  $I = 30 - 50$ , обнаружено прямым измерением времени непрерывных  $\gamma$ -квантов [488]. Это показывает, что даже в этой области существуют сильно коллективизированные полосы, и объясняет девозбуждение по путям, параллельным ираст-линии.

Несколько неожиданной оказалась другая сторона применений измерений непрерывного спектра. Она связана с их возможностями внести вклад в понимание структуры ядра при ультравысоких спинах. Отметим остроумный способ извлечения момента инерции согласно первой из формул (63) при таких спинах. Используется горб энергетического распределения, связанный с ираст-каскадом на рис. 39 [тогда как статистический хвост дается формулой (67)], для определения энергии и измерения средней множественности — для определения спина по (83) [312, 313]. Результат этих работ приведен на рис. 40. Предложен аналогичный способ делать заключения насчет формы ядра [489]. И наконец, отметим применение суммирующей техники [485] для поисков сверхдеформированных ядер при ультравысоких спинах [490]. Используется обстоятельство, что такая техника позволяет измерить прямо суммарную энергию, а измерение средней множественности из (83) дает спин, откуда снова можно определить момент инерции.

Специальным направлением поисков оказались предсказываемые теорией (см. разд. 16) ультравысокоспиновые изомеры или ловушки. Отметим, что сильное возрастание времени полного заселения  $\theta_I$  с уменьшением  $N$  (см. табл. 14) может иметь связь с ожидаемым теорией островом изомеров (см. разд. 16). Для прямых поисков в Дармштадте были применены реакции с  ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ ,

$^{50}_{22}\text{Ti}$  и  $^{65}_{29}\text{Cu}$ . Отыскивались каскады с достаточно большим числом  $\gamma$ -квантов, замедленные на время наносекундного диапазона. Обнаружение такого каскада означало бы существование наносекундного изомера достаточно высокого спина. Получен остров ловушек с временами полураспада 1,5 до 700 нс в области  $64 \leq Z \leq 71$  и  $82 \leq N \leq 88$  (см. [39], а также рис. 16). Его можно сравнить с теорией [291]. Идентифицированы  $Z, N$  составного

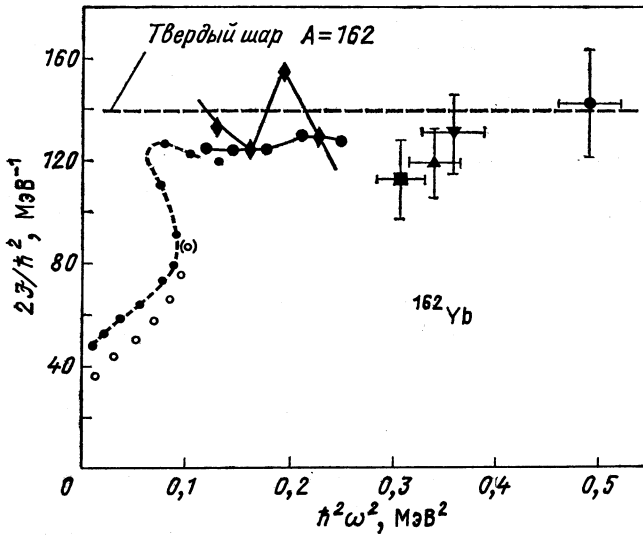


Рис. 40. Бэчбендинг диаграммы для ядра  $^{162}_{80}\text{Yb}$  (в сравнении с  $^{160}_{68}\text{Er}$  — кружки внизу) с данными непрерывного спектра в ультравысокоспиновой части [313]

ядра, но нет точной идентификации  $Z, N$  конечного ядра и  $E, I$  изомера. Для определения  $E, I$  изомера предполагается [491] применить метод суммирующего кристалла [485].

Детальные поиски изомеров ( $> 10$  нс) в  $^{150}_{68}\text{Dy}$ , ядро которого лежит в середине острова на рис. 16, дали отрицательный результат [492]. Но поиски [493] в ядрах  $^{64}_{64}\text{Gd}$  ионами  $^4_2\text{He}$  дали положительные результаты: в  $^{147}_{64}\text{Gd}$  найден изомер  $E = 7,50$  МэВ,  $37/2 \leq I \leq 49/2$ , 560 нс, и в  $^{147}_{66}\text{Gd}$  — изомер  $6,4 < E < 8,3$  МэВ,  $16 \leq I \leq 18 \leq 20$ , 4 нс. Несмотря на различия во времени жизни по отношению к работе [39] (там время было около 100 нс, соответственно  $\sim 1,5$  нс) и в реакциях допускается, что это те же самые изомеры. В таком случае [493] утверждается, что эти изомеры не ультравысокоспиновые, а подобные изомерам сферической модели оболочек. Примером последних являются пять четырехквартичных изомеров, найденных в  $^{212}_{86}\text{Rn}$  [494]. Однако в

работе [494] найдены и четыре изомера, заселенные ( $^{13}\text{C}$ ,  $5n$ )-реакцией, со спинами 22 до 30 и наносекундными временами жизни. Они объясняются авторами *MONA*-эффектом [285]: сильным выстраиванием возбужденного нейтронного кора с валентными протонами.

Существует идея, что ираст-изомеры могут распадаться, испуская запаздывающие  $\alpha$ -частицы. Предварительные результаты поисков в Дармштадте ионами  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{132}\text{Xe}$  в пико- и наносекундном диапазонах [495] техникой затенения ядер отдачи, подобной [325], ионами  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{48}\text{Ti}$  в микросекундном диапазоне [496] и в Юлихе ионами  $^4\text{He}$  в миллисекундном до минутного диапазонов [497] дали пока отрицательные результаты.

Во время набора появились подробные предсказания островов ловушек [498]. Открыты ультравысоко-спиновые изомеры  $^{162}\text{Dy}$  со спинами до 30 и с указаниями на переход к сплюснутой форме [499,500].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Все развитие теории (и эксперимента высокоспиновых состояний последних лет) показало развитие методов расчета их детальных характеристик и механизма их заселения: с одной стороны, сильное совершенствование методов их заселения тяжелыми ионами и с другой — исследования «ин-бийм» спектроскопией дискретных и непрерывных переходов. Тем не менее от теории ожидается более глубокое понимание механизма возникновения элементарных мод возбуждения в необычных условиях высоких скоростей вращения, механизма переходов между структурами разного типа и механизма заселения возбужденных состояний тяжелыми ионами. От эксперимента ожидаются ответы на вопросы, осуществляются ли предсказания изменений структуры ядра при ультравысоких спинах, каковы возможности выявления посредством тяжелых ионов и насколько далеко можно продвинуться, проводя более детальные измерения дискретных переходов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sheline R. K. — Rev. Mod. Phys., 1960, v. 32, p. 1.
2. Bohr A. — Rev. Mod. Phys., 1976, v. 48, p. 365; Fysisk Tidsskrift, 1976, v. 74, p. 49.
3. Johnson A. In: Heavy-ion, high-spin states and nuclear structure, v. 1. Vienna, IAEA, 1975, p. 317.
4. Lieder R. M., Ryde H. — Adv. Nucl. Phys., 1978, v. 10, p. 1.
5. Sorensen R. A. — Rev. Mod. Phys., 1973, v. 45, p. 353.
6. Stephens F. S. — Rev. Mod. Phys., 1975, v. 47, p. 43.
7. Bohr A., Mottelson B. R. — Physica Scripta A, 1974, v. 10, p. 13.
8. Bohr A., Mottelson B. R. Preprint NORDITA, 77/38, Copenhagen, 1977.
9. Goldhaber M., Sunyar A. W. — Phys. Rev., 1951, v. 83, p. 906.
10. Bohr A. — Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1952, Bd 26, N 14; Rotational states of atomic nuclei. Thesis, Copenhagen, Munkgaard, 1954.

11. Bohr A., Mottelson B. R. — Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1953, Bd 27, N 16.
12. Rainwater J. — Phys. Rev., 1950, v. 79, p. 432.
13. Huss T., Zupancic C. — Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1953, Bd 28, N 1.
14. McClelland C. L., Goodman C. — Phys. Rev., 1953, v. 91, p. 760.
15. Asaro F., Perlman I. — Phys. Rev., 1953, v. 91, p. 763.
16. Stephens F. S., Diamond R. M., Perlman I. — Phys. Rev. Lett., 1959, v. 3, p. 435.
17. Morinaga H., Gugelot P. C. — Nucl. Phys., 1963, v. 46, p. 210.
18. Hansen G. B. e.a. — Nucl. Phys., 1963, v. 47, p. 529.
19. Stephens F. S., Lark N. L., Diamond R. M. — Phys. Rev. Lett., 1964, v. 12, p. 225; Nucl. Phys., 1965, v. 63, p. 82.
20. Johnson A., Ryde H., Sztarkier J. — Phys. Lett. B, 1974, v. 34, p. 605; Johnson A., Ryde H., Hjorth S. A. — Nucl. Phys. A, 1972, v. 179, p. 753.
21. Johnson A., Szymanski Z. — Phys. Rep. C, 1973, v. 7, p. 181.
22. Krumlinde J. Nukleonika, 1974, v. 19, p. 251.
23. Михайлов И. Н. и др. — ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 1338.
24. Lee I. Y. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 1454.
25. Ward D. e.a. — Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 39.
26. Khoo T. L. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1446.
27. Beuscher H. e.a. — In: Reactions between Complex Nuclei. Nashville. V. 1. Amsterdam, North-Holland, 1974, p. 189.
28. Lieder R. M. e.a. — Phys. Lett. B, 1974, v. 49, p. 161.
29. Andrews H. R. e.a. — Nucl. Phys. A, 1974, v. 219, p. 141.
30. El Masri Y e.a. — Z. Phys. A, 1975, Bd 274, S. 113.
31. Sunyar A. W. e.a. — Phys. Lett. B, 1976, v. 62, p. 283.
32. Janssens R. e.a. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 283, p. 493.
33. Johnson N. R. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 151.
34. Kistner O. C., Sunyar A. W., der Mateosian E. — Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 1417.
35. Khoo T. L. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 823.
36. Khoo T. L., Løvheiden G. — Phys. Lett. B, 1977, v. 67, p. 271.
37. Bochev B. e.a. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 282, p. 159.
38. Hamilton J. H. e.a. — In: Intern. Conf. on Nuclear Structure. Contr. papers. Tokyo, 1977, p. 421; Intern. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure. ZfK-336, Dresden, 1977, p. 96.
39. Pedersen J. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 990.
40. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М., Наука, 1971; Theory of complex nuclei. Oxford, Pergamon, 1976.
41. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., Наука, 1965.
42. Skyrme T. H. R. — Phil. Mag., 1956, v. 1, p. 1043; Nucl. Phys., 1959, v. 9, p. 615.
43. Moszkowski S. A. — Phys. Rev. C, 1970, v. 2, p. 402.
44. Flocard H. — In: Nuclear Self-consistent Fields. Amsterdam North Holland, 1975, p. 219.
45. Köhler H. S. — Phys. Rep. C, 1975, v. 18, p. 217; Sauer P. U. — In: Nuclear Self-consistent fields. Amsterdam, North-Holland, 1975, p. 89.
46. Vautherin D., Brink D. M. — Phys. Rev. C., 1972, v. 5, p. 626.
47. Krewald S. e.a. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 281, p. 166.
48. Rowe D. J. Nuclear collective motion. London, Methuen, 1970.
49. Kisslinger L. S., Sorensen R. A. — Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1960, Bd 32, N 9; — Rev. Mod. Phys., 1963, v. 35, p. 853; Bes D. R., Sorensen R. A. — Adv. Nucl. Phys., 1969, v. 2, p. 129.
50. Bes D. R., Broglia R. A. — Phys. Rev. C., 1971, v. 3, p. 2349.
51. Hamamoto I. — Nucl. Phys. A, 1974, v. 232, p. 445; Phys. Lett. B, 1977, v. 66, p. 222.



52. Baranger M., Kumar K. — Nucl. Phys. A, 1965, v. 62, p. 113; 1968, v. 110, p. 490; 1968, v. 122, p. 241; Kumar K., Baranger M. — Nucl. Phys. A, 1968, v. 110, p. 529; 1968, v. 122, p. 273.
53. Kumar K. — Nucl. Phys. A, 1974, v. 231, p. 189.
54. Villars F. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1957, v. 7, p. 185.
55. Боголюбов Н. Н. — Докл. АН СССР, 1958, т. 119, с. 224; — ЖЭТФ, 1958, т. 34, с. 58, 73; — УФН, 1959, т. 67, с. 549.
56. Baranger M. — Phys. Rev., 1961, v. 122, p. 992.
57. Hill D. L., Wheeler J. A. — Phys. Rev., 1953, v. 89, p. 1102.
58. Griffin J. J., Wheeler J. A. — Phys. Rev., 1957, v. 108, p. 311.
59. Wong C. W. — Phys. Rep. C, 1975, v. 15, p. 283.
60. Dirac P. A. M. — Proc. Camb. Phil. Soc., 1930, v. 26, p. 376.
61. Villars F. In: Nuclear Self-Consistent Fields. Amsterdam, North-Holland, 1975, p. 3; — Nucl. Phys. A, 1977, v. 285, p. 269.
62. Goeke K., Lane A. M., Martorell J. — Nucl. Phys. A, 1978, v. 269, p. 109.
63. Marshalek E. R., Rasmussen J. O. — Nucl. Phys., 1963, v. 43, p. 438.
64. Bohm D., Pines D. — Phys. Rev., 1953, v. 92, p. 609, 626.
65. Baranger M. — Phys. Rev., 1960, v. 120, p. 957.
66. Thouless D. J. — Nucl. Phys., 1961, v. 22, p. 78.
67. Sawicki J. — Nucl. Phys., 1961, v. 23, p. 285.
68. Pal M. K. In: Theory of Nuclear Structure. Vienna, IAEA, 1970, p. 547.
69. Григорьев Е. П., Соловьев В. Г. Структура четных деформированных ядер. М., Наука, 1974.
70. Иванова С. П., Комов А. Л., Малов Л. А., Соловьев В. Г. ЭЧАЯ, 1976, т. 7, с. 450.
71. Arvieu R., Salusti E., Veneroni M. — Phys. Lett., 1964, v. 8, p. 334.
72. Inglis D. R. — Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 1059; 1955, v. 97, p. 701; 1956, v. 103, p. 1786.
73. Thouless D. J. — Nucl. Phys., 1960, v. 21, p. 225.
74. Thouless D. J., Valatin J. G. — Nucl. Phys., 1962, v. 31, p. 211.
75. Belyaev S. T. — Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1959, Bd. 31, N 11; — Nucl. Phys., 1961, v. 24, p. 322.
76. Migdal A. B. — Nucl. Phys., 1959, v. 13, p. 655.
77. Lipkin H. J., de-Shalit A., Talmi I. — Phys. Rev., 1956, v. 103, p. 1773.
78. Peierls R. E., Yoccoz J. — Proc. Phys. Soc., 1957, v. 70, p. 381.
79. Skyrme T. H. R. — Proc. Phys. Soc., 1957, v. 70, p. 433.
80. Goeke K., Garcia J., Faessler A. — Nucl. Phys. A, 1973, v. 208, p. 477.
81. Klein A., Kerman A. K. — Phys. Rev. B, 1965, v. 138, p. 1323.
82. Klein A., Celenza L., Kerman A. K. — Phys. Rev. B, 1965, v. 140, p. 245.
83. Klein A. Lectures in Theoretical Physics. N. Y., Gordon a. Breach, 1968.
84. Dasso C., Klein A. — Phys. Rev. C, 1973, v. 8, p. 2511.
85. Rohozinski S. G. Preprint JINR, P4-4108, Dubna 1968; — Acta Rhys. Polon., 1969, v. 35, p. 783.
86. Беляев С. Т., Зелевинский В. Г. Препринт ИЯФ 298, Новосибирск, 1969; — Ядерная физика, 1970, т. 11, с. 741; 1972, т. 16, с. 1195; 1973, т. 17, с. 525.
87. Зелевинский В. Г., Штокман М. И. Препринт ИЯФ, 88-73, Новосибирск, 1973.
88. Штокман М. И. — Ядерная физика, 1975, т. 22, с. 479.
89. Holstein T., Primakoff H. — Phys. Rev., 1940, v. 58, p. 1098.
90. Беляев С. Т., Зелевинский В. Г. — ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 1590; — Nucl. Phys., 1962, v. 39, p. 582.
91. Matumori T., Yamamura M., Tokynaga A. — Progr. Theor. Phys., 1964, v. 31, p. 1009.
92. Sørensen B. — Nucl. Phys. A, 1967, v. 97, p. 1; 1968, v. 119, p. 65; 1970, v. 142, p. 392, 411; 1973, v. 217, p. 505.
93. Da Providencia J., Weneser J. — Phys. Rev. C, 1970, v. 1, p. 825.

94. **Marshalek E. R.** — Nucl. Phys. A, 1971, v. 161, p. 401; 1974, v. 224, p. 221, 245.
95. **Kishimoto T., Tamura T.** — Nucl. Phys. A, 1972, v. 192, p. 246; 1976, v. 270, p. 317.
96. **Li S. Y., Dreizler R. M., Klein A.** — Phys. Lett. B, 1970, v. 32, p. 169; Phys. Rev. C, 1971, v. 4, p. 1571.
97. **Marshalek E. R., Weneser J.** — Ann. of Phys., 1969, v. 53, p. 569; — Phys. Rev. C, 1970, v. 2, p. 1682.
98. **Marshalek E. R.** — Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 1710; 1975, v. 11, p. 1426.
99. **Holzwarth G.** — Nucl. Phys. A, 1970, v. 156, p. 511; 1971, v. 174, p. 97; 1972, v. 185, p. 268.
100. **Lie S. G., Holzwarth G.** — Phys. Rev. C, 1975, v. 12, p. 1035.
101. **Holzwarth G., Janssen D., Jolos R. V.** — Nucl. Phys. A, 1976, v. 261, p. 1.
102. **Marshalek E. R., Holzwarth G.** — Nucl. Phys. A, 1972, v. 191, p. 438.
103. **Mang H. J.** — Phys. Rep. C, 1975, v. 18, p. 325.
104. **Chu S. Y. e.a.** — Phys. Rev. C, 1975, v. 12, p. 1017.
105. **Hamamoto I.** — Nucl. Phys. A, 1976, v. 271, p. 15.
106. **Marshalek E. R., Goodman A. L.** — Nucl. Phys. A, 1978, v. 294, p. 92.
107. **Marshalek E. R.** Preprint NBI-77-34, Copenhagen 1978; to appear in Nukleonika.
108. **Glauber R. J.** — Phys. Rev., 1963, v. 130, p. 2529; 1963, v. 131, p. 2766.
109. **Perelomov A. M.** — Commun. Math. Phys., 1972, v. 26, p. 222.
110. **Rowe D. J.** In: Intern. Symp. on Nuclear Structure. Coexistence of single particle and collective types of excitation. Balatonfured, 1975.
111. **Goeke K.** — Nucl. Phys. A, 1976, v. 265, p. 301; **Goeke K., Reinhard P.** — G.— Ann. of Phys., 1978, v. 112, p. 328.
112. **Marumori T.** In: Selected Topics in Nuclear Structure. V. 2. JINR D-9920, Dubna 1976, p. 412.
113. **de Guerra E. M., Villars F.** — Nucl. Phys. A, 1977, v. 285, p. 297; 1978, v. 298, p. 109.
114. **Marshalek E. R.** — Nucl. Phys. A, 1976, v. 266, p. 317; 1977, v. 275, p. 416.
115. **Бор О., Мотельсон Б.** — Атомная энергия, 1963, т. 14, с. 41.
116. **Harris S. M.** — Phys. Rev. B, 1965, v. 138, p. 509.
117. **Saethre Ø. e.a.** — Nucl. Phys. A, 1973, v. 207, p. 486.
118. **Mariscotti M. A. J., Scharff-Goldhaber G., Buck B.** — Phys. Rev., 1969, v. 178, p. 1864.
119. **Klein A., Dreizler R. M., Das T. K.** — Phys. Lett. B, 1970, v. 31, p. 333.
120. **Ejiri H. e.a.** — J. Phys. Soc. Japan, 1968, v. 24, p. 1189.
121. **Das T. K., Dreizler R. M., Klein A.** — Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 1626; Phys. Lett. B, 1971, v. 34, p. 235.
122. **Abecasis S. M., Hernandes E. S.** — Nucl. Phys. A, 1972, v. 180, p. 485.
123. **Abecasis S. M.** — Nucl. Phys. A, 1973, v. 205, p. 475.
124. **Davydov A. S., Filippov G. F.** — Nucl. Phys., 1958, v. 8, p. 237.
125. **Михайлов И. Н., Наджакв Е., Сафаров Р. Х.** Препринт ОИЯИ, Р-2866, Дубна, 1966.
126. **Mikhailov I. N. e.a.** — CR Acad. bulg. Sci., 1969, v. 22, p. 635.
127. **Nadjakov E., Mikhailov I. N.** Preprint IC/71/111, Trieste 1971.
128. **Holmberg P., Lipas P. O.** — Nucl. Phys. A, 1968, v. 117, p. 552.
129. **Nadjakov E., Mikhailov I. N.** — Nucl. Phys., 1968, v. 107, p. 92.
130. **Wahlborn S., Gupta R. K.** — Phys. Lett. B, 1972, v. 40, p. 27.
131. **Gupta R. K., Wahlborn S., Hjertman L.** — Physica Scripta, 1972, v. 6, p. 261.
132. **Draper J. E.** — Phys. Lett. B, 1972, v. 41, p. 105.
133. **Mantri A. N., Sood P. C.** — Phys. Rev. C, 1974, v. 9, p. 2076.
134. **Sood P. C., Jain A. K.** — Phys. Rev. C, 1975, v. 12, p. 1064.

135. Varshni Y. P., Bose S. — *Phys. Rev. C*, 1972, v. 6, p. 1770.
136. Das T. K., Banerjee B. — *Phys. Rev. C*, 1973, v. 7, p. 2590.
137. Mantri A. N., Sood P. C. — *Phys. Rev. C*, 1973, v. 7, p. 1294.
138. Smith B. C., Volkov A. B. — *Phys. Lett. B*, 1973, v. 47, p. 193.
139. Gupta R. K. — *Phys. Rev. C*, 1973, v. 7, p. 2476.
140. Toki H., Faessler A. — *Z. Phys. A*, 1976, v. 276, p. 35.
141. Raduta A. A., Dreizler R. M. — *Nucl. Phys. A*, 1976, v. 258, p. 109.
142. Raduta A. A., Badea M. — *Z. Phys. A*, 1976, v. 278, p. 51.
143. Arima A., Iachello F. — *Ann. of Phys.*, 1976, v. 99, p. 253; 1978, v. 111, p. 201; 1978, v. 115, p. 325.
144. Molinari A., Regge T. — *Phys. Lett. B*, 1972, v. 41, p. 93.
145. Broglia R. A. e.a. — *Phys. Lett. B*, 1974, v. 50, p. 295; 1975, v. 57, p. 113.
146. Goodman A. L., Goswami A. — *Phys. Rev. C*, 1974, v. 9, p. 1948.
147. Faessler A., Greiner W., Sheline R. K. — *Nucl. Phys.*, 1965, v. 70, p. 33.
148. Nadjakov E., Apostolova A., Kitipova V. Preprint JINR, E4-7753, Dubna, 1974.
149. Nadjakov E., Nojarov R. Preprint IC/75/41, Trieste 1975; — *Bulg. J. Phys.*, 1976, v. 3, p. 352.
150. El Masri Y. e.a. — *Nucl. Phys. A*, 1976, v. 271, p. 133.
151. Nathan O., Nilsson S. G. Alpha-, beta- and gamma-rays spectroscopy. Ch. 10. Amsterdam, North-Holland, 1965.
152. Alaga G. e.a. — *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 1955, Bd 29, N 9.
153. Kerman A. K. — *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 1956, Bd 30, N 15.
154. Михайлов В. М. — *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1964. т. 28, с. 308; 1966, т. 30, с. 1334.
- 154a. Базват М. И., Пятов Н. И., Черней М. И. — *ЭЧАЯ*, 1973, т. 4, с. 941.
155. Karadjov D., Mikhailov I. N., Piperova I. — *Phys. Lett. B*, 1973, v. 46, p. 163; *Ядерная физика*, 1975, т. 21, с. 964.
156. Hansen P. G., Nielsen O. B., Sheline R. K. — *Nucl. Phys.*, 1959, v. 12, p. 389.
157. Lipas P. O. — *Nucl. Phys.*, 1962, v. 39, p. 468.
158. Diamond R. M. e.a. — *Nucl. Phys. A*, 1972, v. 184, p. 481.
159. Fraser I. A. e.a. — *Phys. Rev. Lett.*, 1969, v. 23, p. 1051.
160. Hamilton J. H. In: Radioactivity in nuclear spectroscopy. V. 2. N.Y., Gordon a. Breach, 1972, p. 935; — In: Nuclear structure. JINR D-6465, Dubna, 1972, p. 332; — *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1972, т. 36, с. 17.
161. Rud N., Nielsen H. L., Wilsky K. — *Nucl. Phys. A*, 1971, v. 167, p. 401.
162. Elliott J. P. — *Proc. Roy. Soc. A*, 1958, v. 245, p. 128, 562.
163. Bargmann V., Moshinsky M. — *Nucl. Phys.*, 1960, v. 18, p. 697; 1961, v. 23, p. 177.
164. Moshinsky M. Fundamentals in nuclear theory. Ch. 12. Vienna, IAEA, 1967.
165. Mikhailov I. N., Nadjakov E. Preprint JINR, E4-4884, Dubna 1970; — *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1970, т. 34, с. 2088; Михайлов И. Н., Наджаков Е., Пиперова И., Петров Б. Preprint ОИЯИ Р4-6035, Дубна, 1971.
166. Райчев П. П. — *Ядерная физика*, 1972, т. 16, с. 1171.
167. Weaver L., Biedenharn L. C. — *Nucl. Phys. A*, 1972, v. 185, p. 1.
168. Weaver L., Biedenharn L. C., Cusson R. Y. — *Ann. of Phys.*, 1973, v. 77, p. 250.
169. Weaver O. L., Cusson R. Y., Biedenharn L. C. — *Ann. of Phys.*, 1976, v. 102, p. 493.
170. Rosensteel G., Rowe D. J. — *Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 38, p. 10.
171. Афанасьев Г. Н. — *Ядерная физика*, 1970, т. 12, с. 1175.
172. Vanagas V., Nadjakov E., Raychev P. — *Bulg. J. Phys.*, 1975, v. 2, p. 558.
173. Wybourne B. G. Classical groups for physicists. N.Y., Wiley, 1974.

174. Dasso C. e.a. — Nucl. Phys. A, 1973, v. 210, p. 429.
175. Janssen D., Jolos R. V., Döbnu F. — Nucl. Phys. A, 1974, v. 224, p. 93.
176. Dyson J. F. — Phys. Rev., 1956, v. 102, p. 1217, 1231.
177. Janssen D. e.a. — Nucl. Phys. A, 1971, v. 172, p. 145.
178. Джолос Р. В., Янссен Д. — ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 330.
179. Dreizler R. M., Klein A. — Phys. Rev. C, 1973, v. 7, p. 512.
180. Симонов Ю. А. — Ядерная физика, 1966, т. 3, с. 630; 1968, т. 7, с. 1210.
181. Базь А. И. и др. ЭЧАЯ, 1972, т. 3, с. 275.
182. Смирнов Ю. Ф., Шитикова К. В. — ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 847.
183. Филиппов Г. Ф. — ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 992.
184. Vanagas B. V. — ЭЧАЯ, 1976, т. 7, с. 309; Lecture Notes. University of Toronto, 1977.
185. Михайлов И. Н., Наджаков Е. Препринт ОИЯИ Р4-4293, Дубна, 1969; In: Intern. Conf. on Properties of Nuclear States Contributions. Montreal, 1969, p. 42; — CR Acad. Bulg. Sci., 1969, v. 22, p. 1221.
186. Михайлов И. Н., Наджаков Е., Караджов Д. — ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 311.
187. Edmonds A. R. Angular momentum in quantum mechanics. Princeton, University Press, 1960.
188. Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента. Л., Наука, 1975.
189. Nadjakov E. Heavy ion, high-spin states and nuclear structure. V. 1. Vienna, IAEA, 1975, p. 493.
190. Karadjov D., Mikhailov I. N., Nadjakov E., Piperova I. — Nucl. Phys. A, 1978, v. 305, p. 78.
191. Nadjakov E. Nuclear self-consistent fields. Amsterdam, North-Holland, 1975, p. 69; — J. Phys. G. Nucl. Phys., 1977, v. 3, p. 1671.
192. Nadjakov E. e.a. Preprint JINR, E4-11831, Dubna, 1978.
193. Karadjov D. e.a. — In: Intern. Conf. on Nuclear Physics. V. 1. Munich, 1973, p. 297.
194. Nadjakov E., Antonova V., Nojarov R. Preprint JINR, E4-11832, Dubna, 1978.
195. Наджаков Е., Михайлов И. Н. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, т. 36, с. 876.
196. Грюммер Ф. и др. Препринт ОИЯИ, Р4-11278, Дубна, 1978.
197. Karadjov D., Mikhailov I. N., Nadjakov E., Piperova I. — Nucl. Phys. A, 1978, v. 305, p. 93.
198. Гареев Ф. А., Иванова С. П., Соловьев В. Г., Федотов С. И. — ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 357.
199. Engfer R. e.a. — AD NDT, 1974, v. 14, p. 509.
200. Löbner K. E. G., Vetter M., Hönig V. — NDTA, 1970, Bd 7, S. 495.
201. Andreitscheff W., Schilling K. D., Manfrass P. AD NDT, 1976, Bd 16, S. 515.
202. Sakai M. AD NDT, 1975, Bd 15, S. 513; Sakai M., Rester A. C. AD NDT, 1977, Bd 20, S. 441.
203. Григорьев Е. П. Докторская диссертация. Ленинград, 1973.
204. Griffin J. J., Rich M. — Phys. Rev., 1960, v. 118, p. 850.
205. Nilsson S. G., Prior O. — Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1960, Bd 32, N 16.
206. Prior O., Boehm F., Nilsson S. G. — Nucl. Phys. A, 1968, v. 110, p. 257.
- 206a. Караджов Д. и др. Препринт ОИЯИ, Р-4 6104, Дубна, 1974.
- 206b. Кулиев А. А., Пятов Н. И. — Ядерная физика, 1974, т. 20, с. 297.
207. Kammuri T., Kusuno S. — Phys. Lett. B, 1972, v. 38, p. 5; — Nucl. Phys. A, 1973, v. 215, p. 178.
208. Meyer J., Speth J., Vogeler J. H. — Nucl. Phys. A, 1972, v. 193, p. 60.
209. Зелевинский В. Г., Штокман М. И. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, т. 36, с. 2577.
210. Frauendorf S., Janssen D., Münchow L. — Nucl. Phys. A, 1969, v. 125, p. 369.

211. Караджов Д., Михайлов И. Н., Наджаков Е. — Препринт ОИЯИ, Р4-6104, Дубна, 1971.
212. Nadjakov E. — Preprint IC/72/135, Trieste, 1972.
213. Sano M., Wakai M. — Nucl. Phys., 1965, v. 67, p. 481; 1967, v. 97, p. 298.
214. Chan K. Y., Valatin J. G. — Nucl. Phys., 1966, v. 82, p. 222.
215. Chan K. Y. — Nucl. Phys., 1966, v. 85, p. 261.
216. Udagawa T., Sheline R. K. — Phys. Rev., 1966, v. 147, p. 671.
217. Krumlinde J. — Nucl. Phys. A, 1968, v. 124, p. 306; 1971, v. 160, p. 471.
218. Ma C. W., Tsang C. F. — Phys. Rev. C, 1975, v. 11, p. 213.
219. Hamamoto I., Udagawa T. — Nucl. Phys. A, 1969, v. 126, p. 241.
220. Ma C. W., Rasmussen J. O. — Phys. Rev. C, 1970, v. 2, p. 798.
221. Pavlichenkov I. M. — Nucl. Phys., 1964, v. 55, p. 225.
222. Bes D. R. e.a. — Nucl. Phys., 1965, v. 65, p. 1.
223. Marshalek E. R. — Phys. Rev. B, 1965, v. 139, p. 770; 1967, v. 158, p. 993; Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 214.
224. Mayer J. — Nucl. Phys. A, 1969, v. 137, p. 193.
225. Meyer J., Speth J. — Nucl. Phys. A, 1973, v. 203, p. 17.
226. Speth J. e.a. In: Mössbauer isomer shifts. Amsterdam, North-Holland, to be publ.
227. Майер Дж., Шпет Дж. — Ядерная физика, 1973, т. 17, с. 1197.
228. Neergård K. — Preprint NORDITA, Copenhagen, 1974.
229. Walter H. K. — Nucl. Phys. A, 1974, v. 234, p. 504.
230. Ward D. e.a. — Nucl. Phys. A, 1972, v. 196, p. 9.
231. Караджов Д., Михайлов И. Н., Наджаков Е., Пилерова И. — Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 888.
232. Meredith I. O., Barber R. C. — Can. J. Phys., 1972, v. 50, p. 1195.
- 232a. Наджаков Е. Докт. диссертация. София, 1978.
233. Ring P., Beck R., Mang H. J. — Z. Phys., 1970, Bd 231, S. 10.
234. Beck R., Mang H. J., Ring P. — Z. Phys., 1970, Bd 231, S. 26.
235. Banerjee B., Mang H. J., Ring P. — Nucl. Phys. A, 1973, v. 215, p. 366.
236. Ring P., Mang H. J., Banerjee B. — Nucl. Phys. A, 1974, v. 225, p. 141.
237. Mang H. J., Samadi B., Ring P. — Z. Phys. A, 1976, Bd 279, S. 325.
238. Grümmer F., Schmid K. W., Faessler A. — Nucl. Phys. A, 1975, v. 239, p. 289.
239. Damgaard J., Kusuno S., Faessler A. — Nucl. Phys., 1975, v. 243, p. 492.
240. Faessler A. e.a. Nucl. Phys. A, 1976, v. 256, p. 106.
241. Schmid K. W. e.a. — Phys. Lett. B, 1976, v. 63, p. 399.
242. Goodman A. L. — Nucl. Phys. A, 1974, v. 230, p. 466; 1976, v. 265, p. 113.
243. Goodman A. L., Vary J. P. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 504.
244. Warke C. S., Gunye M. R. — Phys. Rev. C, 1975, v. 12, p. 1647; 1976, v. 13, p. 859.
245. Frauendorf S. — Nucl. Phys. A, 1976, v. 263, p. 150.
246. Bloch C., Messiah A. — Nucl. Phys., 1962, v. 39, p. 95.
247. Löwdin P.-O. — Rev. Mod. Phys., 1964, v. 36, p. 966.
248. Sorensen R. A. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 281, p. 475.
249. Wakai M., Faessler A. — Nucl. Phys. A, 1978, v. 295, p. 86.
250. Ma C. W., Rasmussen J. O. — Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 1179.
251. Ploszajczak M., Faessler A. — Z. Phys. A, 1977, Bd 283, S. 349.
252. Faessler A., Ploszajczak M. — Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 2032.
253. Ploszajczak M., Devi K. R. S., Faessler A. — Z. Phys. A, 1977, Bd 282, S. 267.
254. Ploszajczak M., Faessler A., Leander G., Nilsson S. G. — Nucl. Phys. A, 1978, v. 301, p. 477.
255. Ploszajczak M., Toki H., Faessler A. — Z. Phys. A, 1978, Bd 287, S. 103.
256. Mikhailov I. N., Janssen D. — Phys. Lett. B, 1978, v. 72, p. 303; Janssen D., Mikhailov I. N. To appear in Nucl. Phys.

257. Mottelson B. R., Valatin J. G. — *Phys. Rev. Lett.*, 1960, v. 5, p. 511.
258. Sano M., Wakai M. — *Progr. Theor. Phys.*, 1972, v. 47, p. 880.
259. Stephens F. S., Simon R. S. — *Nucl. Phys. A*, 1972, v. 183, p. 257.
260. Stephens F. S. e.a. — *Nucl. Phys. A*, 1974, v. 222, p. 235.
- 260a. Birbrair B. L. — *Phys. Lett. B*, 1971, v. 34, p. 558; 1972, v. 39, p. 489.
261. de-Shalit A. — *Phys. Rev.*, 1961, v. 122, p. 1530.
262. Vogel P. — *Phys. Lett. B*, 1970, v. 33, p. 400.
263. Stephens F. S., Diamond R. M., Nilsson S. G. — *Phys. Lett. B*, 1973, v. 44, p. 429.
264. Thieberger P. — *Phys. Lett. B*, 1973, v. 45, p. 417.
265. Ross C. K., Nogami Y. — *Nucl. Phys. A*, 1973, v. 211, p. 145.
266. Sano M., Takemasa T., Wakai M. — *J. Phys. Soc. Japan*, 1973, v. 34, p. 365.
267. Kumar K. — *Phys. Rev. Lett.*, 1973, v. 30, p. 1227.
- 267a. Grin Yu. T. — *Phys. Lett. B*, 1974, v. 52, p. 135.
- 267b. Goswami A., Lin L., Strubble G. L. — *Phys. Lett. B*, 1967, v. 25, p. 451.
268. Reinecke M., Ruder H. — *Z. Phys. A*, 1977, Bd 282, S. 407.
269. Janssen D., May F. R., Mikhailov I. N., Nazmitdinov R. G. — Preprint JINR, E4-10959, Dubna, 1977; — *Phys. Lett. B*, 1978, v. 73, p. 271.
270. Krumlinde J., Szymanski Z. *Phys. Lett. B*, 1971, v. 36, p. 157; 1972, v. 40, p. 314; 1974, v. 53, p. 322; *Ann. of Phys.*, 1973, v. 79, p. 201; — *Nucl. Phys. A*, 1974, v. 221, p. 93.
- 270a. Birbrair B. L. — *Phys. Lett. B*, 1978, v. 72, p. 425.
271. Faessler A., Ploszajczak M. — *Ann. Report 1977. IKP KFA Jül-Spez-15, Jülich 1978*, p. 97.
272. Faessler A., Devi K. R. S., Barroso A. — *Nucl. Phys. A*, 1977, v. 286, p. 101.
273. Frauendorf S., Pashkevich V. V. — *Phys. Lett. B*, 1975, v. 55, p. 365.
274. Hamilton J. H. *Selected Topics in Nuclear Structure. V. 2. JINR D-9920, Dubna, 1976*, p. 303.
275. Günther C. e.a. — *Phys. Rev. C*, 1977, v. 15, p. 1298.
276. Yadav H. L., Toki H., Faessler A. — *Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 39, p. 1128.
277. Neergård K., Vogel P. — *Nucl. Phys. A*, 1970, v. 145, p. 33; 1970, v. 149, p. 217.
278. Neergård K., Vogel P., Radomski M. — *Nucl. Phys. A*, 1975, v. 238, p. 199.
279. Toki H., Neergård K., Vogel P., Faessler A. — *Nucl. Phys. A*, 1977, v. 279, p. 1.
- 279a. Маргунов В. М., Павличенков И. М. — *Ядерная физика*, 1976, т. 24, с. 897.
280. Neergård K., Pashkevich V. V. — *Phys. Lett. B*, 1975, v. 59, p. 218.
281. Neergård K., Pashkevich V. V., Frauendorf S. — *Nucl. Phys. A*, 1976, v. 262, p. 61.
282. Bengtsson R. e.a. — *Phys. Lett. B*, 1975, v. 57, p. 301.
283. Andersson G. e.a. — *Nucl. Phys. A*, 1976, v. 268, p. 205.
284. Faessler A., Hilton R. R., Devi K. R. S. *Phys. Lett. B*, 1976, v. 61, p. 133.
285. Faessler A., Ploszajczak M., Devi K. R. S. — *Phys. Rev. Lett.*, 1976, v. 36, p. 1028.
286. Neergård K., Toki H., Ploszajczak M., Faessler A. — *Nucl. Phys. A*, 1977, v. 287, p. 48.
287. Ploszajczak M., Toki H., Faessler A. — *J. Phys. G. Nucl. Phys.*, 1978, v. 4, p. 743.
288. Pomorski K., Nerlo-Pomorska B. — *Z. Phys. A*, 1977, Bd 283, S. 383.
289. Cerkaski M. e.a. — *Phys. Lett. B*, 1977, v. 70, p. 9.
290. Andersson C. G., Krumlinde J. — *Nucl. Phys. A*, 1977, v. 291, p. 21.
291. Døssing Th., Neergård K., Matsuyanagi K., Hsi-Chen Chang. — *Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 39, p. 1395.
292. Janssen D. e.a. — Preprint JINR, E4-11371, Dubna, 1978; To appear in *Phys. Lett. B*.

293. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W. J. — *Ann. of Phys.*, 1974, v. 82, p. 557.
294. Зелевинский В. Г. — *Ядерная физика*, 1975, т. 22, с. 1085.
295. Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. Сверхтяжелые элементы. Вып. 1. Трансурановые элементы. М., Атомиздат, 1967, с. 221. Вып. 2. Методы синтеза тяжелых ядер. М., Атомиздат, 1968, с. 36.
296. Kaufman R., Wolfgang R. — *Phys. Rev.*, 1961, v. 121, p. 192, 206.
297. Fleury A., Alexander J. M. — *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1974, v. 24, p. 279.
298. Preiss I. L., Bakhru H., D'Auria J. M., Li A. C. — *Ark. Fys.*, 1967, Bd 36, S. 241.
299. Diamond R. M. — Preprint Lawrence RL, UCRL-19961, Berkeley, 1970; — In: Intern. Conf. on Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability. V. 1. CERN 70—30, Geneva, 1970, p. 65; *Nukleonika*, 1976, v. 21, p. 29.
300. Alder K. e.a. — *Rev. Mod. Phys.*, 1956, v. 28, p. 432.
301. Alder K., Winther A. — *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 1960, Bd 32, N 8.
302. Lütken H., Winther A. — *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, 1964, Bd 2, N 6.
303. Thomas T. D. — *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1968, v. 18, p. 343.
304. Барашенков В. С., Жереги Ф. Г., Ильинов А. С., Тонеев В. Д. — *ЭЧАЯ*, 1974, т. 5, с. 479.
305. Bes D. R., Broglia R. A. — *Nucl. Phys.*, 1966, v. 80, p. 289;
306. Broglia R. A., Bes D. R. — *Phys. Lett. B*, 1977, v. 69, p. 129.
307. Broglia R. A., Bortignon P. F. — *Phys. Lett. B*, 1976, v. 65, p. 221.
308. Bes D. R., Broglia R. A., Hansen O., Nathan O. — *Phys. Repts. C*, 1977, v. 34, p. 1.
309. Broglia R. A., Winther A. — *Nucl. Phys. A*, 1972, v. 182, p. 112; — *Phys. Repts. C*, 1972, v. 4, p. 153.
310. Newton J. O. e.a. — *Nucl. Phys. A*, 1970, v. 141, p. 631.
311. Grover J. R. — *Phys. Rev.*, 1967, v. 157, p. 832.
312. Newton J. O. e.a. — *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 34, p. 99.
313. Simon R. S. e.a. — *Phys. Rev. Lett.*, 1976, v. 36, p. 359.
314. Simon R. S. e.a. — *Nucl. Phys. A*, 1977, v. 290, p. 253.
315. Newton J. O., Sie S. H., Dracoulis G. D. — *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 40, p. 625.
316. Wollersheim H. J. e.a. — *Jahresbericht*, 1977, GSI-J-1-78, Darmstadt, 1978, p. 62.
317. Волков В. В. — *ЭЧАЯ*, 1971, т. 2, с. 285; 1975, т. 6, с. 1040; В кн.: *Избранные вопросы структуры ядра. Т. 2, ОИЯИ Д-9920, Дубна*, 1976, с. 45; — *Phys. Repts. C*, 1978, v. 44, p. 93.
318. Aleonard M. M. e.a. — *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 40, p. 622.
319. Natowitz J. V. e.a. — *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 40, p. 751.
320. Christensen P. R. e.a. — *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v. 40, p. 1245.
321. Наджаков Е. Докторская диссертация. София, 1978.
322. Newton J. O. *Nuclear Spectroscopy and Reactions. Part C. N.Y., Academic Press*, 1974, p. 185.
323. Sayer R. O., Smith J. S. III, Milner W. T. — *AD NDT*, 1975, v. 15, p. 85.
324. Kleinheinz P. e.a. — *Nucl. Phys. A*, 1977, v. 283, p. 189.
325. Fossan D. B., Warburton E. K. — *Nuclear Spectroscopy and Reactions. Part C. N.Y., Academic Press*, 1974, p. 307.
326. Backe H. e.a. — *Z. Phys. A.*, 1978, Bd 285, S. 159.
327. Devons S., Manning G., Bunbury D. St. P. — *Proc. Phys. Soc. A*, 1955, v. 68, p. 18.
328. Alexander T. K., Allen K. W. — *Can. J. Phys.*, 1965, v. 43, p. 1563.
329. Diamond R. M., Stephens F. S., Kelly W. H., Ward D. — *Phys. Rev. Lett.*, 1969, v. 22, p. 546.

329. Quebert J. L. e.a. — Nucl. Phys. A, 1970, v. 150, p. 68.
330. Warburton E. K., Olness J. W., Poletti A. R. — Phys. Rev., 1967, v. 160, p. 938.
331. Stokstad R. G. e.a. — Nucl. Phys. A, 1970, v. 156, p. 145.
332. Ward D. Reactions between complex nuclei Nashville. V. 2, Amsterdam North-Holland, 1974, p. 417.
333. Hager R. S., Seltzer E. C. — NDTA, 1968, v. 4, p. 1, 397; 1969, v. 6, p. 1.
334. Dragoun O., Plajner Z., Schmutzler F. — NDTA, 1971, v. 9, p. 119.
335. Jones K. W., Schwarzschild A. Z., Warburton E. K., Fossan D. B. — Phys. Rev., 1969, v. 178, p. 1773.
336. Nordhagen R. e.a. — Nucl. Phys. A, 1970, v. 142, p. 577.
337. Бочев Б. и др. — Ядерная физика, 1972, т. 16, с. 633.
338. Bochev B. e.a. — Nucl. Phys. A, 1976, v. 267, p. 344.
339. Northcliffe L. C., Schilling R. F. — NDTA, 1970, v. 7, p. 233.
340. Bochev B. e.a. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 282, p. 159.
341. Kearns F. e.a. — Nucl. Phys. A., 1977, v. 278, p. 109.
342. Lindhard J., Scharff M., Schiott H. E. — Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1963, Bd 36, N 14.
343. Robertson B. C. — Phys. Lett. B, 1977, v. 68, p. 424.
344. Williams M. M. R. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 277, p. 317.
345. Sie S. H., Gebbie D. W. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 289, p. 217.
346. Sie S. H. e.a. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 291, p. 443.
347. Ziegler J. F., Chu W. K. — AD NDT, 1974, v. 13, p. 463.
348. Winsberg L. — AD NDT, 1977, v. 20, p. 389.
349. Bokemeyer H. e.a. — In: Intern. Symp. on High-spin States and Nuclear Structure. ZfK-366, Dresden, 1977, p. 78; Emling H. e.a. — Jahresbericht 1977. GSI-J-1-78, Darmstadt, 1978, p. 66.
350. Ward D. e.a. — Nucl. Phys. A, 1976, v. 266, p. 194.
351. Guidri M. W. e.a. — Nucl. Phys. A, 1976, v. 266, p. 228.
352. Habs D., Metag V., Specht H. J., Ulfert G. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 387.
353. Kumar K. — Physica Scripta, 1975, v. 11, p. 179.
354. Grin Yu. T. — Phys. Lett. B, 1975, v. 59, p. 419.
355. Kalish R. — Physica Scripta, 1975, v. 11, p. 190.
356. Recknagel E. Nuclear Spectroscopy and Reactions. Part C. N.Y., Academic Press, 1974, p. 93.
357. Abragam A., Pound R. V. — Phys. Rev., 1953, v. 92, p. 943.
358. Bosch F., Spehl H. — Z. Phys., 1974, Bd 268, S. 145.
359. Roulet C. a. e. — Nucl. Phys. A., 1977, v. 285, p. 156.
360. Kalish R., Herskind B., Hagemann G. B. — Phys. Rev. C, 1973, v. 8, p. 757.
361. Skaali B. e.a. — Nucl. Phys. A, 1975, v. 238, p. 159.
362. Goldberg M. B. — Physica Scripta, 1975, v. 11, p. 184.
363. Speidel K.—H. e.a. — Jahresbericht, 1977, GSI-J-1-78, Darmstadt, 1978, p. 67.
364. Ward D. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 493; — Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, т. 37, с. 1791.
365. Ward D. e.a. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, т. 39, с. 37.
366. Бочев Б. и др. — Препринт ОИЯИ, P7-8531, Дубна, 1975.
367. Bochev B. e.a. — In: Intern. Conf. on Nuclear Structure Contr. Papers. Tokio, 1977, p. 399; — Preprint JINR, E7-10675, Dubna, 1977.
368. Husar D. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 1291; Husar D. e.a. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 292, p. 267.
369. Bochev B. e.a. — Physica Scripta, 1972, v. 6, p. 243.
370. Бочев Б., Александров Л., Кударова Т. Препринт ОИЯИ, P5-7881, Дубна, 1974; Препринт ОИЯИ, P5-8321, Дубна, 1974.



371. Alder K., Winther A. Electromagnetic Excitation. Amsterdam, North-Holland, 1975.
372. Wollersheim H. J., Elze T. W. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 278, p. 87.
373. Fischer K. e.a. — Phys. Rev. C, 1977, v. 15, p. 921.
374. Ronningen R. M. e.a. — Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 2208.
375. Ronningen R. M. e.a. — Phys. Rev. C, 1977, v. 15, p. 1671.
376. McGowan F. K. e.a. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 289, p. 253.
377. McGowan F. K. e.a. — Nucl. Phys. A, 1978, v. 297, p. 51.
378. Gelletly W. e.a. — J. Phys. G. Nucl. Phys., 1978, v. 4, p. 575.
379. Lee I. Y. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 420.
380. Lee I. Y. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 684.
381. Bokemeyer H. e.a. — In: Intern. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure. ZfK-336, Dresden, 1977, p. 79; Fuchs P. e.a. — Jahresbericht, 1977, GSI-J-1-78, Darmstadt, 1978, p. 65.
382. Fuchs P. e.a. — Jahresbericht, 1977, GSI-J-1-78, Darmstadt, 1978, p. 195.
383. Thomas T. D. — Phys. Rev., 1959, v. 116, p. 703.
384. Бабиков В. В. — ЖЭТФ, 1960, т. 38, с. 274; Препринт ОИЯИ, Р-1351, Дубна, 1963.
385. Lefort M., Le Beyec Y., Péter J. — In: Reactions between complex nuclei Nashville. V. 2. Amsterdam, North-Holland, 1974, p. 81.
386. Калинин Б. Н., Пермяков В. П. — Препринт ОИЯИ, Р4-7312, Дубна, 1973.
387. Oeschler H. e.a. — Nucl. Phys. A, 1976, v. 266, p. 262.
388. Wilczynski J. — Nucl. Phys. A, 1973, v. 216, p. 386.
389. Bass R. — Nucl. Phys. A, 1974, v. 231, p. 45.
390. Zebelman A. M. e.a. — Phys. Rev. C, 1974, v. 10, p. 200.
391. Бочев Б., Карамян С. А., Кударова Т., Оганесян Ю. Ц. — Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 520.
392. Klardor H. V. e.a. — Nucl. Phys. A, 1975, v. 244, p. 157; Klardor H. V., Reiss H., Rosner G. — Nucl. Phys. A, 1976, v. 262, p. 157.
393. Blann M. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1975, v. 25, p. 123.
394. Britt H. C. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1458.
395. Delagrangé H., Fleury A., Alexander J. M. — Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 1706.
396. Sarantities D. G. e.a. — Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 601.
397. Карамян С. А., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф. — ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 456.
398. Бугров В. Н. и др. Препринт ОИЯИ Р7-9690, Дубна, 1976.
399. Ward D., Stephens F. S., Newton J. O. — Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1247.
400. Andersen O. e.a. — Nucl. Phys. A, 1978, v. 295, p. 163.
401. Hardy J. C. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 133.
402. Broda R. e.a. — Nucl. Phys. A, 1975, v. 248, p. 356.
403. Djaloeis A. e.a. — Nucl. Phys. A, 1975, v. 250, p. 149.
404. Oganessian Yu. Ts., Penionzhkevich Yu. E., Shamsutdinov A. O. — Acta Physica Polonica B, 1975, v. 6, p. 323.
405. Sikkeland T. — Phys. Rev. B, 1964, v. 135, p. 669.
406. Sikkeland T. e.a. — Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 329.
407. Jackson J. D. — Can J. Phys., 1956, v. 34, p. 767.
408. Seeger P. A. — Nucl. Phys., 1961, v. 25, p. 1.
409. Myers W. D., Swiatecki W. J. — Preprint Lawrence R.L., UCRL-41980, Berkeley, 1965.
410. Нойберт В., Александер К. — Препринт ОИЯИ, Р7-3657, Дубна, 1968.
411. Alexander J. M., Simonoff G. N. — Phys. Rev. B, 1964, v. 133, p. 93; Simonoff G. N., Alexander J. M. — Phys. Rev. B, 1964, v. 133, p. 104.
412. Neubert W. — NDT, 1973, v. 11, p. 531; — Ядерная физика, 1977, т. 25, с. 63.
413. Plasil F. — Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 823.

414. Beckerman M., Blann M. — Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 1615.  
 415. Jägare S. — Nucl. Phys. A, 1967, v. 95, p. 481, 491.  
 416. Grover J. R., Gilat J. — Phys. Rev., 1967, v. 157, p. 802, 814, 823.  
 417. Hagemann G. B. e.a. — Nucl. Phys. A, 1975, v. 245, p. 166.  
 418. Halbert M. L. e.a. — Nucl. Phys. A, 1976, v. 259, p. 496.  
 419. Liotta R. J., Sorensen R. A. — Nucl. Phys. A, 1978, v. 297, p. 136.  
 420. Zehnder A. e.a. — Nucl. Phys. A, 1975, v. 254, p. 315.  
 421. Götz U. e.a. — Nucl. Phys. A, 1972, v. 192, p. 1.  
 422. Ragnarsson I. e.a. — Nucl. Phys. A, 1974, v. 233, p. 329.  
 423. Ekström C., Rubinsztein H., Möller P. — Physica Scripta, 1976, v. 14, p. 199.  
 424. Schwalm D., Warburton E. K., Olness J. W. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 293, p. 425.  
 425. Walker P. M. e.a. — J. Phys. G. Nucl. Phys., 1976, v. 2, p. L 197.  
 426. Dracoulis G. D., Walker P. M., Johnston A. — J. Phys. G. Nucl. Phys., 1978, v. 4, p. 713.  
 427. Bernthal F. M. e.a. — Phys. Lett. B, 1976, v. 64, p. 147; Jeltema B. D. e.a. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 280, p. 21.  
 428. Auguer P. e.a. — Z. Phys. A, 1978, Bd 285, S. 59.  
 429. Davidson W. F. e.a. — J. Phys. G. Nucl. Phys., 1976, v. 2, p. 199.  
 430. Gono Y. e.a. — In: Intern. Conf. on Nuclear Structure. Contr. papers. Tokyo, 1977, p. 886.  
 431. Walker P. M. e.a. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 293, p. 481.  
 432. Peker L. K., de Boer F. W. N., Konijn J. Z. Phys. A, 1978, v. 285, p. 67.  
 433. De Boer F. W. N. e.a. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 290, p. 173.  
 434. El Masri Y., Vervier J., Faessler A. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 279, p. 223.  
 435. Yates S. W. e.a. — Nucl. Phys. A, 1974, v. 222, p. 301.  
 436. Cunnane J. C. e.a. — Phys. Rev. C, 1976, v. 13, p. 2197.  
 437. Hjorth S. A. e.a. — Nucl. Phys. A, 1976, v. 262, p. 328.  
 438. Proetel D., Diamond R. M., Stephens F. S. — Nucl. Phys. A, 1974, v. 231, p. 301.  
 439. Lieder R. M. e.a. — Nucl. Phys. A, 1975, v. 248, p. 317.  
 440. Flaum C. e.a. — Nucl. Phys. A, 1976, v. 264, p. 291.  
 441. Grosse E. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 565.  
 442. Haenni D. R., Sugihara T. T. — Phys. Rev. C, 1977, v. 16, p. 120; 1977, v. 16, p. 1129.  
 443. Grosse E., Stephens F. S., Diamond R. M. — Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 840.  
 444. Richter L. e.a. — Phys. Lett. B, 1977, v. 71, p. 74.  
 445. Beuscher H. e.a. — Nucl. Phys. A, 1975, v. 249, p. 379.  
 446. Grosse E., Stephens F. S., Diamond R. M. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 74.  
 447. Neskakis A. e.a. — Nucl. Phys. A, 1976, v. 261, p. 189.  
 448. Kahler A. C. e.a. — Phys. Lett. B, 1977, v. 72, p. 443.  
 449. Ward D. e.a. — Phys. Lett. B, 1975, v. 56, p. 139.  
 450. Gizon J. e.a. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 290, p. 272.  
 451. André S. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 327.  
 452. Bernthal F. e.a. — Phys. Lett. B, 1978, v. 74, p. 211.  
 453. Riedinger L. L. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1346.  
 454. Foin C., Barnéoud D. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1049.  
 455. Foin C., André S., Barnéoud D. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1697.  
 456. Faessler A., Ploscajczak M., Devi K. R. S. — Nucl. Phys. A, 1978, v. 304, p. 382.  
 457. Meyer-ter-Vehn J. — Nucl. Phys. A, 1975, v. 249, p. 111, 141.  
 458. Alaga G., Paar V. — Phys. Lett. B, 1976, v. 61, p. 129.  
 459. Paar V., Vieu Ch., Dionisio J. S. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 284, p. 199.

460. Kemnitz P. e.a. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 293, p. 314.
461. Diamond R. M. e.a. — Phys. Rev. C, 1971, v. 3, p. 344.
462. Rud N. e.a. — Nucl. Phys. A, 1972, v. 191, p. 545.
463. Ward D. e.a. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, т. 39, с. 44.
464. Yates S. W. e.a. — Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 634.
465. Hubert Ph., Johnson N. R., Eichler E. — Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 622.
466. Sayer R. O. e.a. — Phys. Rev. C, 1978, v. 17, p. 1026.
467. Johnson N. R. e.a. — Phys. Rev. C, 1977, v. 15, p. 1325.
468. Stelzer K. e.a. — Phys. Lett. B, 1977, v. 70, p. 297.
469. Kearns F. e.a. — J. Phys. A: Math. Nucl. Gen., 1974, v. 7, p. L11.
470. Johnson N. R. e.a. — Phys. Rev. C, 1975, v. 12, p. 1927.
471. Guidri M. W. e.a. — Phys. Rev. C, 1976, v. 13, p. 1164.
472. Newton J. O., Stephens F. S., Diamond R. M. — Nucl. Phys. A, 1973, v. 210, p. 19.
473. Ferguson S. M., Ejiri H., Halpern I. — Nucl. Phys. A, 1972, v. 188, p. 1.
474. Dracoulis G. D. e.a. — Nucl. Phys. A, 1977, v. 279, p. 251.
475. Greenwood L. R. — NDS, 1974, v. 13, p. 549; 1975, v. 15, p. 559.
476. Horen D. J., Harmatz B. — NDS, 1976, v. 19, p. 383.
477. Khoo T. L., Waddington J. C., Johns M. W. — Can. J. Phys., 1973, v. 51, p. 2307.
478. Khoo T. L. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1256.
479. Faber S. R. e.a. — Bull. Amer. Phys. Soc., 1976, v. 21, p. 975.
480. Kleinheinz P. e.a. — Z. Phys. A, 1978, Bd 286, S. 27.
481. Ogawa M. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 289.
482. Banaschik M. V. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 892.
483. Fenzl M., Schult O. W. B. — Z. Phys. A, 1975, v. 272, p. 207.
484. Newton J. O. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 810.
485. Tjøm P. O. e.a. — Phys. Lett. B, 1978, v. 72, p. 439.
486. Sarantities D. G. e.a. — Phys. Rev. C, 1976, v. 14, p. 2138.
487. Westerberg L. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 96.
488. Hübel H. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 791.
489. Deleplanque M. A. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 629.
490. Folkmann F. e.a. — Jahresbericht, 1977, GSI-J-1-78, Darmstadt, 1978, p. 68.
491. Pedersen J. e.a. — Jahresbericht, 1977. GSI-J-1-78, Darmstadt, 1978, p. 70.
492. Piiparinen M. e.a. — Physica Scripta, 1978, v. 17, p. 103.
493. Broda R. e.a. — Z. Phys. A, 1978, Bd. 285, S. 423.
494. Horn D. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 389.
495. Kohlmeier B. e.a. — Jahresbericht, 1977, GSI-J-1-78, Darmstadt, 1978, p. 71.
496. Reissdorf W. e.a. — Jahresbericht, 1977. GSI-J-1-78, Darmstadt, 1978, p. 72.
497. Lieder R. M. e.a. — Ann. Report 1977. IKP KFA Jül-Spez-15, Jülich, 1978, p. 50.