

УДК 539.144.3+539.143.44

СВОЙСТВА ЯДЕР НОВОЙ ОБЛАСТИ ДЕФОРМАЦИИ $Z \geq 54, N \leq 76$

Г. Ф. Бринкман,

Л. Мюнхов

Центральный Институт Ядерных
Исследований
Россендорф, ГДР

Дается обзор по нейтронодефицитным β -нестабильным ядрам с числом нейтронов $50 < N < 82$. Свойства этих ядер исследовались в основном с помощью реакций (HI, xn) , для четно-четных ядер (*i*) спектроскопией полос основных состояний (*ii*)-измерением времен жизни первых 2^+ -состояний и (*iii*) интерпретацией изомерных состояний (для четно-четных и нечетных ядер). Рассчитаны их равновесные деформации и одночастичные состояния.

In this review neutron deficient nuclei outside of the stability line and between neutron shells 50 and 82 are considered. Properties of these nuclei have been investigated, mainly in (HI, xn) reactions, for even-even nuclei (*i*) by spectroscopy of the ground state bands, (*ii*) by lifetime measurements of their first 2^+ states and (*iii*) by interpretation of isomeric states (for even-even and odd nuclei). Equilibrium deformations and single particle states have been calculated.

1. ВВЕДЕНИЕ

Свойства деформированных ядер в массовых областях $A \sim 8$, $19 \leq A \leq 28$, $150 \leq A < 190$ и $A \geq 222$ в значительной степени исследованы. Как показывает рис. 1, для удаленных от линии β -стабильности ядер между замкнутыми нейтронными и протонными оболочками также ожидается отличная от нуля деформация. Уже в 1961 г. Шелайн, Сиккелэнд и Ханда [1] указали на это обстоятельство и опубликовали первые результаты по изотопам ^{126}Ba , ^{128}Ba и ^{130}Ba . Эти ядра имеют 56 протонов и до 74 нейтронов и находятся в области, заштрихованной в клетку на рис. 1. Авторы работы [1] показали, что $E2$ -переходы в указанных изотопах бария имеют такие же свойства, как и в деформированных ядрах области масс $50 < A < 190$.

Со времени первых исследований во многих работах получены новые указания на деформацию ядер, область масс которых харак-

теризуется соотношением $Z \geq 54$, $N \leq 76$. Указывается также на ряд трудностей исследования такой массовой области, которые объясняют, почему спустя 10 лет после первых работ свойства этих ядер еще относительно слабо изучены.

Создание нейтронодефицитных ядер в соответствующих реакциях наталкивается на известные трудности. В то время как

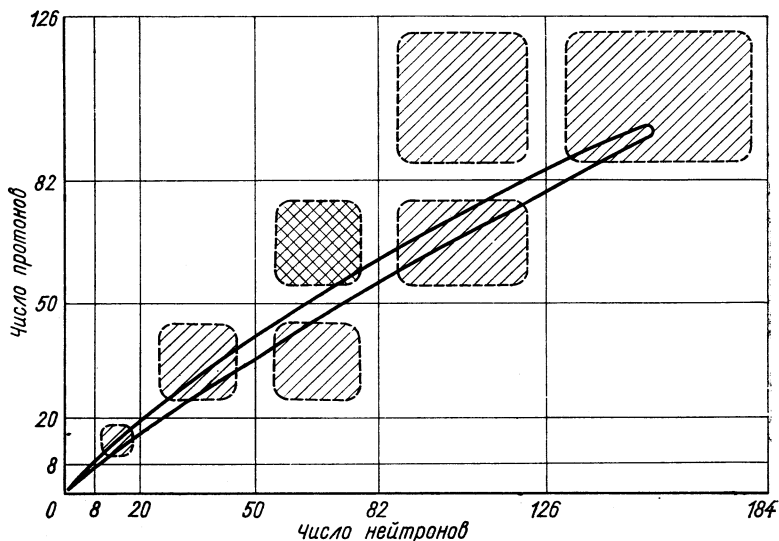


Рис. 1. Диаграмма линии стабильности и областей масс между замкнутыми протонными и нейтронными оболочками, в которых установлена или ожидается деформация ядер. Рассматриваемая в настоящей работе область масс отмечена особо.

край области еще достигается с помощью α -частиц, нуклиды внутри новой области деформации создаются только в реакциях с высокоэнергетическими протонами и тяжелыми ионами. Чаще предпочитают последний тип реакций, поскольку он дает принципиально больше возможностей. При разрядке составного ядра существует конкуренция между испарением нейтронов и заряженных частиц. Поэтому с тяжелыми ионами также нельзя дойти до центра новой области деформации. Другая трудность возникает из-за большого числа каналов реакций, в результате чего часто осложняется идентификация созданных активностей. Применение обычных спектроскопических методов в случае нейтронодефицитных ядер также наталкивается на трудности — основные состояния здесь короткоживущие, а высокие энергии распада приводят к сложным спектрам. Экспериментальные результаты были получены спектроскопией на пучке. И в этих работах обна-

ружены полосы основных состояний нейтронодефицитных четно-четных ядер Te , Xe , Ba и Ce до спина 10^+ . Измерения времен жизни нижних 2^+ -состояний и исследования ядерной изомерии также дают важные указания на деформационные свойства ядер этой массовой области.

Расчеты равновесных деформаций и одночастичных состояний в данной массовой области дали богатый материал для интерпретации ядерной структуры и указали на некоторые особенности: ожидается конкуренция между положительной (вытянутое ядро) и отрицательной (сплюснутое ядро) деформацией. Разница энергий деформации обеих форм незначительна, так что эти ядра можно считать мягкими относительно γ -колебаний. Следовательно, существенное значение здесь имеют динамические эффекты. В настоящей работе дается обзор основных результатов и современных представлений о свойствах ядер этой массовой области.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ В МАССОВОЙ ОБЛАСТИ $Z \geq 54$, $N \leq 76$

Методы и возможности исследований. Как уже было отмечено, ядра массовой области $Z \geq 54$, $N \leq 76$ получают только в реакциях с тяжелыми ионами или высокоэнергетическими протонами. Для исследований в этой области предпочитают первый тип реакций, поскольку тяжелые ионы, имеющиеся в настоящее время в распоряжении, обеспечивают большие возможности создания нейтронодефицитных ядер. Кроме того, в таких реакциях передается большой момент количества движения, что является предпосылкой возбуждения коллективных уровней с высоким спином. Однако созданные активности трудно идентифицировать из-за большого числа возможных каналов реакций. Часто необходимо разделять ядра-продукты реакции в масс-сепараторах или химическими методами.

Большой прогресс был достигнут, когда с помощью магнитных спектрометров и германий-литиевых детекторов удалось показать, что и при спектроскопии непосредственно на пучке тяжелых ионов наблюдаются хорошо разрешенные электронные спектры [2, 3] и γ -спектры [4]. Это относится в основном к реакциям с тяжелыми ионами с испарением нейтронов (HI, xn), когда энергия падающих частиц выбирается соответствующей появлению первой реакции выше кулоновского порога с оптимальным сечением [5, 6]. Благодаря передаче большого момента количества движения и незначительному уменьшению спина испарившимися нейтронами распад ядра-продукта происходит из состояний с высоким спином. При этом сначала осуществляется быстрая разрядка по *yrast* уровням, а после достижения высоковозбужденного уровня основной полосы продолжается распад по этим кол-

лективными состояниям [7, 8]. Таким образом, появляются полюсы основных состояний четно-четных ядер с интенсивностями, составляющими основную долю сечения реакции.

Важное место при изучении новой области деформации занимают работы по короткоживущим изомерным состояниям, поскольку на основе этих исследований были получены некоторые очень точные данные относительно структуры ядер [9, 10]. В таких экспериментах работают методом импульсной активизации [11], при котором пучок частиц периодически прерывается (миллисекундная область), ионный пучок по выходе из ускорителя электростатически отклоняется (микросекундная область) или же измеряются активности в перерывах между импульсами частиц, временное расстояние которых дается высокой частотой циклотрона [11] (наносекундная область).

Было показано, что этот метод позволяет также произвести спектроскопические исследования непосредственно на пучке тяжелых ионов [12], поскольку селекция по времени изомерного распада позволяет отделить его от всех других созданных в реакции активностей. Такое преимущество можно использовать в случае высоковозбужденных многочастичных изомерных состояний, поскольку уровни основной полосы, заселенные при распаде, появляются со временем полураспада изомера и тем самым хорошо выделяются из фона.

Приведенные вероятности $E2$ -переходов, или квадрупольные моменты, дают дополнительные критерии степени деформации ядра. Основной метод определения $B(E2)$ — кулоновское возбуждение — неприменим. Необходимо непосредственно определять время жизни первого 2^+ -состояния. Для интервала времени от 10^{-10} до 10^{-12} сек, характерного для таких уровней, самым подходящим способом является измерение доплеровского сдвига γ -линий [4]. В этом методе, чтобы получить большую отдачу ядер-продуктов, необходимо в качестве падающих частиц использовать тяжелые ионы. В некоторых случаях интересующая область достигается также методом задержанных совпадений [13].

Однако возможности исследований в новой области деформации в направлении нейтронодефицитных ядер ограничены. Факторы, которые обуславливают это ограничение при реакциях с тяжелыми ионами, были рассмотрены Дيامондом [14]. Область масс между нейтронными оболочками с $N = 50$ и 82 представлена на рис. 2, где нанесены стабильные ядра (темные квадраты) вместе с известными в настоящее время радиоактивными ядрами [15].

При разрядке составных ядер, которые получают в реакциях с тяжелыми ионами, имеется конкуренция между испарением нейтронов и заряженных частиц (протонов и α -частиц). С уменьшением числа нейтронов эффективная энергия связи протонов B_p падает, а эффективная энергия связи B_n нейтронов

увеличивается, поэтому, начиная с определенной предельной линии, испарение протонов превзойдет испарение нейтронов. Эта линия дается соотношением

$$\frac{\Gamma_p}{\Gamma_n} = \exp \{ -B_p^*/T + B_n^*/T \} = 1,$$

которое выполняется, когда $B_p^* = B_n^*$; она представлена на рис. 2 в виде прерывистой линии и по всей области примерно соответствует границе самых легких изотопов, известных в настоящее время. Если на этой граничной линии основной процесс — испарение протонов, то соответственно образуются изотопы. Пунктирная линия на рис. 2 показывает, какие составные ядра можно достичь имеющимися в настоящее время ионами. Дальнейшее продвижение в направлении нейтронодефицитных ядер затруднено из-за экспоненциального спада сечения испарения, как видно из приведенного соотношения. Ориентировочно можно сказать, что отношение сечений испарения нейтронов и образования составного ядра σ_n/σ_c уменьшается на два порядка на каждый испарившийся нейтрон. С помощью экспериментальных методов, существующих в настоящее время, удастся провести исследование примерно до линии, которая на рис. 2 характеризуется соотношением $\sigma_n/\sigma_c = 10^{-6}$. Как видно, эта линия еще заметно ниже центра (+) новой области деформации.

Полосы основных состояний четно-четных ядер в области масс $Z \geq 54$, $N \leq 76$. До сих пор исследовались четно-четные изотопы ядер ${}_{52}\text{Te}$, ${}_{54}\text{Xe}$, ${}_{56}\text{Ba}$, ${}_{58}\text{Ce}$ с целью получения информации о ядерных свойствах в области $Z \geq 54$, $N \leq 76$ на основании систематики уровней. Для возбуждения ядер Te и Xe применялись главным образом реакции (${}^3\text{He}$, xn) [16] и (α , xn) [17—20]; более легкие четно-четные изотопы ядра Xe , а также четно-четные изотопы Ba и Ce исследовались в реакциях (H^1 , xn) [21—23]. Только для получения ${}^{130}\text{Ba}$ использовалась также реакция (p , xn) [24].

В то время как при аналогичных экспериментах в классической области деформации $150 < A < 190$ возбуждаются состояния со спинами вплоть до 20 и с энергиями между 3 и 4 $Mэв$ [2], в данной области, как показывают рис. 3 и 4 на примере четно-четных изотопов Xe и Ce , удастся наблюдать состояния с максимальным спином 10. Эти уровни находятся при энергии возбуждения около 3 $Mэв$.

Ранее уже указывалось, что в реакциях с тяжелыми ионами при продвижении к более легким составным ядрам увеличивается вероятность испарения заряженных частиц. В связи с открытием новых каналов реакций ухудшаются спектроскопические условия; таким образом, уже за пределами линии изотопов $N = 66$ в середине между замкнутыми нейтронными оболочками трудно провести γ -спектроскопические измерения.

Как показывает рис. 3, в случае четно-четных изотопов Хе, которые еще близки к границе новой области деформации, удалось

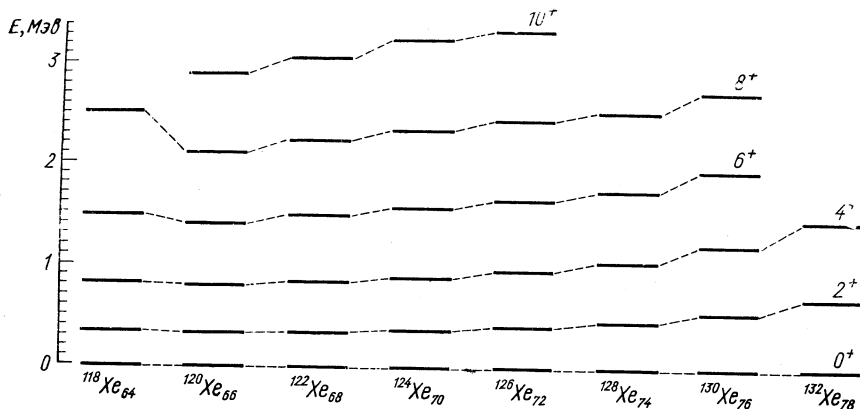


Рис. 3. Полосы основных состояний нейтронодефицитных четно-четных изотопов Хе [16—20].

с помощью реакции $^{110}_{48}\text{Cd}_{62} (^{12}\text{C}, 4n)$ достичь ядра $^{118}_{54}\text{Xe}_{64}$ [22]. Видно, что расстояния между уровнями основных полос умень-

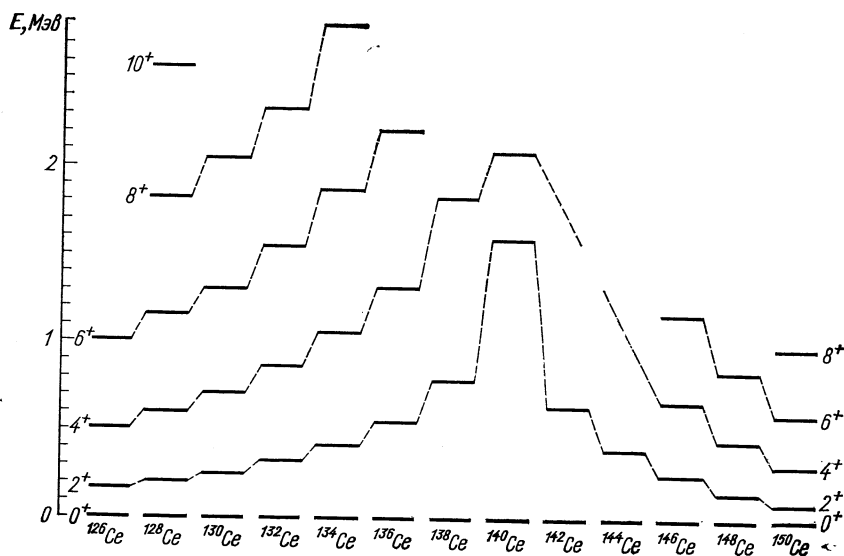


Рис. 4. Полосы основных состояний четно-четных изотопов Се [25].

шаются по мере убывания числа нейтронов, достигая при $N = 66$ минимума. В основных полосах нейтронодефицитных изото-

пов Се (см. рис. 4) [25] эта тенденция выражена еще более явно. Можно проследить свойства основных полос этих ядер, включая находящиеся в классической области деформации $^{140}_{58}\text{Ce}_{82}$ с замкнутой нейтронной оболочкой и остальные изотопы до нейтроноизбыточного $^{150}_{58}\text{Ce}_{92}$. Интересно отметить, что плотность уровней в ядре ^{150}Ce существенно больше, чем в ядре ^{130}Ce .

В работе [26] указано критическое значение энергии первых 2^+ -состояний

$$(E_{2^+})_{\text{крит}} = 3\hbar^2/0,23\Theta_{\text{rig}}$$

(Θ_{rig} — твердотельный момент инерции), представляющее верхний предел, когда ядро еще можно считать деформированным. Из рассматриваемых здесь ядер только для ^{124}Ba , ^{126}Ba , ^{126}Ce и ^{128}Ce выполняется этот критерий. Энергия 2^+ -состояния ^{126}Ce самая низкая среди всех таких состояний в данной области масс, хотя она еще значительно больше энергии первого ротационного уровня ядер области $150 < A < 190$.

Другой простой критерий деформации следует из соотношения для энергии ротационных спектров

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\Theta} I(I+1),$$

которое приводит к отношениям энергий $E(4^+)/E(2^+) = 3,3$ и $E(6^+)/E(2^+) = 7$, в то время как для сферических ядер эти отношения имеют значения 2 и 3.

Значения $E(I^\pi)/E(2^+)$ для уровней 4^+ и 6^+ изученных к настоящему времени четно-четных изотопов Те, Хе, Ва и Се даны на рис. 5. Видно, что для изотопов Те еще наблюдаются спектры типа сферического вибратора, тогда как в спектрах изотопов Хе, Ва и Се заметно отклонение в сторону ротационного характера.

Такие спектры принято называть квазиротационными. Приведенных критериев и основанной на них систематики уровней недостаточно для количественного определения деформации и свойств возбужденных состояний рассматриваемых ядер. Важную информацию в этом отношении может дать непосредственное измерение квадрупольных моментов и изучение изомерных состояний. Эти вопросы рассматриваются ниже.

Исследования изомерных состояний в новой области деформации. Для деформированных ядер характерны задержки γ -переходов из-за K -запрета. Поскольку K -запрещенные изомеры часто появляются как высоковозбужденные многочастичные состояния, при распаде которых заселяется полоса основного состояния, уровни этой полосы также появляются со временем жизни изомера и тем самым хорошо выделяются из фона.

Интересным изомерным двухчастичным состоянием на границе рассматриваемой области масс является обнаруженное в ^{132}Xe

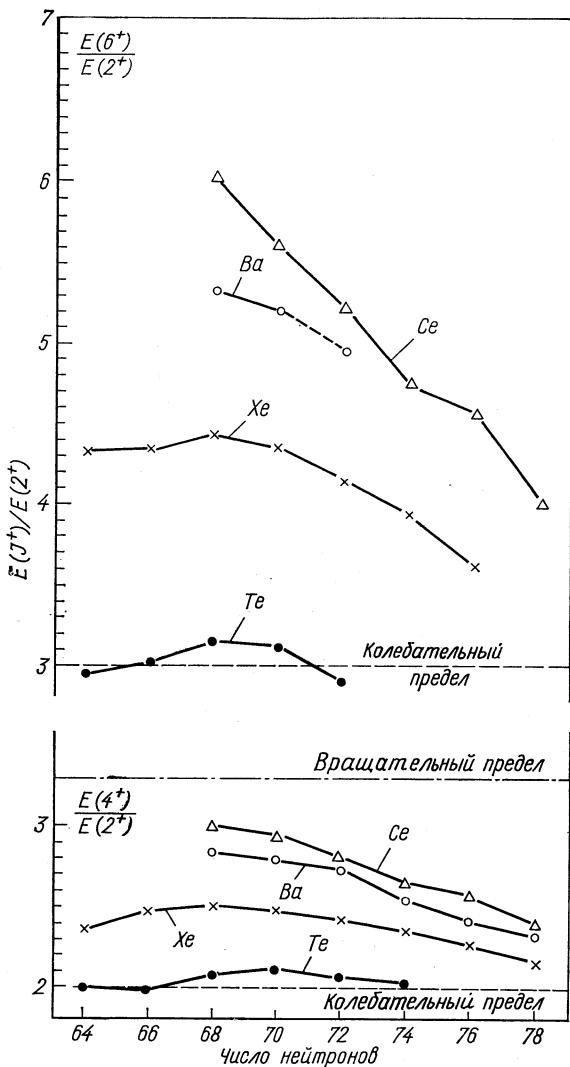


Рис. 5. Зависимость отношения энергии состояния со спином I и четностью π к энергии первого 2^+ -состояния $E(I^\pi)/E(2^+)$ в четно-четных изотопах Xe, Te, Ba и Se от числа нейтронов.

состояние, вероятная конфигурация которого $[nn(h_{11/2})^2] 10^+$ [27, 28]. Этот изомер распадается стократно запрещенным $E3$ -переходом на двухчастичное состояние $[n(h_{11/2}); n(d_{3/2})] 7^-$, которое известно из соседних ядер с 80 нейтронами [29] (рис. 6).

Тот факт, что этот изомерный переход объясняется на основе j -запрета, а также сравнение с квазиротационными полосами более легких четно-четных изотопов Хе (см. рис. 3) показывает, что ядро ^{132}Xe следует считать сферическим [30].

Совершенно другая интерпретация необходима для изомерного двухчастичного 8-уровня при 2,48 Мэв в ядре ^{130}Ba [9, 12]. Это состояние деформированное, а переход происходит на квазиротационный 6⁺-уровень. Запрет объясняется отличием числа фононов и значением квантового числа K . Подробнее этот переход вместе с теоретическими оценками рассматривается в параграфе 4. Заметим, однако, что в настоящее время знак деформации таких двухчастичных изомеров трудно установить. Например, в области энергии возбуждения 8-изомера в ядре ^{130}Ba , согласно расчетам Д. А. Арсеньева и др. [31], существует два двухквaziчастичных состояния: $nn [404 \downarrow + 514 \uparrow] 8^-$ с положительной и $pp [413 \downarrow + 505 \uparrow] 8^-$ с отрицательной деформацией. Однако для нечетных ядер возможности определения знака деформации на основании идентификации квантовых характеристик изомера более благоприятны. В частности, для ядра ^{129}La известен изомер $11/2^-$ [505], который в данной области масс соответствует только состоянию с отрицательной деформацией [10]. Свойства возбужденных состояний нечетных ядер этой области рассматриваются подробнее ниже (см. параграф 3) в связи с обсуждением результатов теоретических расчетов.

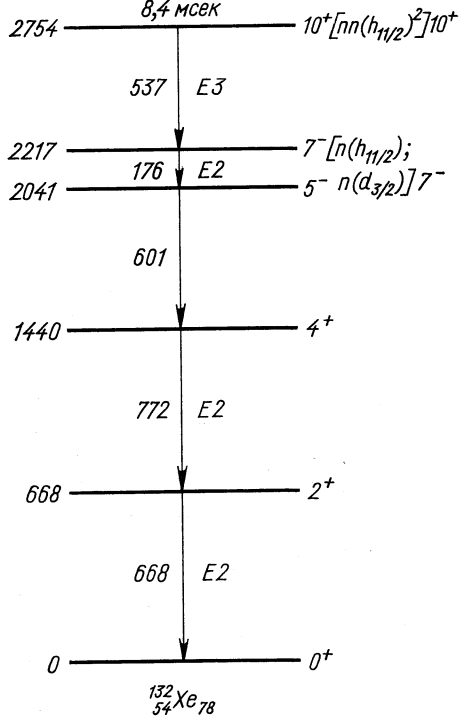


Рис. 6. Схема распада изомерного двухчастичного состояния ядра ^{132}Xe [20].

Для новой области деформации характерно, что возбужденные состояния часто отличаются знаком деформации от основного, и это четко выражено в ядре ^{126}Ba . Можно предполагать, что необходимое изменение формы ядра при γ -переходе приведет к специфическому запрету. Соответствующие состояния получили название изомеров формы. Экспериментальные исследования ядра ^{126}Ba и ряда других, проведенные Конлоном [32] с целью обнаружения изомерии формы, дали, однако, отрицательный результат.

Определение квадрупольных моментов. Число работ, в которых определялись вероятности $E2$ -переходов в ядрах рассматриваемой области масс, до сих пор еще незначительно. С помощью метода доплеровского сдвига были определены времена жизни первых 2^+ -состояний ^{126}Ba [4, 33], ^{128}Ba , ^{120}Xe и ^{122}Xe [33]. Вычисленные из соответствующих вероятностей перехода абсолютные значения параметров деформации $|\epsilon|$ имеют значения в пределах от 0,2 до 0,25 [4, 33, 34] в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями Д. А. Арсеньева и др. [31], где значения ϵ для этих ядер получаются между $-0,22$ и $-0,25$.

Данный метод не позволяет определить знака деформации, а также имеется ли статическая или динамическая деформация. Особенно отчетливо это видно на примере четно-четных изотопов Te с массовыми числами A от 130 до 136, для которых в работе [35] указаны значения $|\epsilon|$ в пределах 0,15 и 0,20. Из анализа спектров можно сделать вывод, что эти ядра почти сферические, о чем уже говорилось выше. По-видимому, в данном случае приведенные значения $|\epsilon|$ являются мерой динамической деформации, т. е. $|\epsilon| \sim |\beta| = \sqrt{\langle 0 | \beta^2 | 0 \rangle}$, где усреднение происходит по основному состоянию.

Исследуемые $E2$ -переходы характеризуются соотношением $F = B(E2)_{\text{exp}}/B(E2)_{\text{sp}}$, заключенным между 51 и 83, что также указывает на то, что эти ядра занимают среднее положение между сферическими и деформированными. Приведенная здесь качественная интерпретация экспериментов может дать лишь грубое представление о свойствах ядер новой области деформации. В следующих разделах излагаются результаты первых расчетов статических и динамических деформационных характеристик таких ядер. Анализ экспериментов на их основе приведет к более точному пониманию свойств основных и простых возбужденных состояний.

3. СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Определение деформации. Количественная информация о существовании новой области деформации $Z \geq 54$, $N \leq 76$ следует из расчетов параметра равновесной деформации. Форма ядер является также основой для определения их динамических

свойств. Особенность задачи состоит в том, что теория в значительной мере должна предсказать основные характеристики этих ядер, поскольку имеющийся экспериментальный материал относительно одночастичных состояний и коллективных возбуждений пока что весьма скромен. Опыт анализа классических областей деформации подсказывает, что необходимо учитывать все факторы, влияющие на равновесную деформацию.

Схема расчета. Вскоре после открытия деформации у ядер в области $Z \geq 54$, $N \leq 76$ [1, 4] были проведены расчеты равновесных деформаций по методу Нильссона [36] без учета спаривания и только для положительных значений параметра деформации [37]. В работе [37] были предсказаны деформации порядка 0,17—0,30 для изотопов Ва и Се. Парное взаимодействие, а также отрицательные значения параметра деформации были учтены в работе [38]. Было впервые показано, что для ядер $^{124-128}\text{Ba}$ энергетически выгодна сплюснутая форма. Подробный анализ равновесных деформаций в области $Z \geq 54$, $N \leq 76$ проводился в работах [31, 39]. В последнее время аналогичные исследования, учитывающие также P_4 -деформации, опубликованы в работе [40]. Остановимся на схеме расчета работы [31].

Энергия основного состояния $\mathcal{E}_0(\beta, \gamma)$ как функция параметра деформации β и неаксиальности γ определялась двумя методами: (i)-методом Беса — Шиманского [41] и (ii)-методом Струтинского [42].

В методе (i) $\mathcal{E}_0(\beta, \gamma)$ аппроксимируется в виде

$$\mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_p + \mathcal{E}_n + \mathcal{E}_c, \quad (1)$$

где \mathcal{E}_p , \mathcal{E}_n — энергии протонной и нейтронной систем с учетом спаривания, т. е.

$$\mathcal{E}_p = \sum_{\nu} E(\nu) 2\nu_{\nu}^2 - C_p^2/G_p; \quad \mathcal{E}_n = \sum_{\nu} E(\nu) 2\nu_{\nu}^2 - C_n^2/G_n, \quad (2)$$

здесь G_p , G_n — константы парного взаимодействия; $2C_p$, $2C_n$ — щели протонной и нейтронной систем; $E(\nu)$ — энергия двукратно вырожденного одночастичного состояния $|\nu\rangle$ в потенциале Ньютона [43], который включает поправку $\langle l^2 \rangle$ [44]:

$$V_{sp}(\beta, \gamma) = 0,5m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) - \kappa \hbar \omega_0 [2ls + \mu l^2 - \mu \langle l^2 \rangle].$$

Член \mathcal{E}_c в формуле (1) учитывает кулоновскую энергию равномерно заряженного эллипсоида с деформацией $\varepsilon \approx 0,95\beta(1 - 0,32\beta)$:

$$\mathcal{E}_c = 0,6 \frac{Ze^2}{R_0} \left\{ \begin{array}{l} \frac{(1-2\varepsilon/3)^{2/3} (1+\varepsilon/3)^{1/3}}{\sqrt{2\varepsilon-\varepsilon^2/3}} \ln \frac{1-2\varepsilon/3}{1+\varepsilon/3 - \sqrt{2\varepsilon-\varepsilon^2/3}}, \quad \varepsilon > 0, \\ \frac{(1-2\varepsilon/3)^{2/3} (1+\varepsilon/3)^{1/3}}{\sqrt{\varepsilon^2/3-2\varepsilon}} \arctg \frac{\sqrt{\varepsilon^2/3-2\varepsilon}}{1+\varepsilon/3}, \quad \varepsilon < 0. \end{array} \right\} \quad (3)$$

В методе (ii) энергия \mathcal{E}_0 задается в виде

$$\mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_{\text{кап}} + \Delta\mathcal{E}_p + \Delta\mathcal{E}_n, \quad (4)$$

где $\mathcal{E}_{\text{кап}}$ — энергия ядра по капельной модели; оболочечные поправки $\Delta\mathcal{E}_p$, $\Delta\mathcal{E}_n$ получаются из одночастичных энергий вычитанием усредненной энергии, т. е., например, для протонов

$$\Delta\mathcal{E}_p = \mathcal{E}_p - \int_{-\infty}^{\lambda} E dE \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\tilde{\gamma}} \sum_v \exp[-(E - E(v))^2 / \tilde{\gamma}^2],$$

здесь $\tilde{\gamma} \sim \hbar\omega_0$; λ — химический потенциал.

По методу (i) в работе [31] помимо \mathcal{E}_0 были сосчитаны также энергии одно- и двухквaziчастичных возбуждений, а также квадратные моменты основных и одно- и двухквaziчастичных состояний.

В расчетах работы [31] использовались параметры новой схемы Нильссона [44] для редкоземельной области, т. е. $\kappa_p = 0,0637$, $\mu_p = 0,6$; $\kappa_n = 0,0637$, $\mu_n = 0,42$, а также для сравнения два слегка измененных набора параметров. Подобные константы выбирались в работе [40]. В качестве констант спаривания использовались значения $G_p A = 28,5 \text{ Мэв}$, $G_n A = 25 \text{ Мэв}$, что соответствует учету по 24 протонных и нейтронных уровням.

Обсуждение результатов. Рассмотрим зависимость энергии основных состояний от параметров β и γ . Типичная ее зависимость от параметра $\varepsilon = 0,95\beta (1 - 0,32\beta)$ представлена на рис. 7.

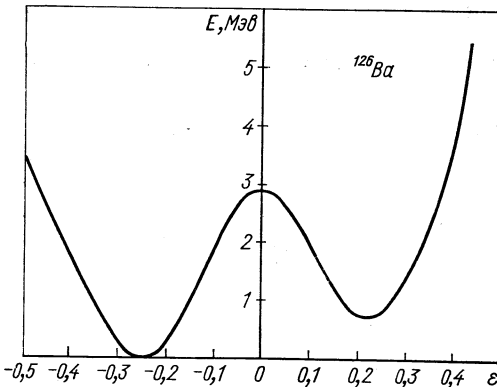


Рис. 7. Зависимость энергии основного состояния ядра ^{126}Ba от параметра ε [31].

Как и в случае ядер редкоземельной области [45], имеются минимумы при отрицательной и положительной деформациях ε_0^- , ε_0^+ и барьер при $\varepsilon = 0$, только когда энергия деформации больше энергии нулевых флуктуаций

$$\mathcal{E}_{\text{def}} = [\mathcal{E}(0) - \mathcal{E}(\varepsilon_0)] > 1,5 - 2 \text{ Мэв},$$

волновая функция имеет четко выраженный максимум при $\epsilon = \epsilon_0$, так что ядро можно считать деформированным. Из рис. 8 видно, что в области $Z > 50$, $N < 82$ имеется значительное число деформированных ядер, причем в середине области \mathcal{E}_{def} достигает значения 8 Мэв , характерного для сильно деформированных ядер редких земель [45].

Учет γ -зависимости энергии \mathcal{E}_0 приводит к тому, что остается только один минимум при $\gamma = 0$ или 60° и нет оснований ожидать

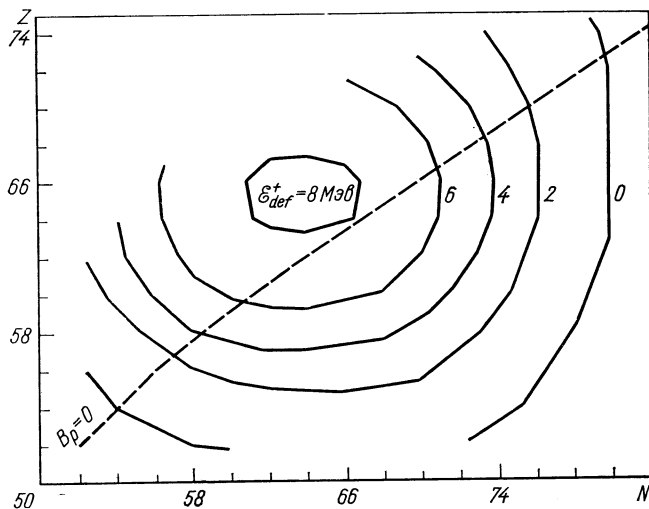


Рис. 8. Зависимость энергии деформации $\mathcal{E}_{def}^+ = \mathcal{E}(0) - \mathcal{E}(\epsilon_0^+)$ от Z и N [31].

существования двух состояний, которые соответствовали бы сплюснутой и вытянутой формам ядра. Барьер при $\epsilon = 0$ обходится в γ -плоскости, как видно из рис. 9 для ядра ^{126}Ba , в котором минимуму соответствует деформация $\beta = +0,26$, $\gamma = 60^\circ$, и энергия \mathcal{E}_0 плавно увеличивается при переходе к точке $\beta = \beta_0^+ = 0,25$; $\gamma = 0^\circ$ через γ -плоскость.

Из расчетов работы [31] следует, что в этой области нет ядер с устойчивой неаксиальностью. В работе [40] подобным же образом не было найдено случаев устойчивой P_4 -деформации.

Рассмотрим вытянутые и сплюснутые ядра. Характерной особенностью новой области деформации $Z \geq 54$, $N \leq 76$ является большое число ядер сплюснутой формы. На эту особенность уже указывали расчеты Кумара и Баранже [38]. Основной вклад в энергию деформации этих ядер вносят нейтроны. В простой модели анизотропного осциллятора для состояний второй половины заполнения сплюснутая форма энергетически выделена,

а для наполовину заполненной оболочки $\mathcal{E}(\varepsilon_0^+) = \mathcal{E}(\varepsilon_0^-)$. В реалистической схеме уже при меньшем заполнении ($N = 62 - 72$) сплюснутые и вытянутые формы имеют одинаковую энергию [31]. Эта разница энергий деформации $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}} = \mathcal{E}(\varepsilon_0^-) - \mathcal{E}(\varepsilon_0^+)$ существенно зависит от положения нейтронной $h^{11/2}$ подоболочки относительно подоболочек $d^{5/2}$ и $g^{7/2}$. Сближение этих оболочек увеличением параметра μ_n в третьей одночастичной схеме работы [31]

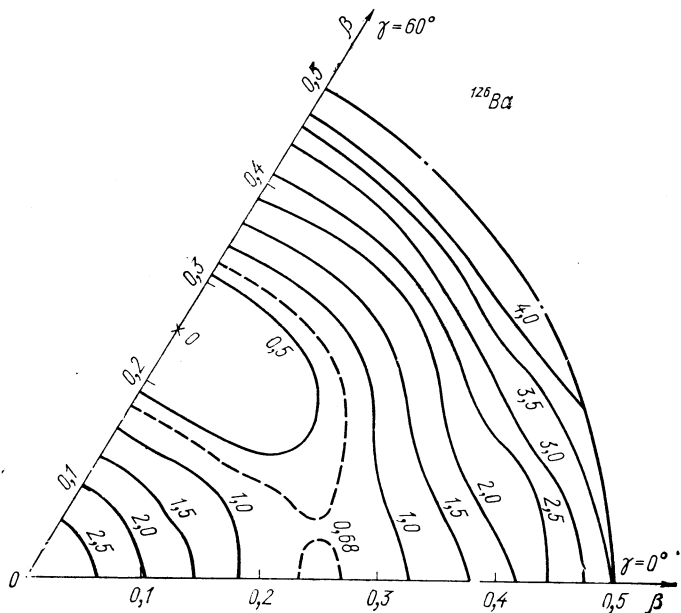


Рис. 9. Контурная карта энергии основного состояния ^{126}Ba в зависимости от параметров β и γ . Числа на линиях обозначают энергию в Мэв относительно минимума при $\beta = 0,26$; $\gamma = 60^\circ$ [31].

уменьшает $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}}$, сдвигает линию $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}} = 0$ на 2—3 массовых единицы в направлении β -стабильных ядер и тем самым уменьшает область сплюснутых ядер. В расчете по методу Струтинского [39] энергии деформации, а также разницы $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}}$ уменьшаются на 0,1—0,4 Мэв . Это объясняется тем, что в данном более последовательном методе расчета полной энергии связь внешних нуклонов с остовом сильнее, чем в методе Беса и Шиманского. Общей характеристикой ядер области $Z \geq 54$, $N \leq 76$ являются маленькие значения $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}}$. Во всех вариантах ядро ^{126}Ba является сплюснутым. В табл. 1 приведены результаты расчета равновесных деформаций и электрических квадрупольных моментов, взятые из работы [31].

Таблица 1

Результаты расчетов отрицательных (ε_0^-) и положительных (ε_0^+) деформаций и соответствующих электрических квадрупольных моментов $Q_0(\varepsilon_0^-)$, $Q_0(\varepsilon_0^+)$, энергий деформации $\mathcal{E}_{\text{def}}^{\pm} = \mathcal{E}(0) - \mathcal{E}(\varepsilon_0^{\pm})$ и разностей $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}} = \mathcal{E}(\varepsilon_0^-) - \mathcal{E}(\varepsilon_0^+)$ [31] для основных состояний ядер

Ядро	ε_0^-	$Q_0(\varepsilon_0^-)$	ε_0^+	$Q_0(\varepsilon_0^+)$	$\mathcal{E}_{\text{def}}^+$, Мэв	$\Delta \mathcal{E}_{\text{def}}$, Мэв
^{116}Ba	-0,31	-4,0	0,31	5,5	2,8	0,1
^{118}Ba	-0,30	-3,9	0,30	5,3	3,2	0,1
^{120}Ba	-0,29	-3,8	0,29	5,1	3,3	0,0
^{122}Ba	-0,27	-3,6	0,28	4,9	3,2	-0,2
^{124}Ba	-0,26	-3,5	0,26	4,6	2,8	-0,5
^{126}Ba	-0,25	-3,4	0,22	3,8	2,2	-0,7
^{128}Ba	-0,23	-3,2	0,19	3,2	1,6	-0,4
^{130}Ba	-0,17	-2,5	0,15	2,6	0,9	-0,1

Для всех изотопов деформация плавно растет по мере удаления от линии β -стабильности. В спектрах этих четно-четных ядер имеется непрерывный переход от почти эквидистантной к ротационной структуре. Для этого перехода характерна конкуренция сплюснутой и вытянутой форм ядер в противоположность резкому переходу, например, между ядрами $^{150}\text{Sm} - ^{152}\text{Sm}$, в которых имеется конкуренция сферической и деформированной форм [45]. Последняя ситуация наблюдается всегда, когда начинает заполняться оболочка. Это различие хорошо видно из рис. 4, где приведены квазиротационные спектры не только нейтронодефицитных изотопов ядра Ce, но и нескольких нейтроноизбыточных изотопов.

Количественные исследования этого поведения, в которых использовались бы результаты расчета параметров деформации, еще не проводились. Поэтому пока нельзя получить сведений относительно структуры основных полос. Можно, однако, непосредственно сравнить с экспериментом квадрупольные моменты Q_0 . В табл. 2 приведены абсолютные значения параметров дефор-

Таблица 2

Времена жизни, экспериментальные [33] и теоретические [31] значения параметров ε

Ядро	τ , псек	$ \varepsilon_{\text{эксп}} $	$\varepsilon_{\text{теор}}$
^{120}Xe	125 ± 15	0,20	-0,24
^{122}Xe	$77,7 \pm 8,5$	0,23	-0,22
^{126}Ba	264 ± 25	0,23	-0,25
^{128}Ba	140 ± 30	0,26	-0,23

мации ϵ , полученные измерением времен жизни первых 2^+ -состояний [33], и теоретические значения из работы [31].

Деформация возбужденных состояний. Исследование области $Z > 50$, $N < 82$ показало, что многие ядра имеют переходный характер вследствие малости разницы $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}}$. В этом случае можно ожидать заметных изменений деформации в различных коллективных и квазичастичных возбуждениях. Возможность связать с обнаруженным эффектом изомерию формы несколько раз обсуждалась в литературе [46, 47].

Рассмотрим двухквазичастичные возбуждения. В работе [31] были рассчитаны энергии возбуждения $\mathcal{E}(\beta, \gamma)$ ряда двухквазичастичных состояний преимущественно для таких ядер, у которых

Таблица 3

Квантовые числа K и четность π , энергии возбуждения E и равновесные деформации нескольких низких двухквазичастичных состояний ядра ^{124}Ba [31]

Состояние	Состояние	$K\pi$	$E, \text{кэв}$	ϵ_0
$n420 \uparrow$	$n503 \uparrow$	$3^-, 4^-$	1630	$-0,28$
$n505 \downarrow$	$n503 \uparrow$	$8^+, 1^+$	2000	$-0,24$
$n422 \downarrow$	$n503 \uparrow$	$5^-, 2^-$	2140	$-0,28$
$n411 \downarrow$	$n523 \uparrow$	$4^-, 3^-$	2260	$0,28$

сплюснутая форма основного состояния наиболее вероятна, т. е. с большим значением $-\Delta \mathcal{E}_{\text{def}}$.

Интересно найти такие возбуждения, для которых ожидается вытянутая деформация, чтобы изменением формы вызвать замедление переходов. Результаты вычислений для этих состояний из работ [31, 39] приведены в табл. 3. Заметим, что добавление двух квазичастиц может существенно изменить энергию деформации: например, для ядра ^{130}Ba в основном состоянии $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}} = -0,1 \text{ Мэв}$, а для состояния $[n404 \downarrow, n514 \uparrow]$ получается $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}} = 1,0 \text{ Мэв}$. Анализ экспериментального материала, результаты которого приводились в параграфе 2, пока не указывает на изомерию, связанную с различием формы ядра.

Интересный результат получили, однако, при попытке обнаружить изомерию формы в ядре ^{130}Ba [9]. Было действительно найдено 8-изомерное состояние при энергии $2,48 \text{ Мэв}$ в хорошем соответствии с теоретическим результатом. В данном случае важно учесть переход на коллективные состояния. Подробно этот вопрос будет рассмотрен в параграфе 4.

Таблица 4

Параметры деформации $\varepsilon_0^-, \varepsilon_0^+$,
 энергии деформации $\mathcal{E}_{\text{def}}^+$ и разницы энергий
 $\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E}(\varepsilon_0^-) - \mathcal{E}(\varepsilon_0^+)$ для нечетных изотопов Ва

Ядро	ε_0^-	ε_0^+	$\mathcal{E}_{\text{def}}^+, \text{ Мэв}$	$\Delta\mathcal{E}, \text{ Мэв}$
117Ва	-0,33	0,30	3,6	+0,1
119Ва	-0,31	0,30	3,9	+0,2
121Ва	-0,29	0,29	4,1	+0,1
123Ва	-0,27	0,28	3,8	-0,2
125Ва	-0,25	0,25	3,0	-0,8
127Ва	-0,25	0,21	2,3	-0,6
129Ва	-0,15	0,17	1,6	-0,3
131Ва	-0,15	0,15	0,9	-0,4

Изучим одноквазичастичные состояния. В работе [31] были также рассчитаны основные и нижние возбужденные состояния нечетных изотопов Cs, La, Pr, Xe, Ba, Ce и основные состояния

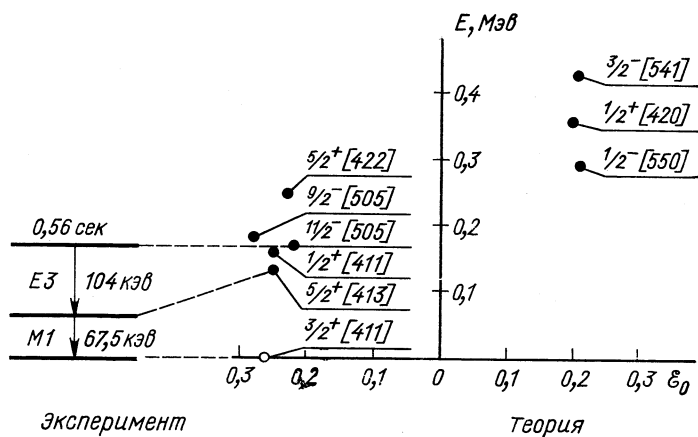


Рис. 10. Сравнение экспериментальной схемы распада ядра ^{129}La [10] с расчетным положением одночастичных уровней [31].

нечетно-нечетных изотопов Cs, La и Pr. Добавление одного нейтрона в этих ядрах лишь незначительно изменяет значения $\varepsilon_0^+, \varepsilon_0^-$, однако энергия деформации в некоторых случаях увеличивается больше чем на 1 Мэв. Аналогично случаю двухквазичастичных состояний среди нечетных ядер в одноквазичастичном состоя-

нии имеются как вытянутые, так и сплюснутые. В табл. 4 приведены некоторые результаты, взятые из работы [31].

Если удастся экспериментально обнаружить изомер в этих ядрах и найти его характеристики, то из проведенных вычислений можно сделать вывод относительно знака деформации такого изомера. Определение деформации возбужденного состояния впервые стало возможным с помощью изомерного состояния в ядре ^{129}La , схема распада которого представлена на рис. 10.

Точное определение всех характеристик распада и их сравнение с проведенным расчетом привело к выводу, что ядро ^{129}La характеризуется состоянием $11/2^-$ [505], которое в схеме Нильсона для данной области масс существует только при отрицательной деформации [40]. Другие указания на сплюснутую форму ядер в этой массовой области следуют, вероятно, из существования изомерных состояний в ядре ^{129}Ba [49], а также в ядрах ^{125}Ba и ^{127}Ba [50], распад которых, однако, до сих пор не был точно установлен. Можно ожидать, что и в этих ядрах состояние $11/2^-$ [505] соответствует изомеру.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ

Статические характеристики (параметры деформации) только тогда дают непосредственную информацию относительно свойств ядер, когда минимумы энергий $\mathcal{E}(\beta, \gamma)$ достаточно глубоки, т. е. $\mathcal{E}_{\text{def}} > 1,5 - 2,0 \text{ Мэв}$. При меньшей энергии деформации волновые функции содержат компоненты, соответствующие, грубо говоря, вытянутой, сферической и сплюснутой формам. Учет этих эффектов, когда величины β и γ рассматриваются как динамические переменные, проводился в работах Кумара и Баранже [48] численным решением уравнений Бора — Моттельсона для ядер редкоземельной области. Для новой области деформации таких исследований еще нет. Поэтому дискуссии об изомерии формы, изменениях деформации в возбужденных состояниях и другие носят в значительной степени качественный характер. При рассмотрении свойств нечетных ядер положение дополнительно осложняется из-за эффектов неадиабатичности, поскольку еще не разработана достаточно общая теоретическая схема, позволяющая учесть как динамические эффекты, так и эффекты сильной связи нечетных частиц с остовом. Например, спектры нечетных изотопов Хе с $A = 125, 127$ и 129 имеют сильно искаженную полосу, начинающуюся на изомерном $9/2^-$ -состоянии [51]. Перспективным при объяснении свойств этих ядер может быть метод, предложенный в работах [52]. Несмотря на отсутствие общего подхода, некоторые закономерности удается объяснить различными приближенными методами.

Изомерный переход $8^- \rightarrow 6^+$ в ядре ^{130}Ba . В ядре ^{130}Ba при энергии $2,48 \text{ Мэв}$ было найдено 8^- -состояние, с которого происходит 10^7 -кратно запрещенный $M2$ -переход на уровень 6^+ квази-ротационной полосы [9]. Схема распада представлена на рис. 11, а. Можно было бы приписать высокую степень задержки K -запрету, хотя на основании такого запрета при $\Delta K - L = 6$ для сильно деформированного ядра ожидается значение фактора запрета

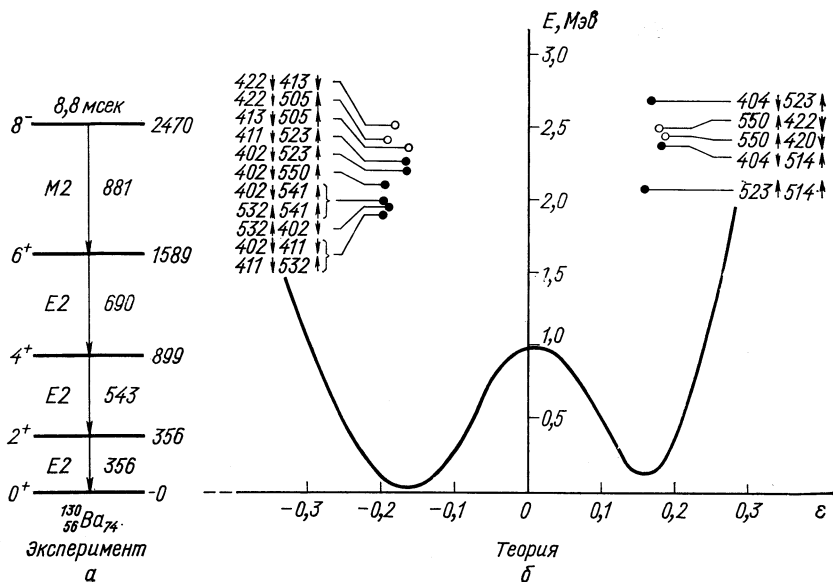


Рис. 11. Схема распада изомера ^{130}Ba (а) [9] и схема нижайших двухквazi-частичных возбужденных состояний ядра ^{130}Ba по расчетам из работы [31] (б):

● — двухнейтронные состояния; ○ — двухпротонные состояния.

$F \sim 10^{12}$. Однако известно, что в случае изомерного $M2$ -перехода в ядре ^{190}Os на границе классической области деформации $150 < A < 190$ наблюдается аналогичное понижение степени K -запрета. Это понижение связано, по-видимому, с мягкостью ядра относительно γ -колебаний.

Интерпретация изомерного $8^- \rightarrow 6^+$ -перехода в ядре ^{130}Ba , которая учитывает K -запрет и мягкость по отношению к γ -колебаниям, проводилась в работе [53], в которой предлагалось описывать квазиротационную полосу $0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ в ядре ^{130}Ba , показанную на рис. 11, в рамках метода γ -независимого потенциала [54]. Основой этого приближения является уже упомянутая слабая зависимость $\mathcal{E}(\beta, \gamma)$ от параметра неаксиальности γ для

многих ядер области $Z > 50$, $N < 82$. Типичный пример представлен на рис. 12.

При движении по γ -плоскости параметр β остается почти постоянным. Полагая поэтому в выражении для момента инерции $\Theta = \text{const } \beta^2$, $\beta = \beta_0 = 0,15$ для ядра ^{130}Ba , получаем следующие отношения энергий: $E(4^+)/E(2^+) = 2,5$; $E(6^+)/E(2^+) = 4,5$; $E(8^+)/E(2^+) = 7$. Экспериментальные значения таковы: 2,54; 4,48 и 6,86.

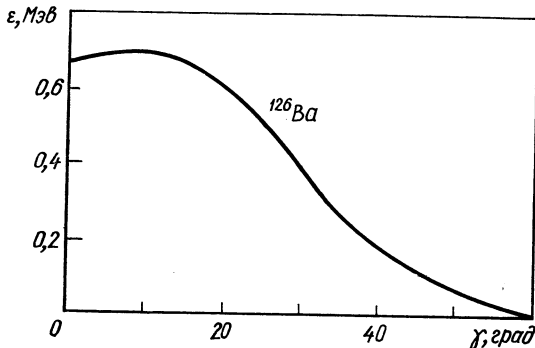


Рис. 12. Зависимость энергии основного состояния ядра ^{126}Ba от параметра γ . Каждой точке кривой соответствует минимум по параметру β [31].

Волновые функции состояний квазиротационной полосы в модели γ -независимого потенциала имеют простой вид. Например:

$$\Psi_{6M} = \frac{1}{\sqrt{16\pi^2 \frac{3!}{9!}}} F(\beta) \sum_{\nu\mu\mu'\mu''} C_{4\nu 2\mu}^{6M} C_{2\mu 2\mu'}^{4\nu} \alpha_{2\mu}^* \alpha_{2\mu'}^* \alpha_{2\mu''}^* ;$$

$$\int_0^\infty F^2(\beta) \beta^4 d\beta = 1.$$

Для этих функций K не является квантовым числом. Основная компонента изомерного 8^- -состояния аппроксимируется двухквартичным уровнем $[n404\downarrow, n514\uparrow]$, зависимость энергии которого от параметра β представлена на рис. 11, б. К этой компоненте добавляется примесь двухквартичного трех- γ -фононного состояния, возникающая из-за взаимодействия квазичастиц с γ -вибрациями. Теория возмущений дает для квадрата коэффициента этой примеси значение $2,8 \cdot 10^{-5}$. Учитывая также, что 6^+ -состояние содержит 5%-ную примесь компоненты с $K = 6$, получаем грубую оценку фактора запрета для $M2$ -перехода: $\bar{F} > 1/(5 \cdot 10^{-2} \cdot 2,8 \cdot 10^{-5}) > 10^6$.

Метод γ -независимого потенциала можно считать первым приближением, справедливым только тогда, когда $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}} = 0$. В этом

приближении квадрупольный момент первого 2^+ -состояния Q_2 обращается в нуль, а второе 2^+ -состояние и 4^+ -ротационное состояние вырождены. Отличие $\Delta \mathcal{E}_{\text{def}}$ от нуля означает зависимость потенциала и массовых параметров гамильтониана Бора — Моттельсона от γ . Такая зависимость скажется на величине Q_2 и на взаимном положении 2^+ - и 4^+ -уровней.

Квазиротационные полосы. Четно-четные ядра новой области деформации характеризуются постепенным переходом основной полосы от эквидистантного вибрационного спектра к ротационному спектру по мере удаления от линии β -стабильности, как видно на примере изотопов Се (см. рис. 4). Простые полуэмпирические формулы хорошо воспроизводят упомянутый переход как в этой области, так и в классических областях деформации, указывая тем самым на общий характер этих возбуждений. В методе Шарффа-Гольдхабера и др. [55] зависящий от спина момент инерции определяется из уравнений:

$$E = \frac{C}{2} (\vartheta - \vartheta_0)^2 + I(I+1)/2\vartheta; \quad dE/d\vartheta = 0.$$

Для ядра ^{120}Xe после определения параметров C и ϑ_0 из положения 2^+ - и 4^+ -уровней эти формулы дают сильную зависимость момента инерции от спина I (рис. 13).

На основе метода проектирования на определенный угловой момент также можно вывести двухпараметрическую формулу для энергий состояний основной полосы [56]:

$$E_I = E_0 + h_1 \frac{\int_0^\pi \mathcal{P}_I(\cos \theta) \sin^2 \theta \exp(-j \sin^2 \theta) d \cos \theta}{\int_0^\pi \mathcal{P}_I(\cos \theta) \exp(-j \sin^2 \theta) d \cos \theta},$$

которая хорошо описывает квазиротационные полосы ядер новой области деформации (рис. 14).

В последнем методе волновая функция, зависящая от внутренних координат вращающегося ядра, изменяется со спином, что также приводит к зависящему от спина моменту инерции. Таким

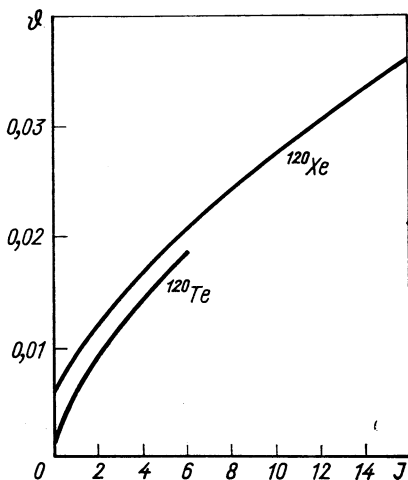


Рис. 13. Зависимость момента инерции J от спина I для ядер ^{120}Xe и ^{120}Te [55].

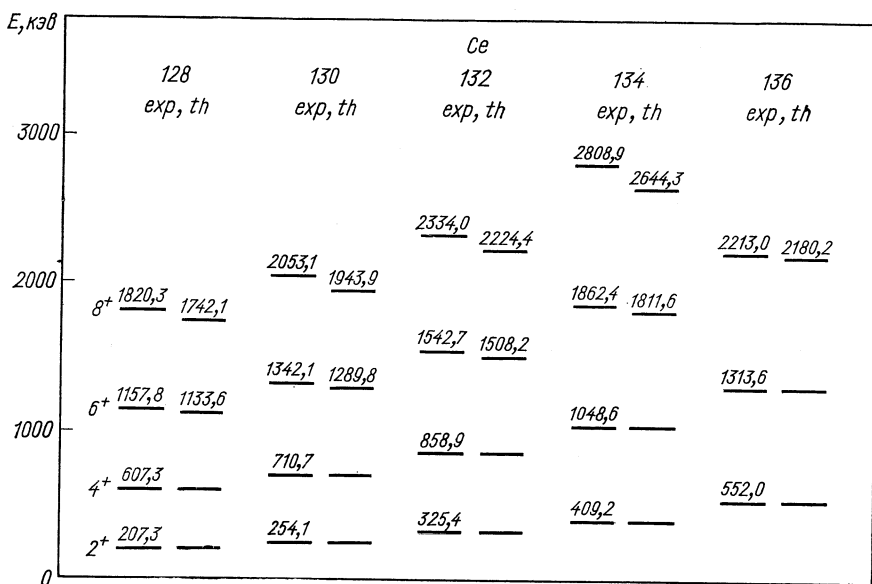


Рис. 14. Описание квазиротационных полос изотопов Ce методом проектирования. Параметры h_1 и j определяются из положения уровней 2^+ и 4^+ .

образом, для четно-четных ядер новой области деформации характерна неадиабатичность, которая растет с приближением к линии β -стабильности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работы, обсуждавшиеся в предыдущих разделах, дали важный вклад в объяснение свойств ядер в области $Z \geq 54$, $N \leq 76$. Все эти ядра имеют переходный характер, причем ротационные свойства становятся более отчетливыми с уменьшением N и с ростом Z . Все ядра, для которых $66 \leq N \leq 76$, $Z = 54$ и 56 , имеют в основном состоянии отрицательную деформацию. Разница энергий деформации ядер сплюснутой и вытянутой формы незначительна, поэтому оказываются существенными динамические эффекты, связанные с мягкостью ядер относительно γ -вибраций.

Проведенные экспериментальные и теоретические исследования позволяют пока дать только общую характеристику этих ядер. В частности, свойства ядер с $N < 66$ пока не изучены. Можно ожидать, что относительно деформации и коллективных возбуждений для этих ядер имеется полная аналогия с ядрами классической области деформации. Качественно новые стороны могут,

однако, появиться в спаривательных свойствах, поскольку становится существенным нейтрон-протонное парное взаимодействие [57].

Чтобы продвинуться дальше в направлении центра новой области деформации, необходимы дальнейшие экспериментальные усилия. Для этой цели применяются более тяжелые ионы, и они ускоряются уже в настоящее время, или окажутся в нашем распоряжении в скором будущем. Возможности применения в спектроскопических исследованиях ионов тяжелее ^{40}Ar обсуждались Вардом и др. [58]. Препятствием в таких экспериментах является, по-прежнему, убывание сечения испарения нейтронов и рост испарения заряженных частиц по мере продвижения в сторону более легких ядер. Можно, конечно, использовать в спектроскопических целях и реакции с испарением заряженных частиц. Как показали, например, работы по ядерной изомерии [59], вполне возможно в (HI , $2n\alpha$)-реакциях в перерывах прерванного пучка наблюдать безупречные γ -спектры. Для будущих исследований по спектроскопии на пучке предложение регистрировать γ -спектры в совпадении с α -частицами заслуживает внимания. Для достижения основной цели, дальнейшего продвижения к более нейтронодефицитным ядрам, требуются в первую очередь более чувствительные методы обнаружения с такой эффективностью, которая компенсировала бы убывание сечения испарения нейтронов. Возможно, что комбинация работающих в режиме on-line масс-сепараторов с германий-литиевыми детекторами [60] открывает новые пути.

Можно ожидать много новых результатов по структуре ядер новой области масс, если удастся привлечь спектроскопические исследования нечетных ядер. Заметим, что до сих пор, за исключением нескольких работ по изомерии, почти нет публикаций по нечетным ядрам, которые внесли бы вклад в разъяснение принципиальных вопросов в этой области. Главная причина заключается в том, что спектры, возбуждаемые в реакциях с тяжелыми ионами, здесь существенно сложнее, чем в четно-четных ядрах, поскольку всегда заселяется несколько полос. Интерпретация осложняется тем, что, по-видимому, существенна кориолисова связь, на что указывают спектры нечетных изотопов Хе [51], форма которых напоминает структуру известных сильно возмущенных полос в области редких земель. Экспериментальные и теоретические исследования представляют большой интерес, поскольку еще мало что известно относительно свойств нечетных переходных ядер.

Можно ожидать также, что в ближайшие годы измерения спектроскопических квадрупольных моментов, для которых в настоящее время впервые разрабатываются методы в режиме on-line [35], дадут важную информацию относительно знака деформации

в основном состоянии нечетных ядер. Для лучшего понимания свойств четно-четных ядер этой области требуется больше экспериментальных результатов по возбужденным состояниям коллективного и неколлективного типа. Для теоретической обработки может оказаться плодотворной аналогия с изотопами Os, в которых также имеется конкуренция сплюснутой и вытянутой формы [61].

В настоящем обзоре рассматривались только работы, имеющие непосредственное отношение к деформационным свойствам ядер новой области масс. Не было поэтому упомянуто о протонной радиоактивности, которая была открыта В. А. Карнауховым и др. в ядрах ^{109}Te и ^{111}Te [65, 66]. Как следует из последних работ [63, 64], в настоящее время еще трудно сказать, в какой степени удастся извлечь информацию о свойствах ядерных состояний из сложных протонных спектров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sheline R. K., Sikkeland T., Chanda R. N. Phys. Rev. Lett., 1961, 7, 446.
2. Stephens F. S., Lark N. L., Diamond R. M. Nucl. Phys., 1965, 63, 82.
3. Wilhelm Z., Fortschritte Phys., 1969, 17, 189.
4. Clarkson J. K. e.a. Nucl. Phys., 1967, 93, 272.
5. Alexander K. F. Arkiv Fysik, 1967, 36, 257.
6. Newton J. O. Prog. Nucl. Phys., 1970, 11, 71.
7. Newton J. O. Prog. Nucl. Phys., 1970, 11, 76.
8. Newton J. O. e.a. Nucl. Phys., 1970, 141, 631.
9. Rotter H. e.a. Nucl. Phys., 1969, 133, 648.
10. Alexander K. F. e.a. Nucl. Phys., 1969, 133, 77.
11. Brinckmann H. E. Тезисы диссертации. Б. Техн. университет Дрезден, 1970.
12. Brinckmann H. F. e.a. Nucl. Phys., 1966, 81, 233.
13. Pan P. J. e.a. Canad. J. Phys., 1966, 44, 1029.
14. Diamond R. M. Intern. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability, Leysin, 1970, p. 78.
15. Карта изотопов. 3-е изд., Бонн, 1968, Фед. Мин. Научн. Иссл.
16. Betigeri M. G., Morinaga H. Nucl. Phys., 1967, 95, 176.
17. Morinaga H., Lark L. Nucl. Phys., 1965, 67, 315.
18. Bergström I. e.a. Nucl. Phys., 1969, 123, 99.
19. Luukko A. e.a. Nucl. Phys., 1969, 135, 49.
20. Brinckmann H. F. e.a. ZfK-report ZfK-137, 1968.
21. Clarkson J. E. e.a. Nucl. Phys., 1967, 93, 272.
22. Kaun K. N., Heiser C. Частное сообщение.
23. Ward D., Diamond R. M., Stephens F. S. Nucl. Phys., 1968, 117, 309.
24. Miyano K. e.a. Nucl. Phys., 1965, 61, 25.
25. Diamond R. M. Intern. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability, Leysin, 1970, p. 98.
26. Alder K. e.a. Rev. Mod. Phys., 1956, 28, 432.
27. Brinckmann H. F., Heiser C., Fromm W. D. Nucl. Phys., 1967, 96, 318.
28. Brinckmann H. F. e.a. ZfK-report ZfK-137, 1968.
29. Пекер Л. К. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1964, 28, 302.
30. Alexander K. F. Nucl. Structure, Dubna, IAEA, Wien, 1968.
31. Arseniev D. A., Sobiczewski A., Soloviev V. G. Nucl. Phys., 1969, 126, 15.

32. Conlon T. W., Elwyn A. J. Nucl. Phys., 1970, 142, 359.
33. Sann H. J., e.a. Intern. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability, Leysin, 1970, p. 905.
34. Pan P. J. e.a. Can. J. Phys., 1966, 44, 1029.
35. Otten E. W. Intern. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability, Leysin, 1970, p. 361.
36. Mottelson B. R., Nilsson S. G. Mat.-fys. medd. Kgl. danske Vid. Selskab., 1959, 1, No. 8.
37. Marshalek E., Person L. W., Sheline R. K. Rev. Mod. Phys., 1963, 35, 108.
38. Kumar K., Baranger M. Phys. Rev. Lett., 1964, 12, 73.
39. Арсеньев Д. А. и др. «Ядерная физика», 1968, 8, 883.
40. Ragnarson I. Intern. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability, Leysin, 1970, p. 847.
41. Bès D. R., Szymanski Z. Nucl. Phys., 1961, 28, 42.
42. Strutinsky V. M. Nucl. Phys., 1967, 95, 420.
43. Newton T. D. Can. J. Phys., 1960, 38, 700.
44. Gustafson G. e.a. Arkiv. Fys., 1967, 36, 613.
45. Kumar K., Baranger M. Nucl. Phys., 1968, 110, 529.
46. Hamilton W. D., Davies K. E. Nucl. Phys., 1964, 58, 407.
47. Soloviev V. G. Phys. Rev. Lett., 1966, 21, 311.
48. Kumar K., Baranger M. Nucl. Phys., 1967, 92, 608.
Kumar K. Nucl. Phys., 1967, 92, 653.
49. Li A. C. e.a. Phys. Rev., 1966, 141, 1097.
50. D'Auria J. M., Bakhru H., Preiss I. L. Phys. Rev., 1969, 172, 1176.
51. Rezanka I. e.a. Ann. Rep. 1969; Res. Inst. Phys. Stockholm, 1969, p. 47.
52. Do Dang G. e.a. Nucl. Phys., 1968, 114, 481.
53. Arseniev D. A., Jolos R. V. Prepr. E4-5607, Dubna, 1971.
54. Willets L., Jean M. Phys. Rev., 1956, 102, 788.
55. Scharff-Goldhaber G. Intern. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability, Leysin, 1970, p. 813.
56. Фрайэндорф С., Янссен Д., Мюнхов Л. «Ядерная физика», 1970, 12, 11.
57. Sorensen R. A. Intern. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability, Leysin, 1970, p. 7.
58. Ward D., Stephens F. S., Newton J. O. Phys. Rev. Lett., 1967, 19, 1247.
59. Alexander K. F. e.a. Phys. Rev. Lett., 1965, 17, 322.
60. Diamond R. M. Intern. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability, Leysin, 1970, p. 81.
61. Kumar K. Intern. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability, Leysin, 1970, p. 779.
62. Newton J. O. Nucl. Phys., 1968, 108, 353.
63. Karnaukhov V. A., Bogdanov D. D., Petrov L. A. Intern. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability, Leysin, 1970, p. 457.
64. Hornshj P. e.a. Intern. Conf. on the Properties of Nuclei far from the Region of Beta-Stability, Leysin, 1970, p. 487.
65. Карнаухов В. А. и др. «Ядерная физика», 1965, 1, 812.
66. Карнаухов В. А. и др. «Ядерная физика», 1966, 4, 457.