

НОВАЯ СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ ФАЗА В АТОМНЫХ ЯДРАХ

О. Думитреску

Институт физики и ядерной инженерии, Институт атомной физики,
Бухарест, Румыния

Изучается влияние парных и динамических α -подобных корреляций на структуру ядерных состояний в рамках расширенной сверхтекучей модели (РСМ). Вводится новая сверхтекучая фаза, так называемая α -подобная сверхтекучая фаза. Предсказываются новые типы изомеров, со своими полосами элементарных возбуждений. Найдено объяснение природы нечетно-четного зигзага зарядовых радиусов в цепочке изотопов различных ядер и ряда других экспериментальных данных.

The influence of pairing and dynamical α -type correlations on the structure of nuclear states is studied within the enlarged superfluid model (ESM). The phase structure is enriched by a new superfluid phase — the so-called α -like superfluid phase. New types of isomers, the so-called «superfluid isomers» with their bands of elementary excitations are predicted. The explanation of the origin of the odd-even staggering of the charge radii of chains of isotopes of different nuclei is found.

ВВЕДЕНИЕ

Симметрии вносят красоту и упорядоченность в физические явления и их математическое описание. Некоторые из них могут помочь нам (и часто используются как инструмент) скрыть отсутствие нашего более глубокого понимания. Однако они умирают в своей неизменности. И, если симметрия нарушается, как хорошо известно в искусстве или архитектуре, это возрождает жизнь и придает новые силы. Благодаря этому разрушение симметрии может дать нам больше сведений о физической системе, чем если бы она была неизменной. Причинная симметрия, связанная с сохранением числа частиц, была длительное время справедливой, поэтому могла быть использована как ограничение. Обнаружение ее нарушения стало большим стимулом экспериментальных и теоретических исследований.

В 1958 г. Бор, Моттельсон и Пайнс [1] указали на некоторое сходство между структурой ядра и электронной структурой металлов. В частности,

они подчеркнули аналогию между энергетической щелью, существующей в спектре внутренних возбуждений ядер, и энергетической щелью, наблюдаемой в электронном возбуждении сверхпроводящих металлов. Эта работа открыла очень богатую общую область исследований между физикой твердого тела и ядерной физикой; конкретно их объединяет явление спаривания. Применение этой теории объясняет энергетическую щель в спектре четно-четных ядер, вводит некоторое смешивание конфигураций вблизи поверхности Ферми и показывает, как ядерный момент инерции уменьшается от твердотельного значения, рассчитанного по модели Хартри — Фока, до экспериментального. Эффективное спаривание и дальнедействующие взаимодействия изучаются в рамках метода хаотических фаз (МХФ), описывающего, следовательно, элементарные коллективные возбуждения. В рамках этого подхода нормальные текущие ядра хорошо отделяются от сверхтекучих ядер, а переход между этими двумя фазами происходит во втором порядке [2]. Элементарные одноквазичастичные и коллективные возбуждения будут описаны в рамках сверхтекучей модели или квазичастично-фононной модели ядра (КФМЯ) [3, 4], когда объектом исследования являются сверхтекучие ядра. Такая модель, хорошая для тяжелых ядер, имеет недостаток, так как в ней опущена возможность образования нейтрон-протонных пар. Аргумент в пользу нейтрон-протонных парных корреляций особенно силен для легких ядер, в которых нейтроны и протоны заполняют одинаковые орбитали, однако плотность одночастичных уровней слишком мала и не наблюдаются случаи сверхпроводящих легких ядер. Включение таких корреляций проводится в рамках теории Хартри — Фока — Боголюбова (ХФБ) и объясняет новые явления, которые не могут быть исследованы обычными Хартри — Фока (ХФ) плюс Бардина — Купера — Шриффера (БКШ) [5, 6] теориями. К ним относятся: нейтрон-протонные корреляции, кориолисово антиспаривание, парное выстраивание, бесщелевая сверхпроводимость, переходы формы, сосуществование форм и ветвление спектров. Существуют, однако, экспериментальные данные, касающиеся нечетно-четных зигзагов зарядовых радиусов ядер цепочки изотопов различных элементов [7—12], которые не могут быть объяснены в рамках теории ХФБ, включающей только взаимодействие двух нуклонов.

Геометрические симметрии используются для описания специальных простых свойств сложных структур. Примеры геометрических симметрий, которые связаны с отражениями и вращениями, можно легко увидеть во многих объектах, включая и ядра. Динамические симметрии связаны с относительно простой упорядоченностью, которая иногда может быть обнаружена в законах, управляющих поведением физических систем. Из-за сложности ядерной многотельной задачи нельзя ожидать, что

такие симметрии будут играть определяющую роль в ядерной физике. Однако показано, что расположение и распадные свойства возбужденных состояний большого числа четно-четных ядер могут быть корректно рассчитаны при использовании симметрии, в которой валентные нуклоны спарены с образованием бозонов со спином 0 и 2. Такая модель взаимодействующих бозонов (МВБ) характеризуется особой картиной ядерных энергетических уровней, зависящей только от числа присутствующих бозонов [13, 14]. Эта симметрия уже обеспечивает унификацию нескольких различных видов ядерного коллективного движения (например, вращение, колебание и промежуточное поведение системы между этими предельными случаями). Все эти модели могут быть единообразно описаны симметрией, связанной с МВБ, зависящей просто от числа валентных взаимодействующих бозонов, присутствующих в каждом ядре. Так как на таком пути эта модель использует для описания коллективных характеристик оболочечные свойства, то можно надеяться получить обобщение оболочечной и коллективных моделей ядер. Самые последние достижения были связаны с расширением этой модели на нечетные и нечетно-нечетные ядра. Это расширение включает связь между неспаренными нуклонами и бозонами (парные нуклоны) в соседних ядрах, что позволяет вычислить свойства ядерных состояний, например, и в нечетном и четно-четном ядре с помощью простой формулы, как в КФМЯ. Эта связь характеризуется суперсимметрией. Однако в отличие от МВБ, которая имеет потрясающий успех в широкой области четно-четных ядер, существует пока что только несколько удачных примеров суперсимметрии, в то время как для ядер, лишь слегка удаленных от этой области, существует серьезное расхождение с предсказаниями суперсимметрии. В настоящее время неясно, в чем причины проблем: или в суперсимметричной модели и ее вычислениях, или в неумении анализировать и обобщать экспериментальные результаты так, чтобы увидеть ожидаемое суперсимметричное отображение. Во всяком случае, известно, что неспаренные нуклоны могут изменить свойства симметрии четно-четного остова.

Чтобы устранить некоторые недостатки КФМЯ по сравнению с МВБ, мы включили [15—18] дополнительно четырехнуклонное (протонная пара — нейтронная пара) эффективное остаточное взаимодействие. Такая модель — расширенная сверхтекучая модель (РСМ) — позволяет рассматривать новые явления, которые не могут быть исследованы в КФМЯ, ХФБ и МВБ, такие как:

- 1) сверхтекучесть нейтронной и протонной систем в области тяжелых ядер (редкие земли и актиноиды);
- 2) фазовая структура обогащается новой сверхтекучей фазой — доминирующей в α -частичных корреляциях (АЧК);
- 3) предсказываются новые фазовые переходы первого и второго рода;

4) предсказываются новые изомеры (так называемые сверхтекучие изомеры) с полосами их элементарных возбуждений. Индуцирование сверхтекучести от нейтронной к протонной системе и обратно — ключ к объяснению природы нечетно-четных зигзагов зарядовых радиусов в цепочке изотопов различных элементов, так же как и объяснение необычно больших сечений реакций передач двух нуклонов и α -частиц и приведенных ширин α -распада, особенно в области магических ядер. Наличие новой фазы, о которой говорилось выше, может объяснить существование экспериментально наблюдаемых сверхтекучих изомеров в ^{152}Sm .

Новый тип фазового перехода первого рода, т.е. переход между парной сверхтекучей фазой и новой предполагаемой α -подобной фазой, может быть обнаружен при изучении двухнуклонных реакций передач в области Sm.

В заключение отметим, что задача корреляций нуклонов в сверхтекучих ядрах — это современная проблема, с одной стороны, хорошо развитая, с другой — плохо понятая. Решение этой проблемы будет ключом к описанию таких кластерных явлений, как α -распад [19—25], радиоактивность тяжелых частиц [26] и деление.

Один шаг вперед, возможно, был сделан в работе Ф.Барранко и др. [27], в которой на основе теории коллективного движения с большими амплитудами в сверхтекучих ядрах были впервые вычислены эффективные факторы для α -, C-, Ne-, Mg- и Si-распадов. Согласно с экспериментальными данными по распаду с вылетом тяжелых кластеров очень хорошее, однако для α -распада довольно плохое. Такое заключение, конечно, говорит о том, что α -распад — в основном коллективное явление, однако неколлективные ингредиенты стимулируют правила отбора, которые могут изменить коллективную картину [19—25].

1. ЧТО ТАКОЕ α -КЛАСТЕР?

Исходной точкой для этой дискуссии может быть проверка определения слова «кластер», как оно дается в нескольких словарях.

Кластер — группа одинаковых или подобных элементов, собранных или находящихся вблизи друг от друга. Ясно, что это определение настолько общее, что становится трудным найти примеры физических систем, которые не состоят из ансамблей кластеров, причем сегодняшний кластер — это вчерашняя элементарная частица. Имея это в виду, может быть, лучше изменить вопрос и проречь «что не есть кластер?»

Система, которая близка к тому, чтобы удовлетворить этому определению, возможно, будет одной из ненаблюдаемых до сих пор — кварк-глюонная плазма.

Модель α -кластеров Блоха — Бринка [28] включает вариационные вычисления, использующие пробную волновую функцию, в которой α -кластеры рассматриваются как элементарные строительные блоки. Полная энергия системы минимизируется вариацией параметров, которые в действительности являются центрами α -кластеров. Такая модель предполагает, что α -кластеры — хорошо локализованные в геометрическом пространстве объекты, составленные из двух протонов и двух нейтронов. Обширные сложные исследования в кластерной модели [29—35] включают в себя мультikonфигурационный метод резонирующих групп (МРГ), метод генератора координат (МГК), метод ортогонального условия (МОУ), предложенный группой Вильдермута и Танга, группой Михайловича и японской школой. Существуют, однако, и другие типы кластеров.

Наиболее сильные корреляции нуклонов в ядре — парные корреляции — предполагают существование в ядре кластеров, построенных из коррелированных пар нуклонов, хотя такие кластеры не существуют как свободные образования. Тем не менее хорошее описание спектров 0^+ -состояний и силы переходов между ними может быть получено для ядер вблизи замкнутых оболочек на основе модели, предполагающей существование элементарных строительных блоков — нуклонных пар со спином 0 — парной вибрационной модели (ПВМ) Бора и Моттельсона [2].

Более общая модель, которая имеет некоторую аналогию с парной вибрационной моделью, включает пары со спином 0 и 2 и взаимодействие между ними — модель взаимодействующих бозонов. Эта модель надежно описывает картины энергетических уровней и силы переходов в широкой области четно-четных ядер, хотя структура элементарных бозонов не определена и маловероятно, что они существуют в свободном состоянии.

Хотя кластеры, которые являются строительными блоками в ПВМ и МВБ, не существуют в свободном состоянии, их возможно сконструировать в рамках этих моделей. В частности, обе модели могут быть использованы [36,37] для построения α -кластерных состояний из пар нейтронов и протонов. Этот подход имеет успех в объяснении наблюдаемой картины реакции передач α -частиц больше, чем в случае двухчастичной передачи. Что не обсуждается в любом из этих подходов, так это вопрос об абсолютной силе α -передач или ширинах α -распада.

В случае α -распада тяжелых ядер наблюдаемые скорости α -распада в общем подразумевают относительно малое процентное содержание распадающегося состояния (если оно описывается волновыми функциями оболочечной модели с остаточным — парное + квадрупольное — взаимо-

действием) в состоянии дочернее ядро + α -частица (если работать в R -матричном формализме [25,38]). Теоретические оценки [19,25] этих величин находятся в прекрасном согласии с экспериментальными данными.

Для легких ядер ситуация несколько лучше: α -кластерные модели могут описывать и скорости переходов, абсолютные значения сил α -переходов и распадные ширины [39]. Это случай, когда в структуре ядерных состояний доминирует α -кластерная структура. Существуют ситуации, и их много, когда в структуре ядерных состояний не доминируют α -кластеры. Это случай низколежащих 2^+ -состояний в ядре ^{16}O , их структура определяется многими четырехчастичными компонентами, распределенными в оболочках $1p_{1/2}$, $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, но не обязательно двухпротонного и двухнейтронного типа.

Недавно была предложена [20] и проверена [21—24] для различных α -переходов модель ферми-жидкости. Эта модель появилась в результате всестороннего анализа [19] общепринятых моделей α -распада, и было показано, что волновые функции известных современных моделей ядерной структуры недостаточны для описания процесса α -кластеризации, α -распада и реакций α -передач. Необходим вид амплитуды рассеяния оператора α -перехода, отличный от потенциального. В ферми-жидкости в α -распад и α -кластеризацию вводится четырехнуклонное взаимодействие для неприводимой амплитуды реакции образования α -кластеров в четырехчастичном канале, основанное на идее Мигдала [40], следующей из теории квантовых жидкостей Ландау. На таком пути мы можем учесть несогласованность моментов. Вышеупомянутая модель ферми-жидкости для α -кластеризации может быть первой догадкой в описании фазового перехода от состояния ферми-жидкости к α -кластерному.

Эта картина кластерных состояний в атомных ядрах позволяет идентифицировать квазистабильные состояния, которые имеют происхождение, основанное на сложных кластерных конфигурациях. Один из лучших примеров — ^{24}Mg , в котором мы видим разнообразие кластерных конфигураций, имеющих большое перекрытие с двумя ядрами ^{12}C , находящимися или в основном состоянии, или в возбужденном 0^+ -состоянии. Действительно, как только статистическая кластерная конфигурация идентифицирована, возможно изучение динамики этой конфигурации, и тогда идентификация вибрационных возбуждений, связанных с вращательной степенью свободы, имеет большие сложности, типа наблюдаемых в резонансном рассеянии или реакциях $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

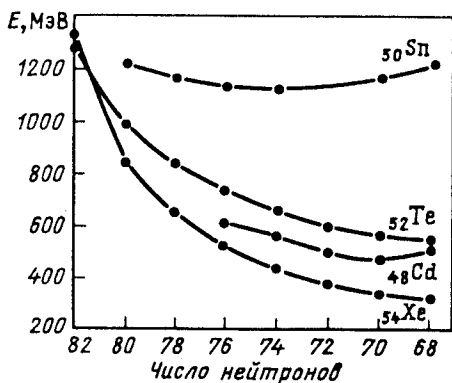
В последние годы открыто большое разнообразие кластерных конфигураций, таких как делящиеся изомеры формы, супердеформированные ядра и т.д. В ссылках [15—18] мы ввели специальный вид нейтрон-про-

тонного взаимодействия, который ведет к новому типу корреляций между протонами и нейтронами, несколько более сильных, чем парные корреляции, — динамические α -корреляции (АК). Этот тип корреляций может быть понят как промежуточный между парными корреляциями (где куперовская пара рассматривается как двухнуклонный конденсат) и α -конденсатом. Можно сказать, что мы предположили новый тип кластера, построенного из двух куперовских пар (одной протонной и одной нейтронной), однако взаимодействие между этими куперовскими парами слабее, чем взаимодействие между нуклонами внутри куперовской пары или α -конденсата.

2. НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ, КАСАЮЩИЕСЯ ПРОТОН-НЕЙТРОННОГО ОСТАТОЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЯДРАХ

В дальнейшем мы представим некоторые экспериментальные данные, имеющие отношение к введению нейтрон-протонного остаточного взаимодействия в среднее поле ядра.

Энергия 2^+ -возбужденных уровней в магическом ядре. Энергии низколежащих уровней четно-четных ядер — один из примеров прямых экспериментальных данных, указывающих на важность нейтрон-протонного остаточного взаимодействия. Энергии нижайших 2_1^+ -возбужденных состояний ядер в области Sn показаны на рис. 1. Они почти равны для изотопов Sn и резко уменьшаются для немагических ядер. Поскольку энергии этих нижайших 2_1^+ -возбужденных состояний типичны для коллективности и деформации, ключевая роль протон-нейтронных взаимодействий очевидна: валентное протон-нейтронное остаточное взаимодей-



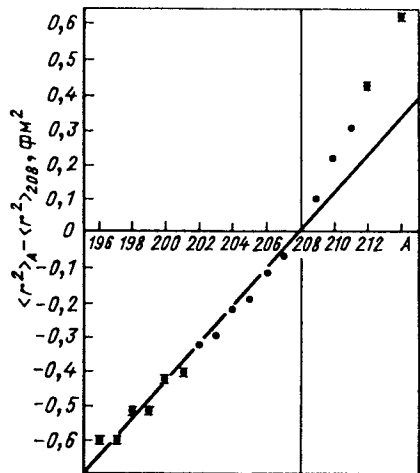
ство несомненно исчезает для Sn, но не для других ядер. Показано [41, 42], что энергии возбуждения j^n -конфигураций независимы от n в схеме синьорити. И синьорити — хорошее квантовое число для многих реалистических двухнуклон-

Рис. 1. Энергии первых 2^+ -возбужденных состояний в зависимости от числа нейтронов для однократно магических ядер олова и для соседних элементов с несколькими валентными протонами

ных остаточных взаимодействий, таких как δ -функциональное (взаимодействие), действующее на эти конфигурации. Постоянство энергий нижайших 2_1^+ -возбужденных состояний для изотопов Sn, следовательно, неудивительно. Интересной особенностью рис.1 является очень разное поведение для ядер вблизи Sn с валентными протонами и нейтронами. Протон-нейтронные остаточные взаимодействия значительно более эффективны при включении простой нуклонной конфигурации, смешанной [41] в протон-нейтронной системе, чем в состояниях с $T = 1$, разрушающих схему синьорити и устраняющих постоянство энергий возбуждения. В заключение эмпирическое поведение на рис.1 будет рассмотрено как основание для учета роли протон-нейтронных остаточных взаимодействий.

Нечетно-четные зигзаги зарядовых радиусов ядер в цепочке изотопов различных элементов. Экспериментальные данные [7—11] изотопных сдвигов показывают примечательную особенность — характерные «нечетно-четные зигзаги» зарядовых радиусов в цепочке изотопов различных элементов. Этот зигзаг отражает тот факт, что среднеквадратичные радиусы ядер нечетно-нейтронных изотопов несколько меньше (обычно порядка 10^{-2} фм²), чем радиусы четно-нейтронных соседних ядер (рис. 2). За несколькими исключениями такое поведение обнаруживается по всей периодической таблице ядер и подтверждается с увеличивающейся точностью. В некоторых областях, например в очень нейтронно-дефицитных изотопах Hg, Au, Sm, Ce, этот зигзаг очень велик и должен быть приписан специальным эффектам деформации [43]. В некоторых других областях, таких как, например, изотопы свинца и олова, проявляются специфические оболочечные эффекты [44]. Но кроме этих специальных случаев обнаружено, что зарядовые радиусы нечетно-нейтронных изотопов меньше среднеквадратичных радиусов четно-нейтронных соседних ядер — эффект, обычно называемый «нормальным нечетно-четным зигзагом».

Рис.2. Отличие среднеквадратичного зарядового радиуса изотопов Pb от расчетов в капельной модели (наклонная прямая)



Изотопные сдвиги связаны с ядерными параметрами ($\lambda_{AA'}$) следующим образом:

$$\delta\nu_{AA'} = M \frac{A - A'}{AA'} + F\lambda_{AA'}, \quad (1)$$

где

$$\lambda = \delta\langle r^2 \rangle + C_2\delta\langle r^4 \rangle + C_3\delta\langle r^6 \rangle + \dots = 0,93\delta\langle r^2 \rangle \quad (2)$$

и

$$\delta\langle r^2 \rangle_{AA'} = \langle r^2 \rangle_A - \langle r^2 \rangle_{A'}. \quad (3)$$

В уравнении (1)

$$F = 22,1(3,3) \text{ ГГц} \cdot \text{фм}^{-2}, \quad (4)$$

$$M = 7,1(13,1) \times NMS, \quad (5)$$

где NMS — нормальный массовый сдвиг, равный 27 (270) МГц. F и M определяются кривой Кинга, использующей независимую информацию о λ из комбинированного анализа рассеяния электронов и данных по мюонному распаду стабильных изотопов [11].

Другой наблюдаемой величиной, связанной с вышеуказанным зигзагом, является параметр зигзага

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{2(\langle r^2 \rangle_{A+1} - \langle r^2 \rangle_A)}{\langle r^2 \rangle_{A+2} - \langle r^2 \rangle_A} = \\ &= \frac{2(\delta\nu_{A+1} - \delta\nu_A - M/A(A+1))}{\delta\nu_{A+2} - \delta\nu_A - 2M/A(A+2)}, \end{aligned} \quad (6)$$

где A — четно-четное ядро. Этот параметр зигзага может быть извлечен из F -фактора, но с разумной оценкой для M . Для этой величины Томпсон и др. [10] предложили

$$M = 1(10) \times NMS. \quad (7)$$

Недавно Кинг и Вильсон [45] из теоретических расчетов специфических массовых сдвигов в атомных переходах сделали вывод о величине

$$M = 0,19(0,25) \times NMS. \quad (8)$$

Экспериментальный параметр зигзага [11] всегда меньше 1 и при-

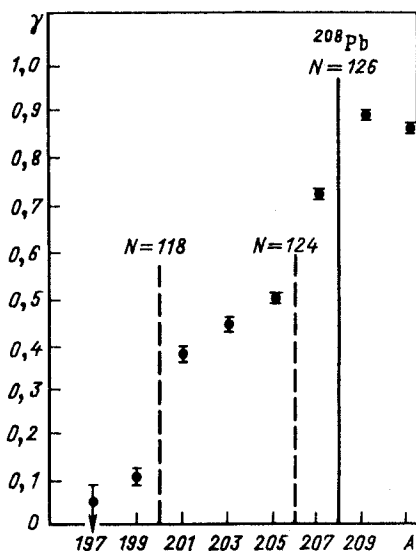


Рис.3. Параметр зигзага для изотопов Рв

ближается к 1 для магических чисел (рис. 3), что является экспериментальным подтверждением той доминирующей роли, которую играют остаточные протон-нейтронные взаимодействия в этом случае.

Энергии отделения неспаренного нуклона. На рис. 4 приведены экспериментальные энергии отделения неспаренного нуклона [52]. Видно, что энергия отделения такого нуклона возрастает с добавлением нуклонов другого вида и уменьшается с добавлением нуклонов того же вида. Следовательно $S(n)$ возрастает с увеличением числа протонов, но уменьшается с возрастанием числа нейтронов: т.е., добавляя нейтроны к ядру,

мы делаем последний нейтрон менее связанным, в то время как добавляя протоны, делаем его более связанным. Это простое и ясное проявление того, что в среднем взаимодействие подобных нуклонов должно быть отталкивающим, в то время как взаимодействие неподобных нуклонов (протон-нейтронное взаимодействие) должно быть притягивающим. Это утверждение относится, конечно, к компоненте с нулевым изоспином, так как компонента с изоспином 1 должна быть идентична в протон-протонном и нейтрон-нейтронном взаимодействии. Корреляции, следовательно, обусловлены в основном протон-нейтронным остаточным взаимодействием.

Альфа-распад изотопов Рb. Альфа-распад между основными состояниями четно-четных ядер является благоприятным [19, 25]. Приведенные ширины для этих s -волновых переходов ведут себя регулярным образом в зависимости от числа нейтронов и атомного числа. Они являются наибольшими для α -распадающихся ядер с двумя или четырьмя частицами вне замкнутой оболочки (с резким минимумом на оболочке) и уменьшаются по мере приближения к следующей замкнутой оболочке. Известно, что большинство α -распадающихся тяжелых ядер являются сверхте-

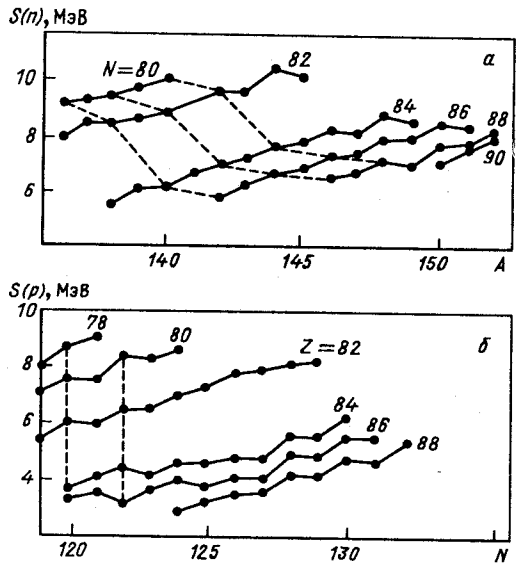


Рис. 4. Одночастичные нейтронные (а) и протонные (б) энергии отделения

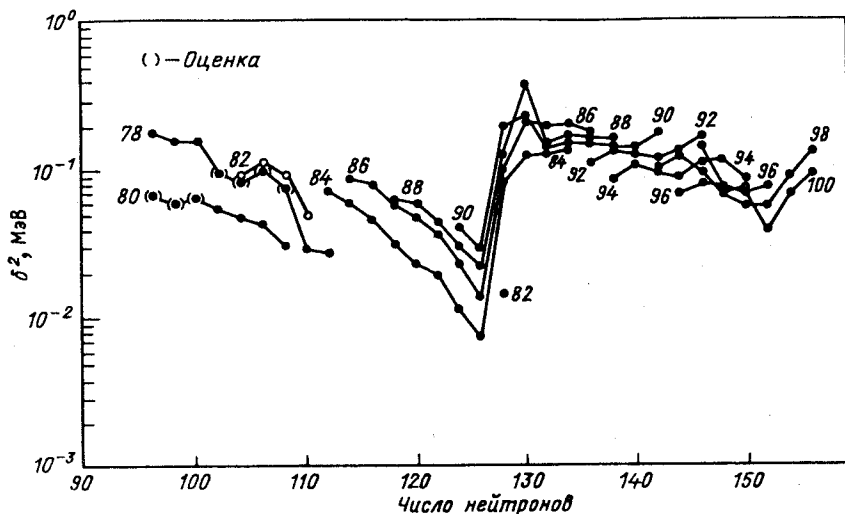


Рис. 5. Экспериментальные приведенные ширины для s -волновых α -переходов в зависимости от числа нейтронов для изотопов с Z от 78 до 100

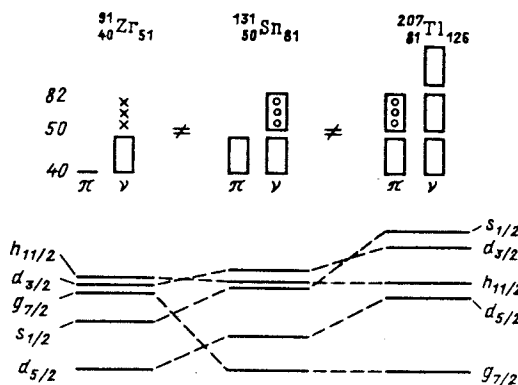
кучими и большая часть вероятности формирования (так называемый спектроскопический фактор) обусловлена парными корреляциями [3,19,25]. Предсказанные парной моделью приведенные ширины для однократно магических ядер на порядок меньше, чем для других α -распадных ядер, и не совпадают с экспериментом. Парная модель [3,53], однако, не содержит остаточных протон-нейтронных взаимодействий.

В недавней работе Тот и др. [46] объяснили экспериментально, что приведенные ширины α -распадов нейтронно-дефицитных изотопов Рb имеют тот же самый порядок, что и сверхтекучие ядра области актиноидов и другие ядра, соседние с изотопами Рb (рис. 5).

Это новый экспериментальный факт, который должен быть рассмотрен как подтверждение той роли, которую могут играть остаточные протон-нейтронные взаимодействия в описании, например, α -распада однократно магических ядер.

Одночастичные энергетические уровни в ядре с одним валентным нуклоном. В мультипольном разложении остаточного эффективного протон-нейтронного взаимодействия обычно доминируют монопольные и квадрупольные компоненты. Эти две компоненты дают дополнительные эффекты. Было показано [47], что монопольное протон-нейтронное остаточное взаимодействие сдвигает одночастичные энергетические уровни одного типа частиц как функцию числа нуклонов другого типа. Это про-

Рис.6. Одночастичные энергетические уровни в ядрах с одним валентным нуклоном. Прямоугольники над каждым уровнем указывают, насколько заполнены уровни в каждом ядре



исходит главным образом по той причине, что порядок одночастичных уровней в оболочечной модели неодинаков по всей цепочке ядер. Особенно драматический пример такой ситуации показан на рис. 6, на котором сравниваются одночастичные энергии ${}^{91}\text{Zr}$, ${}^{131}\text{Sn}$, ${}^{207}\text{Tl}$. Самое поразительное изменение состоит в быстром распаде орбитали $1g_{7/2}$ от ${}^{91}\text{Zr}$ до ${}^{131}\text{Sn}$. Между этими двумя элементами с Z , равными 40 и 50 соответственно, заполняется протонная орбиталь $1g_{7/2}$. Монопольное взаимодействие остается постоянным во всем пространстве, и, следовательно, протон-нейтронные матричные элементы зависят только от перекрывания протонных и нейтронных волновых функций и будут наибольшими для подобных орбиталей. Притягивающее $p\ 1g_{9/2} - n\ 1g_{7/2}$ -взаимодействие от Zr до Sn ведет к уменьшению этих одночастичных энергий, как видно на рис. 6. При приближении к Tl заполняются следующие, более высокие нейтронная и протонная оболочки, и они имеют в среднем более высокие значения j , чем для более низких оболочек. Следовательно, существует тенденция увеличения притягивающего взаимодействия для более высоких по j заполняющихся орбиталей по сравнению с более низкими по j . Этот эффект также продемонстрирован на рис. 6, где орбитали с более высоким j расположены ниже одночастичных уровней с меньшим j .

3. РАСШИРЕННАЯ СВЕРХТЕКУЧАЯ МОДЕЛЬ

Гамильтониан. РСМ для неротационных состояний деформированных ядер включает среднее поле нейтронной и протонной систем в виде аксиально-симметричного потенциала Саксона — Вудса (или Хартри — Фока), монопольное спаривание, изоскалярное и изовекторное ph - и pp -мультипольное и спин-мультипольное взаимодействия между квазичастицами, а также так называемое α -подобное четырехнуклонное взаимо-

действие [15—18]. Для ph - и pp -мультипольного и спин-мультипольного взаимодействий мы используем сепарабельное взаимодействие [48—51] ранга $N > 1$:

$$H = H_0 + H', \quad (9)$$

где

$$H_0 = \sum_{\tau} (H_{s.p}^{av}(\tau) - G_{\tau} P_{\tau}^{\dagger} P_{\tau}) + H_4, \quad (10)$$

в котором

$$H_{s.p}^{av}(\tau) = \sum_{s\sigma} E_s a_{s\sigma}^{\dagger} a_{s\sigma}, \quad (11)$$

$$P_{\tau} = \sum_s a_{s-} a_{s+}, \quad (12)$$

$$H_4 = G_4 P_p^{\dagger} P_n^{\dagger} P_n P_p \quad (13)$$

и

$$H' = \sum_{\tau} \left[-\frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu\sigma} \sum_{n=1}^N \left[\sum_{\eta=\pm 1} (k_{0\tau}^{\lambda\mu} + \eta k_{1\tau}^{\lambda\mu}) Q_{n\lambda\mu\sigma}^{\dagger}(\tau) Q_{n\lambda\mu\sigma}(\eta\tau) + G_{\tau}^{\lambda\mu} P_{n\lambda\mu\sigma}^{\dagger}(\tau) P_{n\lambda\mu\sigma}(\tau) \right] - \frac{1}{2} \sum_{L\lambda\mu\sigma} \sum_{n=\pm 1}^N \left[\sum_{\eta=\pm 1} (k_{0\tau}^{L\lambda\mu} + \eta k_{1\tau}^{L\lambda\mu}) T_{nL\lambda\mu\sigma}^{\dagger}(\tau) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times T_{nL\lambda\mu\sigma}(\eta\tau) + G_{\tau}^{L\lambda\mu} P_{nL\lambda\mu\sigma}^{\dagger}(\tau) P_{nL\lambda\mu\sigma}(\tau) \right] \right]. \quad (14)$$

Здесь $\tau = \pm 1/2$ для протонов и нейтронов соответственно, $a_{s_{\tau}\sigma_{\tau}}^{\dagger} (a_{s_{\tau}\sigma_{\tau}})$ — фермионные операторы рождения (уничтожения) нуклонов в одночастичном состоянии $|s_{\tau}\sigma_{\tau}\rangle$, где σ_{τ} — знак проекции углового момента состояния на ось симметрии ядра, s_{τ} — остальные ($N_{\tau}, n_z, \Omega_{\tau}, \pi_{\tau}, \dots$) квантовые числа, идентифицирующие одночастичные энергетические уровни. Член H_4 из уравнения (13) — это эффективное когерентное взаимодействие двух пар (четырех нуклонов), которое включает динамические α -подобные корреляции четырех нуклонов в сверхтекучей фазе атомных ядер [15—18]. G_{τ} — сила парного взаимодействия, $G_{\tau}^{\lambda\mu}$ и $G_{\tau}^{L\lambda\mu}$ — константы связи pp -взаимодействия [15], $k_{0\tau}^{\lambda\mu}, k_{1\tau}^{\lambda\mu}$ и $k_{0\tau}^{L\lambda\mu}, k_{1\tau}^{L\lambda\mu}$ — изоскалярные и изовекторные константы связи ph -мультиполь-мультипольного и спин-мультипольного взаимодействий [3]. G_4 — константы четырехнуклонного взаимодействия и $\sigma = \pm 1$. Выполним каноническое преобразование Боголюбова — Валатина

$$a_{s\sigma} = u_s \alpha_{s-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^{\dagger} \quad (15)$$

и получим

$$P_{\tau} = \sum_s \left[u_s v_s + \frac{1}{2\sqrt{2}} A_{(-)}^{(+)}(ss) - \frac{1}{2\sqrt{2}} v_{ss}^{(-)} A_{(-)}^{(+)}(ss) - \frac{1}{2} u_{ss}^{(+)} B_{(+)}(ss) \right], \quad (16)$$

$$\begin{aligned} P_{n\lambda\mu\sigma} \text{ или } P_{nL\lambda\mu\sigma} = \sum_{ss'} & \left[\delta_{ss'} p_{ss}^{(-)} u_s v_s - \frac{1}{2\sqrt{2}} p_{ss'}^{(+)} \left(v_{ss'}^{(-)} \bar{A}_{(+)}^{(+)}(ss') + \right. \right. \\ & + v_{ss'}^{(+)} \bar{A}_{(+)}^{(-)}(ss') \left. \right) + \frac{1}{2\sqrt{2}} p_{ss'}^{(-)} \left(v_{ss'}^{(+)} \bar{A}_{(-)}^{(+)}(ss') + v_{ss'}^{(-)} \bar{A}_{(-)}^{(-)}(ss') \right) - \\ & - \frac{1}{2\sqrt{2}} \bar{p}_{ss'}^{(+)} \left(v_{ss'}^{(+)} A_{(+)}^{(+)}(ss') + v_{ss'}^{(-)} A_{(+)}^{(-)}(ss') \right) - \\ & - \frac{1}{2\sqrt{2}} \bar{p}_{ss'}^{(-)} \left(v_{ss'}^{(-)} A_{(-)}^{(+)}(ss') + v_{ss'}^{(+)} A_{(-)}^{(-)}(ss') \right) + \\ & + \frac{1}{4} p_{ss'}^{(-)} \left(u_{ss'}^{(-)} \bar{B}_{(+)}^{(-)}(ss') + u_{ss'}^{(+)} \bar{B}_{(+)}^{(-)}(ss') \right) + \\ & + \frac{1}{4} p_{ss'}^{(+)} \left(u_{ss'}^{(-)} \bar{B}_{(-)}^{(-)}(ss') + u_{ss'}^{(+)} \bar{B}_{(-)}^{(+)}(ss') \right) - \\ & - \frac{1}{4} \bar{p}_{ss'}^{(-)} \left(u_{ss'}^{(+)} B_{(+)}^{(+)}(ss') + u_{ss'}^{(-)} B_{(+)}^{(-)}(ss') \right) + \\ & + \left. \frac{1}{4} \bar{p}_{ss'}^{(+)} \left(u_{ss'}^{(-)} B_{(-)}^{(+)}(ss') + u_{ss'}^{(+)} B_{(-)}^{(-)}(ss') \right) \right]; \quad (17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q_{n\lambda\mu\sigma} \text{ или } T_{nL\lambda\mu\sigma} = \sum_{ss'} & \left[\delta_{ss'} v_s^2 q_s^{(+)} + \right. \\ & + \frac{1}{2\sqrt{2}} q_{ss'}^{(+)} \left(u_{ss'}^{(+)} A_{(-)}^{(+)}(ss') + u_{ss'}^{(-)} A_{(-)}^{(-)}(ss') \right) - \\ & - \frac{1}{2\sqrt{2}} q_{ss'}^{(-)} \left(u_{ss'}^{(-)} A_{(+)}^{(+)}(ss') + u_{ss'}^{(+)} A_{(+)}^{(-)}(ss') \right) - \\ & - \frac{1}{2\sqrt{2}} \bar{q}_{ss'}^{(+)} \left(u_{ss'}^{(-)} \bar{A}_{(-)}^{(+)}(ss') + u_{ss'}^{(+)} \bar{A}_{(-)}^{(+)}(ss') \right) + \\ & + \frac{1}{2\sqrt{2}} \bar{q}_{ss'}^{(-)} \left(u_{ss'}^{(+)} \bar{A}_{(+)}^{(+)}(ss') + u_{ss'}^{(-)} \bar{A}_{(+)}^{(-)}(ss') \right) + \\ & + \frac{1}{4} q_{ss'}^{(+)} \left(v_{ss}^{(-)} B_{(+)}^{(+)}(ss') + v_{ss'}^{(+)} B_{(+)}^{(-)}(ss') \right) - \\ & - \frac{1}{4} q_{ss'}^{(-)} \left(v_{ss'}^{(-)} B_{(-)}^{(-)}(ss') - v_{ss'}^{(+)} B_{(-)}^{(+)}(ss') \right) + \\ & + \frac{1}{4} \bar{q}_{ss'}^{(+)} \left(v_{ss'}^{(+)} \bar{B}_{(+)}^{(+)}(ss') + v_{ss'}^{(-)} \bar{B}_{(+)}^{(-)}(ss') \right) - \\ & - \left. \frac{1}{4} \bar{q}_{ss'}^{(-)} \left(v_{ss'}^{(-)} \bar{B}_{(-)}^{(+)}(ss') + v_{ss'}^{(+)} \bar{B}_{(-)}^{(-)}(ss') \right) \right], \quad (18) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
A_{(+)}^{(\pm)}(ss') &= A_{(+)}^{\dagger}(ss') \pm A_{(+)}(ss'); \\
A_{(-)}^{(\pm)}(ss') &= A_{(-)}^{\dagger}(ss') \pm A_{(-)}(ss'); \\
\bar{A}_{(+)}^{(\pm)}(ss') &= \bar{A}_{(+)}^{\dagger}(ss') \pm \bar{A}_{(+)}(ss'); \\
\bar{A}_{(-)}^{(\pm)}(ss') &= \bar{A}_{(-)}^{\dagger}(ss') \pm \bar{A}_{(-)}(ss'); \\
B_{(+)}^{(\pm)}(ss') &= B_{(+)}^{\dagger}(ss') \pm B_{(+)}(ss'); \\
B_{(-)}^{(\pm)}(ss') &= B_{(-)}^{\dagger}(ss') \pm B_{(-)}(ss'); \\
\bar{B}_{(+)}^{(\pm)}(ss') &= \bar{B}_{(+)}^{\dagger}(ss') \pm \bar{B}_{(+)}(ss'); \\
\bar{B}_{(-)}^{(\pm)}(ss') &= \bar{B}_{(-)}^{\dagger}(ss') \pm \bar{B}_{(-)}(ss'); \\
A_{(+)}(ss') &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \alpha_{s\sigma} \alpha_{s'-\sigma}; \\
A_{(-)}(ss') &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \sigma \alpha_{s\sigma} \alpha_{s'-\sigma}; \\
\bar{A}_{(+)}(ss') &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \alpha_{s\sigma} \alpha_{s'\sigma}; \\
\bar{A}_{(-)}(ss') &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \sigma \alpha_{s\sigma} \alpha_{s'\sigma}; \\
B_{(+)}(ss') &= \sum_{\sigma} \alpha_{s\sigma}^{\dagger} \alpha_{s'\sigma}; \\
B_{(-)}(ss') &= \sum_{\sigma} \sigma \alpha_{s\sigma}^{\dagger} \alpha_{s'\sigma}; \\
\bar{B}_{(+)}(ss') &= \sum_{\sigma} \alpha_{s-\sigma}^{\dagger} \alpha_{s'\sigma}; \\
\bar{B}_{(-)}(ss') &= \sum_{\sigma} \sigma \alpha_{s-\sigma}^{\dagger} \alpha_{s'\sigma}
\end{aligned} \tag{19}$$

и

$$\begin{aligned}
p_{ss'}^{(\pm)} &= p_{++}(ss') \pm p_{--}(ss'); \\
\bar{p}_{ss'}^{(\pm)} &= p_{+-}(ss') \pm p_{-+}(ss'); \\
q_{ss'}^{(\pm)} &= q_{++}(ss') \pm q_{--}(ss'); \\
\bar{q}_{ss'}^{(\pm)} &= q_{+-}(ss') \pm q_{-+}(ss'); \\
u_{ss'}^{(\pm)} &= u_s v_{s'} \pm v_s u_{s'}; \\
v_{ss'}^{(\pm)} &= u_s u_{s'} \pm v_s v_{s'}.
\end{aligned} \tag{20}$$

Матричные элементы pp - и ph - мультипольного и спин-мультипольного взаимодействий будут следующими:

$$p_{\sigma\sigma'}(ss') = \langle s\sigma | \hat{p} | s'\sigma' \rangle \quad (21)$$

$$q_{\sigma\sigma'}(ss') = \langle s\sigma | \hat{q} | s'\sigma' \rangle \quad (22)$$

с

$$\hat{p} = \mathcal{R}_{n(pp)}^{\lambda\mu}(r) Y_{\lambda,\sigma\mu}(\hat{r})$$

или

$$\hat{p} = \mathcal{R}_{n(pp)}^{L\lambda\mu}(r) \{ \hat{\sigma} Y_L \}_{\lambda,\sigma\mu}; \quad (23)$$

$$\hat{q} = \mathcal{R}_{n(ph)}^{\lambda\mu}(r) Y_{\lambda,\sigma\mu}(\hat{r})$$

или

$$\hat{q} = \mathcal{R}_{n(ph)}^{L\lambda\mu}(r) \{ \hat{\sigma} Y_L \}_{\lambda,\sigma\mu}. \quad (24)$$

Свойства pp - и ph -матричных элементов обсуждаются в работе [3].

Уравнения для щели. В качестве пробной волновой функции для основного состояния атомного ядра используем волновую функцию типа БКШ и для начала возьмем только H_0 -часть гамильтониана (9):

$$| \text{БКШ} \rangle = \prod_{\tau\tau'} \left(u_{s_\tau} + v_{s_\tau} a_{s_\tau}^\dagger + a_{s_\tau}^\dagger \right) | 0 \rangle, \quad (25)$$

где $u_s^2 + v_s^2 = 1$ и $| 0 \rangle$ означает абсолютный вакуум.

Тогда функционал энергии

$$\begin{aligned} W &= \langle \text{БКШ} | H_0 - \sum_{\tau} \lambda_{\tau} \hat{N}_{\tau} | \text{БКШ} \rangle = \\ &= \sum_{\tau} \left(\sum_{s_\tau} 2 \left(\tilde{E}_{s_\tau} - \lambda_{\tau} \right) v_{s_\tau}^2 - G_{\tau} \chi_{\tau}^2 \right) - G_4 \chi_p^2 \chi_n^2. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь λ_{τ} — уровень Ферми для нуклона, \hat{N}_{τ} — оператор числа нуклонов и

$$\chi_{\tau} = \langle \text{БКШ} | \sum_{s_\tau} a_{s_\tau}^\dagger + a_{s_\tau}^\dagger | \text{БКШ} \rangle + \sum_{s_\tau} u_{s_\tau} v_{s_\tau} \quad (27)$$

— так называемая парная корреляционная функция или параметр порядка и

$$\tilde{E}_{s_{p(n)}} = E_{s_{p(n)}} - \frac{1}{2} \left(G_{p(n)} + G_4 \chi_{n(p)}^2 \right) v_{s_{p(n)}}^2 - \frac{1}{4} G_4 v_{s_{p(n)}}^2 \sum_{s_{n(p)}} v_{s_{n(p)}}^4 \quad (28)$$

— модифицированные (по сравнению с $E_{s_{p(n)}}$) одночастичные энергии.

Обычно эти поправки к самосогласованному полю опускаются [3].

Минимизация функции W по вариационным параметрам, даваемая уравнением (26), ведет к следующим уравнениям:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (G_{p(n)} + G_4 \chi_{n(p)}^2) \sum_{s_{p(n)}} \varepsilon_{s_{p(n)}}^{-1} &= 1; \\ \sum_{s_\tau} \left(1 - \left(\tilde{E}_{s_\tau} - \lambda_\tau \right) \varepsilon_{s_\tau}^{-1} \right) &= N_\tau; \\ \varepsilon_{s_\tau} &= \sqrt{(\tilde{E}_{s_\tau} - \lambda_\tau)^2 + \Delta_\tau^2} \end{aligned} \quad (29)$$

для четно-четных деформированных сверхтекучих ядер. Для нечетных и нечетно-нечетных деформированных сверхтекучих ядер эти уравнения модифицируются с учетом эффекта блокировки [3].

Параметры Боголюбова — Валатина u_s и v_s выбираются в соответствии с формулой

$$\begin{pmatrix} u_{s_\tau}^2 \\ v_{s_\tau}^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \tilde{E}_{s_\tau} - \lambda_\tau \\ \varepsilon_{s_\tau} \end{pmatrix}, \quad (30)$$

и корреляционная функция принимает вид

$$\chi_\tau = \frac{1}{2} \Delta_\tau \sum_{s_\tau} \varepsilon_{s_\tau}^{-1}. \quad (31)$$

Уравнения для начальной щели и связи с учетом тривиальных решений имеют вид

$$\Delta_{p(n)} = \chi_{p(n)} (G_{p(n)} + G_4 \chi_{n(p)}^2) \sum_{s_\tau} 2v_{s_\tau}^2 = N_\tau. \quad (32)$$

Тривиальные решения $\Delta_\tau = 0$ существуют всегда, однако есть случаи, когда полный минимум корреляционной энергии (который определяет основное состояние ядра) получается для нетривиальных решений. Это случай сверхтекучих ядер.

Уравнения для щели в сферических ядрах получаются из вышеприведенных уравнений для щели просто заменой ε_s^{-1} на $\Omega_s \varepsilon_s^{-1}$, в то время как в уравнении связи мы должны умножить каждый член в сумме на Ω_s , причем $\Omega_s = \frac{1}{2}(2j_s + 1)$. Корреляционная функция модифицируется в соответствии с предписаниями уравнений для щели.

Простое исследование уравнений для щели показывает, что протонные и нейтронные уравнения связаны, т.е. возможно, что сверхтекучести протонной и нейтронной систем генерируют друг друга даже в том случае, когда для одной системы в отсутствие четырехнуклонных взаимодействий условие Беляева [53] не удовлетворяется. Дополнительный член $G_4 \chi^2$ может увеличивать парные силы, чтобы удовлетворить условию Беляева. Более того, как мы увидим ниже, уравнения для щели могут иметь для некоторых ядер больше одного набора решений, и этот факт открывает новую область исследований.

Определение констант связи из эксперимента. Для определения констант связи в ряде работ в рамках РСМ для частных случаев используем хорошо известную разницу масс [3]:

$$P_Z = \frac{1}{2} \{ 2\varepsilon(Z-1, N) - \varepsilon(Z, N) - \varepsilon(Z-2, N) \}; \quad (33)$$

$$P_N = \frac{1}{2} \{ 2\varepsilon(Z, N-1) - \varepsilon(Z, N) - \varepsilon(Z, N-2) \} \quad (34)$$

для парного взаимодействия (G_p и G_n) и

$$P_4 = \varepsilon(Z, N) - \varepsilon(Z-2, N-2) - \varepsilon(Z+1, N) + \varepsilon(Z-1, N) - \varepsilon(Z, N+1) + \varepsilon(Z, N-1) \quad (35)$$

для взаимодействия четырех нуклонов (G_4) [18]. Тогда

$$\varepsilon(Z, N) = \sum_{\tau} \left(\sum_{s_{\tau}} 2E_{s_{\tau}} v_{s_{\tau}}^2 - G_{\tau} \chi_{\tau}^2 \right) - G_4 \chi_p^2 \chi_n^2 \quad (36)$$

для четно-четного ядра и

$$\begin{aligned} \varepsilon(Z-1, N) = & E_{s_{0,p}} + \sum_{s_p \neq s_{0,p}} 2E_{s_p} v_{s_p}^2 + \\ & + \sum_{s_n} 2E_{s_n} v_{s_n}^2 - G_p \tilde{\chi}_p^2 - G_n \tilde{\chi}_n^2 - G_4 \tilde{\chi}_p^2 \tilde{\chi}_n^2 \end{aligned} \quad (37)$$

для нечетного по протонам ядра [3], где

$$\tilde{\chi}_p = \sum_{s_p \neq s_{0,p}} u_{s_p} v_{s_p} \quad (38)$$

Экспериментальные величины P_Z, P_N, P_4 получаются из уравнений (35)—(37) заменой энергий ε на экспериментальные энергии связи

(-B) [54]. Величина P_4 может быть выбрана тем же способом по аналогии с величиной для парных вибраций [2,3,52], а именно:

$$P_4 \cong \varepsilon(Z, N) - \varepsilon(Z - 2, N - 2) - 2\lambda_p - 2\lambda_n. \quad (39)$$

При определении величин P_Z, P_N, P_4 рассматриваются восемь ядер. Для каждого ядра из этого набора мы должны решить систему 35 нелинейных уравнений с 35 неизвестными для каждого ядра (Z, N) . Учитывая обычным образом $A = (Z + N)$ зависимость констант связи

$$G_p = \frac{1}{A} C_p; G_n = \frac{1}{A} C_n \quad (40)$$

и

$$G_4 = \frac{1}{A_2} C_4, \quad (41)$$

вычислим для некоторых ядер области редких земель и актиноидов C_p, C_n, C_4 — параметры щели и теоретические значения P_Z, P_N, P_4 , которые выбираются как можно более близкими к экспериментальным значениям. Результаты [18] приведены в табл. 1—3 и на рис. 7—12. Выражение (41) может быть получено на основе предположения о приближительной факторизации вершины двухпарного взаимодействия с силами связи в виде (40). Мы попытались фитировать экспериментальные разности масс P_Z, P_N, P_4 на основе A -зависимости G_4 , близкой к $1/A^2$ ($1/A^{5/3}$ или $1/A^{7/3}$), однако подгонка была неудачной. В выполненных вычислениях энергетическое обрезание включает примерно 40 нейтронных и 40 протонных уровней деформированного потенциала Саксона — Вудса [55].

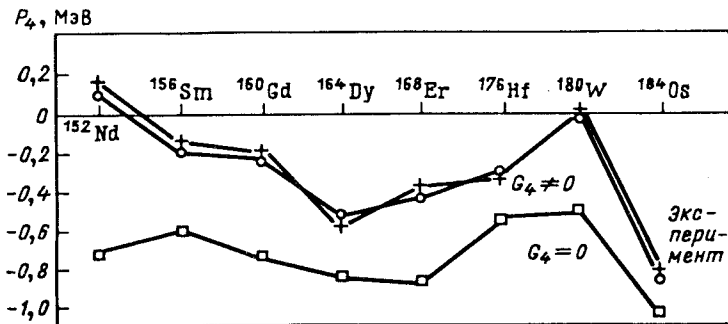


Рис. 7. Экспериментальные и теоретические значения P_4 (с учетом и без учета H_4) (см. уравнение (27) и текст)

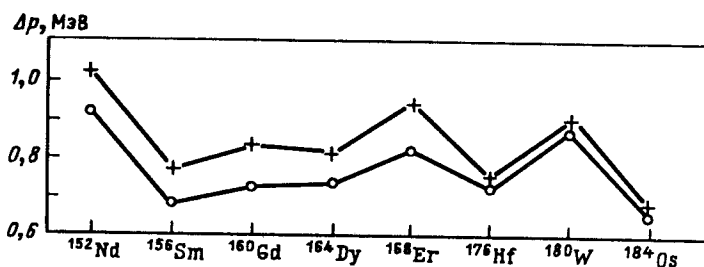


Рис. 8. Протонная парная энергетическая щель (с учетом и без учета H_4 -взаимодействия)

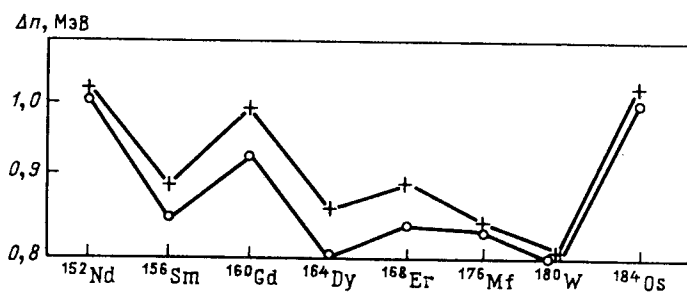


Рис. 9. Нейтронная парная энергетическая щель (с учетом и без учета H_4 -взаимодействия)

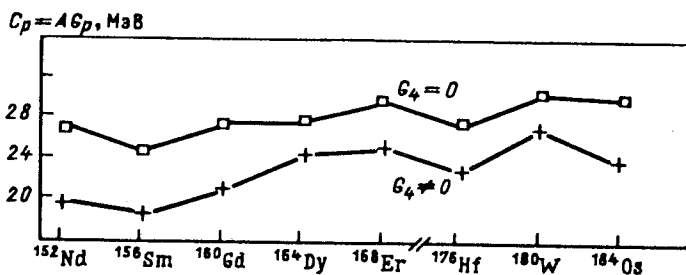


Рис. 10. Протонная парная константа

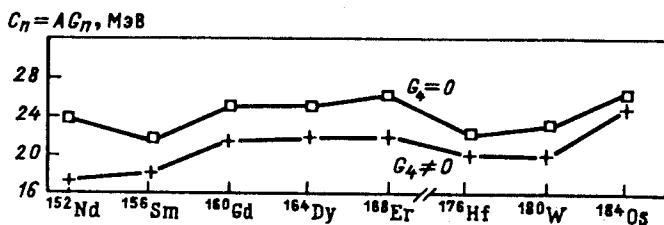


Рис. 11. Нейтронная парная константа

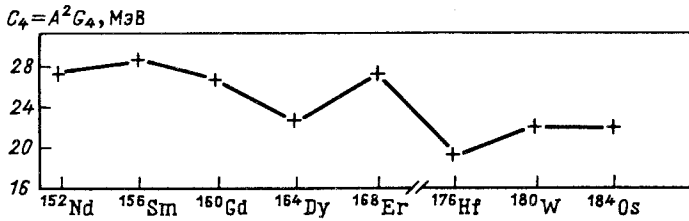


Рис.12. Константа четырехнуклонного взаимодействия

Таблица 1. РСМ-константы связи и параметры энергетической щели, вычисленные с учетом и без учета H_4 -взаимодействия для различных ядер

Ядро	C_p	C_n	C_4	Δ_p , МэВ	Δ_n , МэВ
$^{152}_{60}\text{Nd}_{92}$	19,3	17,1	27,7	1,170	1,160
	26,4	23,6	0	0,920	1,110
$^{156}_{62}\text{Sm}_{94}$	18,3	18,0	29,2	0,777	0,889
	24,4	21,8	0	0,685	0,850
$^{160}_{64}\text{Gd}_{96}$	21,0	21,6	27,0	0,832	0,991
	26,7	24,9	0	0,752	0,925
$^{164}_{66}\text{Dy}_{98}$	24,2	21,8	22,7	0,818	0,833
	27,7	24,6	0	0,739	0,800
$^{168}_{68}\text{Er}_{100}$	25,5	22,1	27,6	0,949	0,887
	29,4	26,1	0	0,832	0,839
$^{176}_{72}\text{Hf}_{104}$	23,2	19,9	19,1	0,755	0,843
	27,8	22,3	0	0,737	0,840
$^{180}_{74}\text{W}_{106}$	26,8	19,8	22,2	0,908	0,803
	31,3	23,0	0	0,878	0,786
$^{184}_{76}\text{Os}_{108}$	24,1	25,2	22,1	0,688	1,175
	31,6	26,3	0	0,670	1,080
$^{240}_{94}\text{Pu}_{146}$	34,0	21,5	15,2	0,900	0,685
	31,7	19,9	14,5	0,609	0,355

Параметры щели слегка увеличиваются в области сверхтекучих ядер, когда включают G_4 . На границе сверхтекучих областей, однако, мы можем иметь больше чем одно решение, и, конечно, параметры щели имеют другое поведение.

Таблица 2. Экспериментальные нечетно-четные массовые разности и величина P_4 (см. уравнение (27)), вычисленная с учетом и без учета H_4 -взаимодействия для различных ядер

Ядро	P_Z , МэВ (эксп.)	P_Z , МэВ (теория)	P_N , МэВ (эксп.)	P_N , МэВ (теория)	P_4 , МэВ (эксп.)	P_4 , МэВ (теория)
$^{152}_{60}\text{Nd}_{92}$	0,675	0,676 0,674	0,971	0,973 0,971	0,163	0,104 -0,736
$^{156}_{62}\text{Sm}_{94}$	0,474	0,474 0,473	0,721	0,721 0,720	-0,177	-0,181 -0,617
$^{160}_{64}\text{Gd}_{96}$	0,517	0,517 0,517	0,754	0,752 0,754	-0,216	-0,218 -0,766
$^{164}_{66}\text{Dy}_{98}$	0,428	0,429 0,428	0,684	0,684 0,684	-0,582	-0,576 -0,825
$^{168}_{68}\text{Er}_{100}$	0,504	0,504 0,504	0,667	0,667 0,667	-0,401	-0,401 -0,883
$^{176}_{72}\text{Hf}_{104}$	0,594	0,593 0,593	0,728	0,727 0,728	-0,348	-0,340 -0,576
$^{180}_{74}\text{W}_{106}$	0,681	0,681 0,680	0,741	0,742 0,741	0,076	0,070 -0,508
$^{184}_{76}\text{Os}_{108}$	0,439	0,440 0,439	0,910	0,912 0,910	-0,823	-0,830 -1,222
$^{240}_{94}\text{Pu}_{146}$	0,591	0,603	0,443	0,419	-0,313	-0,326
$^{246}_{98}\text{Cf}_{148}$	0,538	0,542	0,546	0,543	-0,266	-0,253

Решения уравнений для щели и фазовые диаграммы. Граница между нормальными и сверхтекучими ядрами, когда $G_4 = 0$, дается равенством [53]

$$G_{p(n)} = G_{p(n)}^{\text{cr}}, \quad (42)$$

где

$$\frac{1}{2} G_r^{\text{cr}} \sum_s \frac{\Omega_{s_r}}{|\tilde{E}_{s_r} - \lambda_r|} = 1 \quad (43)$$

с $\Omega_s = 1$ для деформированного аксиально-симметричного ядра и $\Omega_s = \frac{1}{2}(2j_s + 1)$ для сферического ядра. Фазовая структура этой модели по отношению к контролируемым параметрам G_r уменьшает (независимо от нейтронов и протонов) нормальные фазы для $G_r \leq G_r^{\text{cr}}$ и сверхтекучие фазы в противоположных случаях, причем это фазовые переходы второго

Таблица 3. Сверхтекучие корреляционные функции (см. уравнение (19)) (спектроскопические факторы), вычисленные с учетом и без учета H_4 -взаимодействия для различных ядер

Ядро	C_4	χ_p^2	χ_n^2
$^{152}_{60}\text{Nd}_{92}$	27,7	37,7	53,6
	0	27,9	51,5
$^{156}_{62}\text{Sm}_{94}$	29,2	22,4	38,7
	0	19,1	37,5
$^{160}_{64}\text{Gd}_{96}$	27,0	23,4	38,3
	0	20,2	35,2
$^{164}_{66}\text{Dy}_{98}$	22,7	22,0	29,7
	0	19,0	28,2
$^{168}_{68}\text{Er}_{100}$	27,6	26,9	31,2
	0	22,2	29,2
$^{176}_{72}\text{Hf}_{104}$	19,1	22,3	44,0
	0	21,9	43,8
$^{180}_{74}\text{W}_{106}$	22,2	26,6	38,9
	0	25,4	37,7
$^{184}_{76}\text{Os}_{108}$	22,1	15,9	63,1
	0	15,2	56,9
$^{240}_{94}\text{Pu}_{146}$	15,2	33,7	47,6

рода. Такие фазовые переходы наблюдаются в двухнуклонных реакциях передач [56], в процессах α -кластеризации и т.д. В случае нашей модели аналогичная граница не наблюдается. Полная дискуссия по трем контролируемым параметрам (G_p, G_n, G_4) и произвольному одночастичному спектру практически невозможна. Чтобы понять характер и фазовую структуру и идентифицировать специфические особенности, связанные с силой нового взаимодействия G_4 , мы обсудим упрощенную модель, которая заслуживает внимания сама по себе и имеет очень нетривиальное поведение в реалистическом случае.

Предположим, что одночастичная часть (10) гамильтониана (9) имеет эквидистантный спектр для двух типов фермионов (будем называть такую упрощенную одночастичную модель — однородной моделью (ОМ)), и введем следующие обозначения:

$$\tilde{E}_s = E_F(\tau) - k/\rho_\tau; \quad (44)$$

$$\lambda_{\tau} = E_F(\tau) + \sigma_{\tau}/\rho_{\tau}; \quad (45)$$

$$g_{\tau} = \rho_{\tau} G_{\tau}; \quad (46)$$

$$x_{\tau} = (\rho_{\tau} \Delta_{\tau})^2; \quad (47)$$

$$g_4 = \rho G_4, \quad (48)$$

где

$$\rho = \frac{1}{2} (\rho_p + \rho_n) \quad (49)$$

и k — целые числа, принадлежащие Λ -оболочкам [57] (энергетическое обрезание), определяются интервалами $[-N_{1,\tau}, N_{2,\tau}]$; $E_F(\tau)$ и λ_{τ} — соответственно энергии Ферми для невзаимодействующих фермионов с помощью $H_{\text{pair}} + H_4$ и для взаимодействующих — с помощью $H_{\text{pair}} + H_4$ типа τ . Более того, проанализируем «симметричный» случай, когда протоны и нейтроны имеют одинаковые свойства:

$$\rho_p = \rho_n = \rho; \quad g_p = g_n = g_2; \quad \lambda_p = \lambda_n = \lambda; \quad \sigma_p = \sigma_n = \sigma, \quad (50)$$

для которых уравнения щели имеют только симметричные решения

$$x = x_p = x_n, \quad (51)$$

и в случае наполовину заполненной Λ -оболочки

$$N_{1,\tau} = n; \quad N_{2,\tau} = n + 1 \quad (52)$$

уравнение связи из (29) имеет решения

$$\sigma_{\tau} = \sigma = 1/2. \quad (53)$$

Корреляционная энергия в нашей модели становится

$$\varepsilon = \rho E_{\text{corr}} = \rho(W(x) - W(0)) = 2(n+1)^2 - 4S_1(x) + 4xS_{-1}(x) - 2g_2 x S_{-1}^2(x) - g_4 x^2 S_{-1}^4(x) \quad (54)$$

с

$$S_j(x) = \frac{1}{2} \sum_{k=-n}^{n+1} \left(x + \left(k - \frac{1}{2} \right)^2 \right)^{j/2}, \quad (55)$$

которая должна быть изучена для решения уравнения для щели

$$F(x) = [g_2 + g_4 x S_{-1}^2(x)] S_{-1}(x) - 1 = 0. \quad (56)$$

Для нахождения числа и характера решений уравнения (56) будут полезны следующие кривые в плоскости (g_2, g_4) :

$$F(x) = 0; \quad \frac{dF(x)}{dx} = 0; \quad (57)$$

$$\varepsilon(0) = 0; \quad F(0) = 0; \quad (58)$$

$$\varepsilon(x_1) = \varepsilon(x_3) < 0 \quad (59)$$

и дополнительно

$$\varepsilon(x) = 0; \quad F(x) = 0. \quad (60)$$

Для $n = 20$ кривая (57) (штрихпунктир на рис. 13) разделяет области, в которых число решений уравнения для щели (56) отличается вдвое. Кривая (58) (сплошная и горизонтальная $(ADBF)$, начинающаяся с точки $(g_2 = 0,2, g_4 = 0)$) разделяет области, в которых число решений раз-

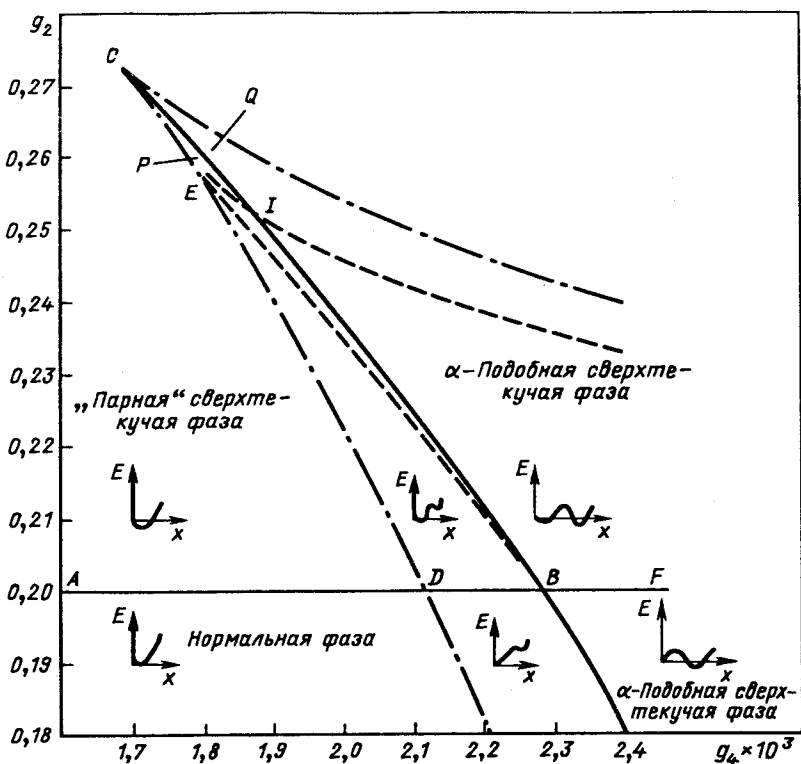


Рис. 13. Фазовая диаграмма

личается на 1 и в случае $g_4 = 0$ уменьшает критическое значение, получаемое из условия Беляева [53]. В точке пересечения кривой (59) (сплошная кривая *CIBH* на рис.13) система меняет свой глобальный минимум от $\epsilon(x_1)$ к $\epsilon(x_3)$, причем решение x_2 соответствует максимуму корреляционной энергии $\epsilon(x)$. Пересечение кривой (60) (пунктир на рис.13) изменяет знак корреляционной энергии для одного решения уравнения для щели (56). Необходимо в дальнейшем учесть, что глобальный минимум корреляционной энергии (54) соответствует основному состоянию системы, в то время как локальный минимум может описывать метастабильное состояние. Принимая во внимание, что производные корреляционной энергии (54) по отношению к контролируемым параметрам g_2 и g_4 для $x = x_0$, причем x_0 является решением уравнения для щели (56),

$$\frac{d\epsilon(x)}{dg_2} = -2x_0 S_{-1}^2(x_0) < 0; \quad (61)$$

$$\frac{d\epsilon(x)}{dg_4} = -x_0^2 S_{-1}^4(x_0) < 0 \quad (62)$$

подсказывают, когда параметр щели имеет разрыв, мы приходим к следующим выводам (см. рис.13).

Если мы забудем на время о тривиальных решениях уравнений для щели ($\Delta_p = 0$ и $\Delta_n = 0$) в области *OADG*, то уравнение (56) не имеет решений и основное состояние системы существует в нормальной фазе.

В области *ADECF* уравнение для щели имеет одно решение, которое соответствует отрицательному минимуму корреляционной энергии. Основное состояние системы находится в парной сверхтекучей фазе [15—18].

В области *GDECFFHG* уравнение для щели имеет три решения, два из них соответствуют минимуму корреляционной энергии и одно — максимуму. Один из минимумов глубже (глобальный минимум) и соответствует основному состоянию системы, а другой (локальный) минимум соответствует метастабильному состоянию. Если это метастабильное состояние имеет большое время жизни, то оно может рассматриваться как изомер. В области *HBDC* основное состояние системы находится в нормальной фазе, в то время как метастабильное состояние, соответствующее локальному минимуму, находится в α -подобной сверхтекучей фазе [15—18].

В области *BDC* основное состояние находится в парной сверхтекучей фазе, в то время как метастабильное — в α -подобной сверхтекучей фазе.

В области *BCF* ситуация противоположна, основное состояние системы находится в α -подобной сверхтекучей фазе, в то время как метаста-

бильное состояние находится в парной сверхтекучей фазе. Наконец, в области $HB\bar{F}$ основное состояние — в α -подобной сверхтекучей фазе, в то время как метастабильное состояние — в нормальной фазе.

Пересечение сплошной горизонтальной линии $ADBF$ соответствует фазовым переходам второго рода. Этот тип фазовых переходов уже известен из рассмотрений в рамках парной модели [2,56] (которая является частным случаем нашей модели при $g_4 = 0$). В рамках PCM пересечение границы заменяется вертикальной линией вдоль g_2 (см. рис.13) в точке ($g_2 = 0,2, g_4 = 0$).

Отметим еще, что в нашей фазовой диаграмме вдоль линии $ADBF$ возможно два вида фазовых переходов второго рода между нормальной фазой и парной сверхтекучей фазой, один — для основных состояний в области $HBDAOG$ и другой — для метастабильных состояний в области $HB\bar{F}$. Пересечение кривой $CIBH$ соответствует фазовому переходу первого рода двух типов: от парной сверхтекучей фазы к α -подобной сверхтекучей фазе (CIB) и от нормальной фазы к α -подобной сверхтекучей фазе.

Несколько комментариев, уместных здесь. Первый из них: наше приближение среднего поля не учитывается серьезно для щелей, которые незначительно меньше обрезания (в нашем случае $n + 1$), иначе для ситуации с сильной связью. В частности, переход через кривую $CIBH$, который появляется для $\sqrt{x} \geq 22$ (иначе для рис.13 и $\sqrt{x} \geq 2(n + 1)$), действительно может создать некоторые трудности. Возможно, что рассмотрение в рамках ренормализационной группы даст некоторые аргументы в пользу того, уменьшит или усилит этот переход усовершенствованная корреляционная энергия. В альтернативном подходе, выясняющем этот пункт, возможно рассмотрение зависимости контролируемых параметров g_2 и g_4 , для которых присутствует естественное обрезание. В любом случае большая часть представленной на рис.13 фазовой диаграммы находится в рамках нашего приближения, так что по крайней мере часть найденного нами богатства поведения гарантируется.

Новая фаза, рассмотренная здесь, — α -подобная сверхтекучая фаза, лежит в той части фазовой диаграммы, где доминирует g_4 (см. рис.13), в то время как парная сверхтекучая фаза — в области с доминирующей g_2 . Поскольку g_4 — сила связи в H_4 -взаимодействии, которое практически является взаимодействием между одной куперовской протонной и одной куперовской нейтронной парами, мы назвали эту новую фазу α -подобной сверхтекучей фазой.

4. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПРИ КОНЕЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

С того момента, когда понятие температуры было введено [58] в ядерной физике, оно интенсивно изучается как с точки зрения формализма, включающего температуру, так и с точки зрения понимания тех ядерных процессов, которые могут быть описаны с помощью этого параметра. Хотя ядерные системы являются конечными, большое число степеней свободы может быть возбуждено при не очень высоких энергиях. Следовательно, необходимо статистическое рассмотрение. Этот факт известен с начального этапа развития ядерной физики, в основном для описания реакций с нейтронами и деления. Сейчас добавилась область физики тяжелых ионов, для которой получают информацию в этом же приближении. Возбуждение уровней над ираст-линией [59,60] предпочтительно происходит через коллективные состояния ($T = 0$). Поскольку оказывается, что время, необходимое для достижения теплового равновесия, меньше времени возбуждения [59,60] состояний над ираст-линией, ожидается, что в этой области возбуждения атомное ядро можно описать моделями среднего поля при конечной температуре ($T \neq 0$). В то же время оказывается, что температура является подходящим параметром для различия фазовых переходов, специфических для среднего поля. Экстенсивными переменными являются S (энтропия), I (спин), N_τ (число нуклонов типа τ), а интенсивными переменными являются T (температура), ω (квант вращательной энергии), λ_τ (энергия Ферми взаимодействующих нуклонов), которые являются параметрами Лагранжа, связанными с S , I , N_τ соответственно.

Могут быть введены различные термодинамические потенциалы, такие как, например, $G_I = E - TS - \omega I$; $G_\tau = E - TS - \lambda_\tau N_\tau$; $G_{np} = E - TS - \sum_\tau \lambda_\tau N_\tau$ или $G_{Inp} = E - TS - \omega I - \sum_\tau \lambda_\tau N_\tau$. Анализируя поведение этих термодинамических потенциалов по отношению к интенсивным переменным, мы можем определить (в рамках различных приближений ХФ [61—63], ХФБ [59,64], БКШ + кренкинг-модель [60,61,65] и т.д.) фазовые переходы, которые могут быть различного типа (и порядка), как, например, фазовый переход первого рода от сферической к деформированной форме [62,63], фазовый переход второго рода от нормальной к сверхтекучей (парной) фазе [65,66] и т.д.

Уравнение для щели при конечной температуре. В нашем случае термодинамический (гиббсовский) потенциал для системы взаимодействующих нуклонов имеет вид

$$\mathcal{G} = \hat{H} - \sum_{\tau} \lambda_{\tau} \hat{N}_{\tau} - k_B T S, \quad (63)$$

где $\hat{H} = H_0$ из (1) и

$$\begin{aligned} S &= 2 \sum_{\tau} \sum_{s_{\tau}} \ln \left\{ (1 - \bar{n}_{s_{\tau}})^{\bar{n}_{s_{\tau}}} - 1 \bar{n}_{s_{\tau}}^{-\bar{n}_{s_{\tau}}} \right\} = \\ &= 2 \sum_{\tau} \sum_{s_{\tau}} \left\{ \frac{1}{k_B T} \varepsilon_{s_{\tau}} \bar{n}_{s_{\tau}} - \ln(1 - \bar{n}_{s_{\tau}}) \right\} \end{aligned} \quad (64)$$

— это энтропия [60]. В этих уравнениях

$$\bar{n}_{s_{\tau}} = \left(1 + \exp \frac{\varepsilon_{s_{\tau}}}{k_B T} \right)^{-1} \quad (65)$$

— числа заполнения одноквазичастичных состояний, $E_{s_{\tau}}$ и $\varepsilon_{s_{\tau}}$ — одноквазичастичные и одноквазичастичные энергии, $\lambda_{s_{\tau}}$ — энергии Ферми для взаимодействующих нуклонов, k_B — постоянная Больцмана и T — температура. Определим одноквазичастичный гамильтониан следующим образом [60]:

$$\tilde{H} = U_0 + \sum_{\tau} \sum_{s'_{\tau} s''_{\tau}} \varepsilon_{s'_{\tau}} \alpha_{s'_{\tau}}^{\dagger} \alpha_{s''_{\tau}}, \quad (66)$$

где U_0 — постоянная и термодинамическое среднее от любого оператора \hat{O} определяется:

$$\langle \hat{O} \rangle_0 = \frac{\text{Tr} \left(\hat{O} \exp \left(- \frac{\hat{H}}{k_B T} \right) \right)}{\text{Tr} \exp \left(- \frac{\hat{H}}{k_B T} \right)}. \quad (67)$$

Используя термодинамическое среднее следующих операторов:

$$\left\langle \sum_{s_{\tau}} \alpha_{s_{\tau}}^{\dagger} \alpha_{s_{\tau}} \right\rangle_0 = 2 \bar{n}_{s_{\tau}}; \quad (68)$$

$$\langle A(s_{\tau} s'_{\tau}) \rangle_0 = 0; \quad (69)$$

$$P_{\tau} = \langle \hat{P}_{\tau} \rangle_0 = \sum_{s_{\tau}} u_{s_{\tau}} v_{s_{\tau}} (1 - 2 \bar{n}_{s_{\tau}}), \quad (70)$$

запишем гиббсовский термодинамический потенциал (63) в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{G} = \sum_{\tau} \left\{ 2 \sum_{s_{\tau}} \left(\tilde{E}_{s_{\tau}} - \lambda_{\tau} \right) \left[\bar{n}_{s_{\tau}} + v_{s_{\tau}}^2 (1 - 2\bar{n}_{s_{\tau}}) \right] - G_{\tau} P_{\tau}^2 - \right. \\ \left. - 2k_B T \sum_{s_{\tau}} \left[\frac{1}{k_B T} \bar{n}_{s_{\tau}} \varepsilon_{s_{\tau}} - \ln(1 - \bar{n}_{s_{\tau}}) \right] \right\} - G_4 P_p^2 P_n^2. \end{aligned} \quad (71)$$

В пределе $G_4 \rightarrow 0$ выражение (71) идентично тому, которое получено в работах [60, 65] в рамках парной модели.

Применяя вариационный принцип к этому потенциалу Гиббса

$$\delta \mathcal{G} = \sum_{s_{\tau}} \left(\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial v_{s_{\tau}}} \delta v_{s_{\tau}} + \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \bar{n}_{s_{\tau}}} \delta \bar{n}_{s_{\tau}} \right) = 0 \quad (72)$$

с условием $u_{s_{\tau}}^2 + v_{s_{\tau}}^2 = 1$, получаем

$$\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial v_{s_{\tau}}} = \frac{2(1 - 2\bar{n}_{s_{\tau}})}{u_{s_{\tau}}} \left\{ (E_{s_{\tau}} - \lambda_{\tau}) 2u_{s_{\tau}} v_{s_{\tau}} - (u_{s_{\tau}}^2 - v_{s_{\tau}}^2) \Delta_{\tau} \right\} = 0, \quad (73)$$

где

$$\Delta_{\tau} = P_{\tau} (G_{\tau} + G_4 P_{-\tau}^2) \quad (74)$$

и

$$\frac{\partial \mathcal{G}}{\partial \bar{n}_{s_{\tau}}} = 2 \left\{ (E_{s_{\tau}} - \lambda_{\tau}) (u_{s_{\tau}}^2 - v_{s_{\tau}}^2) + 2u_{s_{\tau}} v_{s_{\tau}} \Delta_{\tau} - E_{s_{\tau}} \right\} = 0. \quad (75)$$

При решении двух последних уравнений получим выражение для одноквазичастичной энергии

$$\varepsilon_{s_{\tau}} = \sqrt{(E_{s_{\tau}} - \lambda_{\tau})^2 + \Delta_{\tau}^2} \quad (76)$$

и вероятности заполнения

$$\begin{pmatrix} u_{s_{\tau}}^2 \\ v_{s_{\tau}}^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{E_{s_{\tau}} - \lambda_{\tau}}{\varepsilon_{s_{\tau}}} \right]. \quad (77)$$

Уравнения для щели и связи имеют вид [60, 65]:

$$\frac{1}{2} \{ G_{\tau} + G_4 P_{-\tau}^2 \} \sum_{s_{\tau}} \frac{1 - 2\bar{n}_{s_{\tau}}}{\varepsilon_{s_{\tau}}} = 1; \quad (78)$$

$$\sum_{s_{\tau}} \left\{ 1 - (1 - 2\bar{n}_{s_{\tau}}) \frac{E_{s_{\tau}} - \lambda_{\tau}}{\varepsilon_{s_{\tau}}} \right\} = N_{\tau}, \quad (79)$$

где N_{τ} — число частиц типа τ , вносящих вклад в сверхтекучесть системы. Решения двух последних уравнений при данной температуре дают ответ на вопрос о том, какой фазе принадлежит анализируемое ядро.

Новые виды фазовых переходов при конечных температурах. Чтобы понять характер фазовой структуры как функцию температуры, используем вновь однородную модель (ОМ) (см. разд.3).

Коррелированный потенциал Гиббса, аналогичный корреляционной энергии, имеет вид [67,68]:

$$\begin{aligned} \varepsilon(g_2, g_4, t; x) &\equiv \rho [\mathcal{G}(g_2, g_4, t; x) - \mathcal{G}(g_2, g_4, t; 0)] = \\ &= 4S_1(t; 0) - 4S_1(t; x) + 4xS_{-1}(t, x) - 2g_2xS_{-1}^2(t, x) - g_4x^2S_{-1}^4(t, x) - \\ &\quad - 4t \sum_{k=-n}^{n+1} \{ t^{-1} \varepsilon_k(x) \bar{n}_k(t, x) - \ln(1 - \bar{n}_k(t, x)) \}, \end{aligned} \quad (80)$$

где

$$t = \rho k_B T; \quad (81)$$

$$S_j(x) = \frac{1}{2} \sum_{k=-n}^{n+1} (x + (k - 1/2)^2)^{j/2} (1 - \bar{n}_k(t, x)); \quad (82)$$

$$\bar{n}_k(t, x) = \left[1 + \exp \frac{(x + (k - 1/2)^2)^{1/2}}{t} \right]^{-1}; \quad (83)$$

$$\varepsilon_k(x) = (x + (k - 1/2)^2)^{1/2}. \quad (84)$$

Аналогичное выражение для щели (56) может быть записано следующим образом:

$$F(g_2, g_4, t; x) = \frac{\partial \sigma(g_2, g_4, t; x)}{\partial x} = 0. \quad (85)$$

Фазовую диаграмму, аналогичную данной на рис.13, вновь очень трудно получить, однако можно проанализировать два гипотетических ядра P ($g_2 = 0,26$, $g_4 = 0,00180$) и Q ($g_2 = 0,26$, $g_4 = 0,00183$), причем первое принадлежит парной сверхтекучей фазе, а второе — α -подобной

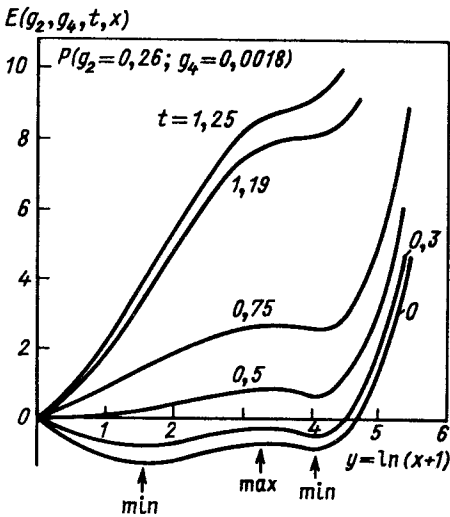


Рис.14. Коррелированный потенциал Гиббса для P -ядра (см. текст) в зависимости от параметра щели при различных температурах

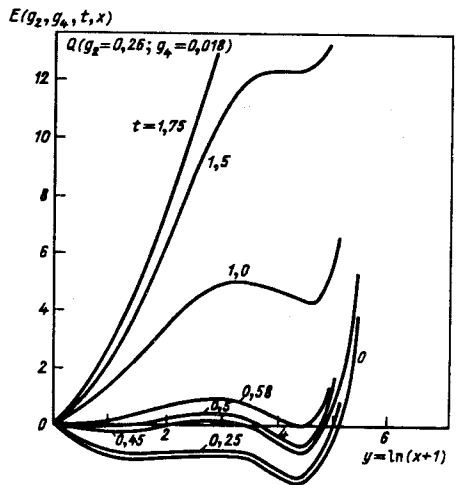


Рис.15. Коррелированный потенциал для Q -ядра (см. текст) в зависимости от параметра щели при различных температурах

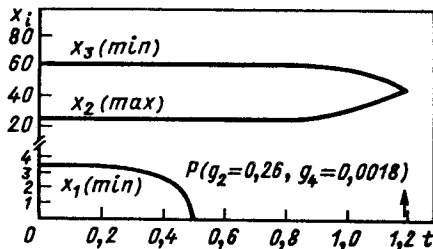


Рис.16. Параметры энергетической щели P -ядра (см. текст) как функция температуры

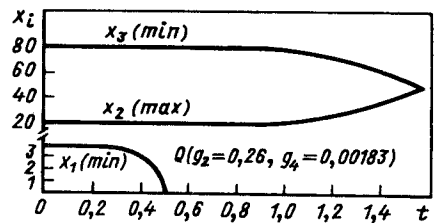


Рис.17. Параметры энергетической щели Q -ядра (см. текст) как функция температуры

сверхтекучей фазе (см. рис.13). На рис.14—19 видны фазовые переходы, обсуждавшиеся в предыдущем разделе, проанализированные при возрастании температуры. В рамках температурного приближения существование и характеристики нормальной и сверхтекучей фаз анализируются яснее. Фазовый переход второго рода между парной сверхтекучей и нормальной фазами существует при возрастании температуры до $t = 0,51$ для P -ядра.

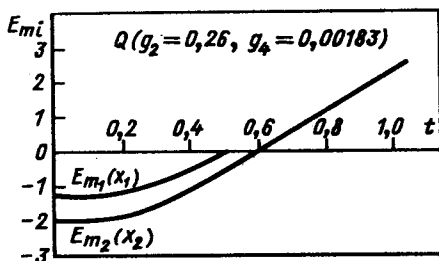


Рис.18. Значения коррелированного потенциала Гиббса в точках минимумов для Q -ядра (см. текст) как функция температуры

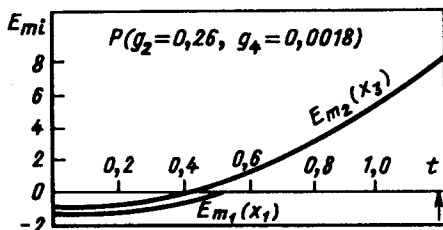


Рис.19. Значения коррелированного потенциала Гиббса в точках минимумов для Q -ядра (см. текст) как функция температуры

Фазовый переход первого рода между α -подобной сверхтекучей и нормальной фазами существует при возрастании температуры до $t = 0,58$ для Q -ядра.

Как видно из рис.16 и 17, наблюдаются новые критические температуры, соответствующие α -подобной сверхтекучей фазе, в дополнение к известным парным критическим температурам (см. рис. 16—19 и работу [60]).

Некоторые другие выводы относительно фазовых переходов для метастабильных состояний (сверхтекучие изомеры) могут быть сделаны на основе рис.14—19.

5. НЕКОТОРЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ РАСШИРЕННОЙ СВЕРХТЕКУЧЕЙ МОДЕЛИ

Природа нечетно-четных колебаний зарядовых радиусов цепочки изотопов различных ядер. Некоторые экспериментальные данные относительно нечетно-четных колебаний зарядовых радиусов цепочки изотопов различных элементов были представлены в разд.2. В этом разделе мы попытаемся дать некоторое модельно-зависимое объяснение этого эффекта.

Ядерные зарядовые радиусы в течение длительного времени являются предметом интенсивного исследования [7]. Из жидкокапельной модели следует формула для среднеквадратичных ядерных радиусов

$$\langle r^2(A) \rangle^{1/2} = \sqrt{(3/5)} r_0(A) A^{1/3}, \quad (86)$$

где $r_0(A)$ имеет слабую A -зависимость:

$$r_0(A) = 1,5 + 1,8A^{-2/3} - 1,2A^{-4/3}. \quad (87)$$

Современная техника, однако, дает довольно большие отклонения от этого закона. Такие измерения изотопических сдвигов были выполнены с помощью оптической спектроскопии [7], лазерной спектроскопии [11] или в мюонных атомах [69].

Попытки теоретических объяснений основывались на учете эффекта блокировки основного состояния ядерных вибраций нечетным нейтроном и учете блокировки парных корреляций вместе с поляризацией протонного распределения нейтронами. Первый шаг в объяснении этих отклонений был сделан авторами работы [70] в рамках модели с парным и квадрупольным взаимодействиями и с феноменологическим учетом монополярной и квадрупольной поляризаций кора. В этом случае были воспроизведены $B(E2)$ -вероятности для четно-четных ядер. Зигзаги, однако, не были воспроизведены. Авторы ввели параметр зигзага [7] как измеряемую величину вышеуказанного отклонения. Другое объяснение предполагает, что зигзаг появляется из-за нулевых осцилляций квадрупольных вибраций, которые больше для нечетных ядер [71]. Однако такие вычисления, включающие феноменологические предположения или подгонку параметров, дают в лучшем случае слишком малый эффект.

Описание Талми. Талми описал зигзаг поляризацией кора, связанной с сепарабельным нейтрон-протонным взаимодействием, зависящим от трех параметров (A, B, C). Зарядовый радиус дается выражением

$$\langle 0|r^2|0\rangle = \langle r^2 \rangle_0 + nC + \frac{1}{2}n(n-1) + \left[\frac{1}{2}n \right] B, \quad (88)$$

где n — число нейтронов в j -оболочке и $[x]$ — целая часть x . Параметры A, B, C подбираются, однако они не имеют физического смысла. В случае изотопов Рь мы видим на рис.20 сравнение с экспериментом предсказаний модели Талми.

$2N$ -модель Цавиши. Среди других теоретических объяснений отметим применение теории конечных ферми-систем (КФС) с тщательной подгон-

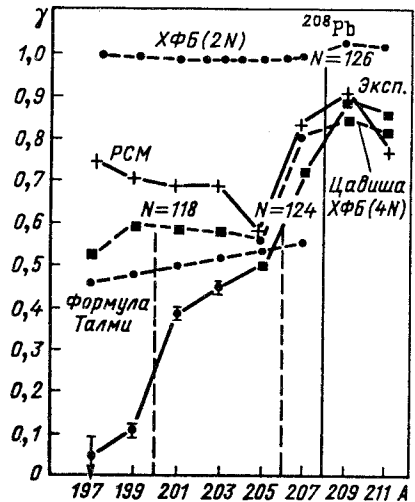


Рис.20. Экспериментальные и вычисленные в рамках моделей Талми, Цавиши и РСМ параметры зигзага для изотопов свинца. Экспериментальные значения взяты из [11]

кой одночастичных энергий к проблеме нормальных зигзагов. В этой теории для улучшения согласия с экспериментом было постулировано, что двухчастичное ($2N$) взаимодействие должно быть реалистическим.

Цавиша, Шпет и Пал [49], используя эффективное, зависящее от плотности, нулевого радиуса действия ph - и pp -взаимодействие в параметризации Мигдала и Липкина [89], успешно объяснили структуру и силы переходов для низколежащих и высоколежащих состояний с $K^\pi = 0^+, 1^+ \text{ и } 2^+$, так же, как и для резонансов с $K^\pi = 0^- \text{ и } 1^-$ для деформированных редкоземельных ядер в рамках МХФ. Эта модель, примененная к проблеме зигзага зарядовых радиусов [74], практически дает отсутствие зигзага (см. табл.2 и рис.20).

$2N + 4N$ -модель Цавиши. Более интересным было предположение о существовании четырехнуклонного взаимодействия (два протона и два нейтрона) в дополнение к двухнуклонному, которое привело к первым положительным результатам в задаче о зигзаге [12, 73—75], полученным Цавишей.

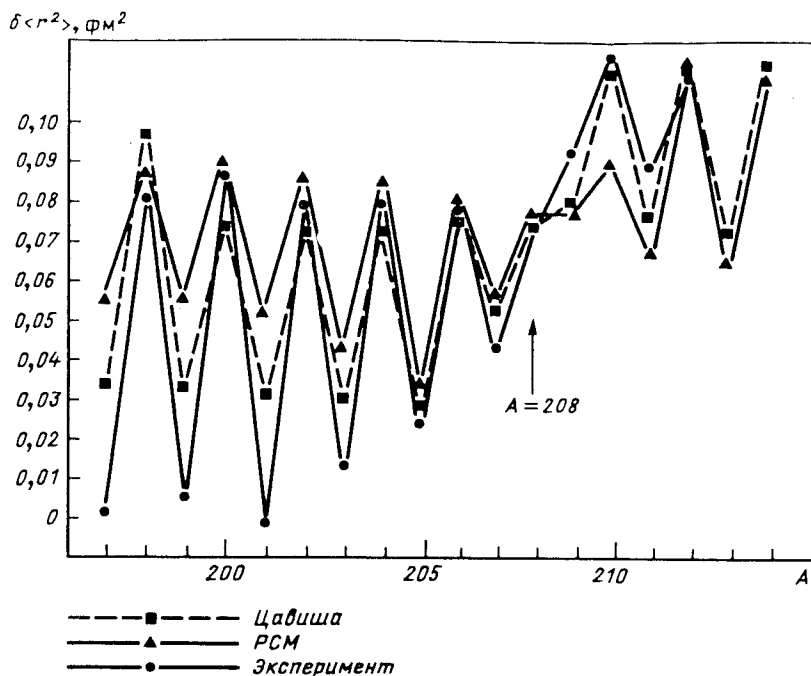


Рис.21. Нечетно-четный зигзаг среднеквадратичных зарядовых радиусов для изотопов свинца. Экспериментальные данные взяты из [11]

Он добавил в гамильтониан КФС член четырехнуклонного взаимодействия

$$\Xi = \xi \delta(r_1 - r_2) \delta(r_1 - r_3) \delta(r_1 - r_4) \frac{1}{2} [1 - \rho_\sigma(1, 2)] \frac{1}{2} [1 - \rho_\sigma(3, 4)], \quad (89)$$

где ξ — силовая константа выбиралась так, чтобы воспроизвести зигзаг. Вышеуказанный член взаимодействия предполагает механизм, который сильно связывает парные свойства протонов и нейтронов, подобно члену H_4 (13) из гамильтониана (9) нашей модели.

Таблица 4. Сравнение экспериментальных изотопических сдвигов $\delta \langle r^2 \rangle$, фм² [7—11] с результатами расчетов в моделях ХФБ(2N), ХФБ(4N) и РСМ. Объяснение см. в тексте

A	ХФБ(2N)	Цавиша [49]	РСМ	Эксперимент	
				[6]	[10]
197	0,052	0,034	0,055	-0,037	0,002
198	0,052	0,098	0,088	0,082	0,082
199	0,052	0,033	0,050	0,009	0,005
200	0,043	0,075	0,091	0,085	0,088
201	0,053	0,032	0,048	0,023	-0,0007
202	0,053	0,074	0,088	0,080	0,081
203	0,054	0,031	0,043	0,027	0,014
204	0,053	0,074	0,078	0,080	0,081
205	0,055	0,029	0,034	0,029	0,026
206	0,055	0,077	0,082	0,077	0,079
207	0,057	0,054	0,058	0,045	0,044
208	0,063	0,075	0,078	0,047	0,074
209	0,066	0,081	0,078	0,091	0,093
210	0,057	0,116	0,090	0,112	0,117
211	0,065	0,077	0,068	—	0,089
212	0,056	0,115	0,117	—	0,115
213	0,064	0,073	0,065	—	—
214	0,057	0,115	0,112	—	—

В рамках этого подхода механизм зигзага (см. табл.4 и рис. 20, 21) объясняется поправками к нормальной плотности протонов из-за тех частей самосогласованного поля, которые генерируются четырехчастичным

взаимодействием. Эти поправки являются функциями нейтронной парной плотности [12,73—75].

PCM- описание. В рамках PCM [15—18] зигзаг генерируется поправками к протонной плотности, обусловленными взаимным поведением протонной и нейтронной сверхтекучести через четырехнуклонное взаимодействие (см. уравнение (29)) и блокировкой парных и α -подобных корреляций. Зигзаг зарядового радиуса в изотопах свинца (который является магическим ядром) — один из наиболее важных случаев для PCM, потому что при выключении H_4 -взаимодействия не будет выполняться критическое условие Беляева (см. разд.3), так что протонная система будет находиться в нормальной фазе. При выключении H_4 -взаимодействия протонная сверхтекучесть индуцируется уже установившейся сверхтекучестью нейтронов. Следовательно, зигзаг зарядовых радиусов связан с индуцированной протонной сверхтекучестью и не вносит изменений [74] в канонический базис [57].

В табл. 4 и на рис. 20 показаны изотопические сдвиги зарядовых радиусов ядер для изотопов свинца. Мы сравниваем результаты расчетов на основе метода ХФБ с зависящим от плотности двухнуклонным взаимодействием, на основе метода ХФБ с включенными четырьмя взаимодействиями Цавиша [73] и на основе нашей PCM с экспериментальными данными [7,11]. В вычислениях мы используем одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона—Вудса при очень малых деформациях ($\beta_{20} = 0,005$ и $\beta_{40} = 0$), параметры потенциала взяты из [3, с.21] и параметры PCM $C_p = 12$ МэВ, $C_n = 30$ МэВ, $C_4 = 12$ МэВ.

Несмотря на количественную разницу в модели Цавиша и PCM, тенденции качественно те же самые (см. табл.4 и рис.20 и 21). Этот факт подтверждает, что по крайней мере в области свинца PCM описывает большую часть амплитуды зигзага.

Сверхтекучие изомеры. Мы выбрали название «сверхтекучие изомеры» по аналогии с делительными изомерами формы, которые на самом деле являются изомерами формы, соответствующими второму минимуму потенциальной энергии по отношению к растяжению [76]. Аналогия может быть сделана в духе нарушения симметрии Бора—Моттельсона [2]. Появление парных вращений [77], например, как моды элементарных возбуждений, связывается с нарушением симметрии сохранения числа нуклонов. Этот тип нарушения симметрии генерирует сверхтекучую фазу атомных ядер с ненулевой статической деформацией Δ парных полей. Здесь есть полная аналогия с наличием ротационного спектра в деформированных ядрах, т.е. нарушение ротационной симметрии ведет к появлению ненулевой статической деформации β самосогласованного среднего

поля и, следовательно, к ротационным уровням в спектре возбуждения атомных ядер. Значение параметра деформации β соответствует полному минимуму потенциальной энергии системы по отношению к растяжению, который определяет основное состояние системы. Изомеры деления и другие изомеры формы соответствуют локальному минимуму потенциальной энергии. По аналогии мы можем получить второй (локальный) минимум как функцию статических деформаций парного поля $\Delta_{p(n)}$, что мы и покажем в дальнейшем.

Решение уравнений для щели в реалистическом случае. Наша задача — минимизировать функционал энергии, например, для четно-четного ядра [см. (26)]:

$$W(u_{s_p}, v_{s_p}, u_{s_n}, v_{s_n}) = \sum_{i=p,n} (2 \sum_{s_i} E_{s_i} v_{s_i}^2 - G_i \chi_i^2) - G_4 \chi_p^2 \chi_n^2; \quad (90)$$

$$\chi_i = \sum_{s_i} u_{s_i} v_{s_i}; \quad (91)$$

$$u_{s_i}^2 + v_{s_i}^2 = 1 \quad (92)$$

по отношению к вариационным параметрам v_{s_i} , подчиняющимся условию

$$\sum_{s_i} 2v_{s_i}^2 = N_i, \quad (93)$$

где N_i ($i = p, n$) — число нуклонов, содержащихся в обрезанном энергетическом интервале и E_{s_i} — перенормированные одночастичные энергии.

Эта задача аналогична минимизации функционала

$$F(v_{s_p}, v_{s_n}, \lambda_p, \lambda_n) = W(v_{s_p}, v_{s_n}) - \sum_{i=p,n} \lambda_i (2 \sum_{s_i} v_{s_i}^2 - N_i) \quad (94)$$

по отношению к $v_{s_{p(n)}}$ и $\lambda_{p(n)}$, следовательно, взяв $\lambda_i = \lambda_i(\Delta_i^2)$ и уравнения для щели (29) или минимизируя функционал W'

$$W' = W(v_{s_p}(\Delta_p^2), v_{s_n}(\Delta_n^2), \lambda_p(\Delta_p^2), \lambda_n(\Delta_n^2)) \quad (95)$$

по отношению к $\Delta_{p(n)}^2$, учтем условие (93), где функции $v_{s_{p(n)}}$ должны иметь параметризацию (30).

Таблица 5. Экспериментальные и рассчитанные (см. текст) энергии первых низколежащих 0^+ -состояний, разделенные на две сверхтекучие полосы

Сверхтекучая полоса	$I^{\pi}K$	$E_{\text{эксп}}$, МэВ	$E_{\text{теор}}$, МэВ
Основное состояние	0^+0	0	0
	0^+0	0,685	0,670
Изомерное состояние	0^+0	1,082	0,837
	0^+0	1,737?	4,500

Роль потенциальной энергии для изомеров деления в нашем случае будет играть W' , как функция $\Delta_{p(n)}$ — статических деформаций парных и четырехнуклонных полей.

Теперь проанализируем случай $^{152}_{62}\text{Sm}_{90}$. Это ядро имеет хорошо определенные ротационные полосы [78], соответствующие следующим внутренним K_{π} -состояниям: 0^+ — основное состояние; $0^+ - \beta$ — виб-рационное состояние ($E = 0,685$ МэВ); 2^+ — γ — виб-рационное состояние и 1^- — окупольное виб-рационное состояние. Существуют три дополнительных внутренних 0^+ -состояний с $E_2 = 1,082$ МэВ, $E_3 = 1,656$ МэВ, $E_4 = 1,736$ МэВ. На втором 0^+ -возбужденном состоянии ($E_2 = 1,082$ МэВ) строится ротационная полоса с моментом инерции, меньшим моментов инерции основной и β -ротационной полосы. Это второе 0^+ -возбужденное состояние ($E_2 = 1,082$ МэВ) может быть первым

указанием на существование сверхтекучего изомера в этом ядре, поскольку второй минимум соответствует большему параметру щели (см. табл.5 и рис.22,23) и подразумевается, следовательно, меньший момент инерции.

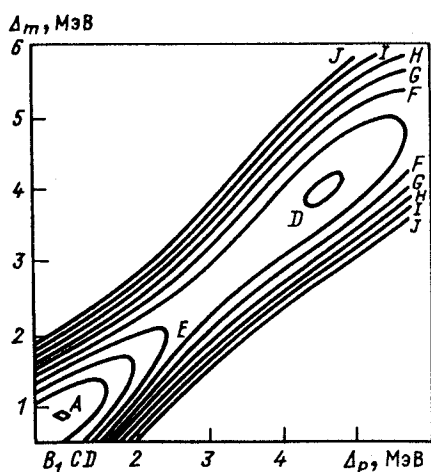


Рис.22. Корреляционная энергия по отношению к протонной и нейтронной энергетической щели. Два минимума имеют координаты, описанные в тексте: $A = -918,35$ МэВ; $B = -918,07$ МэВ; $C = -917,80$ МэВ; $D = -917,52$ МэВ; $E = -917,24$ МэВ; $F = -916,96$ МэВ; $G = -916,69$ МэВ; $H = -916,41$ МэВ; $I = -916,13$ МэВ; $J = -915,85$ МэВ

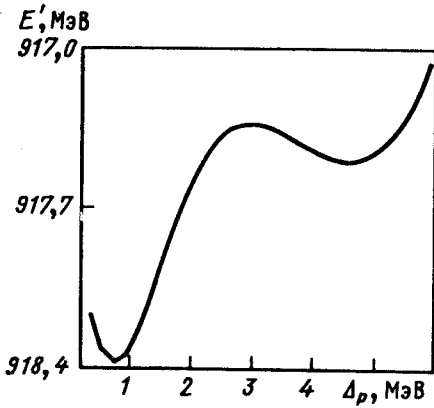


Рис.23. Профиль корреляционной энергии в зависимости от протонной энергетической щели вдоль пути между двумя минимумами

Возможная интерпретация этого возбужденного состояния как двухфононного β -состояния, двухквазичастичного состояния или нейтронного парного вибрационного состояния противоречит экспериментальным данным относительно энергетического уровня, момента инерции и силы электромагнитного перехода (рис.24 и [78]).

Вычисления теоретических характеристик, приведенных в табл.5 и на рис.22, были выполнены [16] на основе одночастичной схемы Саксона — Вудса с деформацией ($\beta_2 = 0,3$ и $\beta_4 = 0,05$) и параметрами формы, взятыми из работы [3], и с параметрами РСМ $C_p = 22,4$ МэВ, $C_n = 16,2$ МэВ, $C_4 = 28$ МэВ.

Для глобального минимума W' (рис.22), соответствующего основному состоянию ядра ^{152}Sm , найдены следующие значения щели и энергий Ферми: $\Delta_{p_1} = 0,597$ МэВ, $\lambda_{p_1} = 6,938$ МэВ, $\Delta_{n_1} = 0,586$ МэВ и $\lambda_{n_1} = 6,372$ МэВ, в то время как для второго (локального) минимума — сверхтекучего изомерного состояния, щель и энергии Ферми: $\Delta_{p_2} = 4,567$ МэВ, $\lambda_{p_2} = 7,117$ МэВ, $\Delta_{n_2} = 3,920$ МэВ и $\lambda_{n_2} = -6,508$ МэВ.

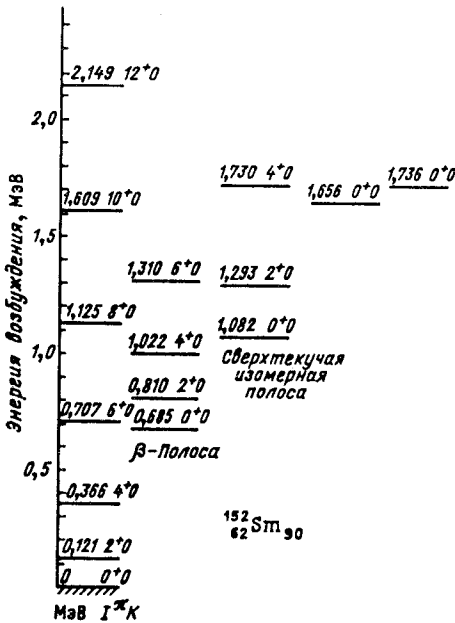


Рис.24. Экспериментальные ротационные полосы, построенные на основном и первых двух возбужденных 0^+ -состояниях ядра ^{152}Sm

Найдено, что отношение $E0$ -вероятностей перехода изомерное состояние — основное состояние и вибрационное состояние — основное состояние будет довольно большим ($\cong 250$) [79], что находится в соответствии с интерпретацией второго 0^+ -возбужденного состояния в ^{152}Sm как сверхтекучего изомера.

Обсуждение момента инерции. Экспериментальное значение момента инерции второго 0^+ -возбужденного состояния вдвое меньше ($I_{g.s.} = 24,8 \text{ МэВ}^{-1}$ и $I_{\text{isomer}} = 14,2 \text{ МэВ}^{-1}$), чем для ротационной полосы основного состояния. Это указание подтверждается тем, что момент инерции, предсказанный сверхтекучей моделью, уменьшается с увеличением параметра щели ($\Delta_{p(n)}$). Или в нашем случае параметр щели для глобального минимума (основное состояние) не слишком отличается от предсказанного КФМЯ [3]. Если вычислить момент инерции [53] по формуле Беляева, то получим значение слишком малое, по сравнению с экспериментальным, однако в наших вычислениях не было принято во внимание возможное изменение деформации среднего поля при переходе от основного к изомерному состоянию. В литературе [50,51,80,81] существуют указания на то, что изомерное состояние имеет много меньшую деформацию (и даже $\beta = 0$), чем основное. Это может увеличить вычисляемый момент инерции в РСМ для параметров, которые мы используем для сверхтекучего изомера.

Изомерная сверхтекучая полоса. Применяя теперь МХФ-рассмотрение [3] для гамильтониана [15] (9), в котором часть H' (14) ограничена только квадруполь-квадрупольным взаимодействием, вычислим энергии β -вибрационных состояний (см.табл.5), построенных на основном и сверхтекучем изомерном состояниях. Существование первого МХФ-корня для сверхтекучего изомера при меньших энергиях, чем первый полюс, подтверждает правильность нашей модели в описании сверхтекучего изомера. Обсуждавшиеся решения уравнений для щели, соответствующие глобальному и локальному минимумам, определяют парную и α -подобную сверхтекучие фазы соответственно. Основное состояние парной сверхтекучей полосы содержит ротационные полосы, построенные на основном, β -вибрационном (0,685 МэВ), γ -вибрационном и октапольном вибрационном состояниях, в то время как сверхтекучая изомерная полоса содержит, по крайней мере, ротационную полосу, построенную на втором 0^+ -возбужденном состоянии ($E_2 = 1,082 \text{ МэВ}$) (см. рис.22—24 и табл.5).

Новые типы ядерных фазовых переходов. Существует твердая убежденность, что форма ядер в основном состоянии в области Sm изменяется от почти сферической к почти сфероидальной (деформированной) при

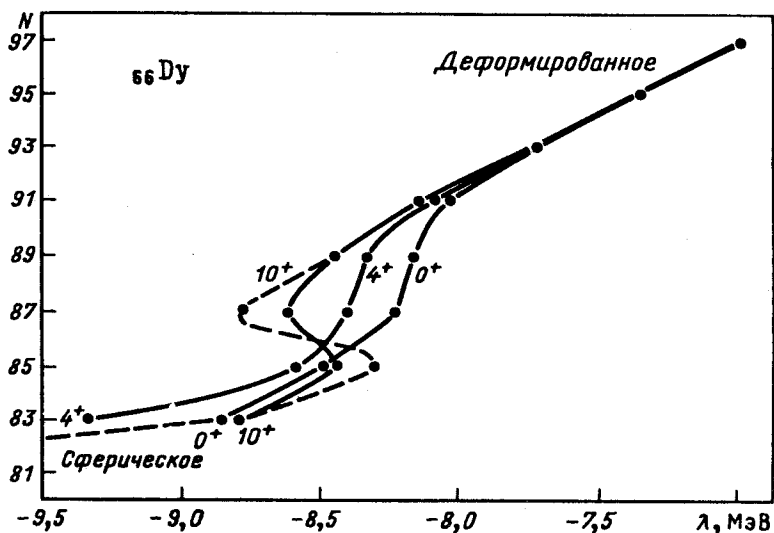


Рис. 25. «Измеренная» кривая бекбендинга: число нейтронов по отношению к нейтронной энергии Ферми, взятой как половина двухнейтронной энергии отделения для изотопов Dy

увеличении числа нейтронов от 82 до 94. Обоснования такого перехода чрезвычайно разнообразны и включают изменения в структуре низколежащих уровней [78], в вероятностях перехода между первым возбужденным и основным состояниями [82], систематику энергий связи [83]. Эти данные указывают на резкий переход между $N = 88$ и $N = 90$. Рисунок 25 показывает «измеряемый» бекбендинг кривой в этой области (а именно, число нейтронов по отношению к нейтронной энергии Ферми, взятой как половина двухнейтронной энергии отделения), который может быть интерпретирован как фазовый переход. Крутизна этого перехода отражает тот факт, что ^{152}Sm ($N = 90$) является «очень деформированным» с четко различимой ротационной полосой основного состояния (момент инерции основного состояния $I \cong 25 \text{ МэВ}^{-1}$, что подразумевает значение параметра деформации $\beta \cong 0,3$), в то время как ^{150}Sm ($N = 88$) — сферическое ядро в основном состоянии [79].

Реакции передач (t, p) и (p, t) в области самария. Хиндс и др. [84] обнаружили, что в реакциях срыва (t, p), идущих на сферическом ^{150}Sm , будут интенсивно возбуждаться некоторые «сферические состояния» ^{152}Sm . Они наблюдали большое сечение (75% по сравнению с реакцией на основное состояние) для (t, p)-реакции срыва, ведущей к состоянию

0^+ , $E_x = 1,082$ МэВ, которое обычно приводит к заключению, что рассматриваемое состояние ядра имеет сферическую форму. Некоторое время спустя Максвелл и др. [85], используя обратную реакцию $^{152}\text{Sm}(p, t)^{150}\text{Sm}$, наблюдали аналогичную ситуацию при заполнении состояния 0^+ ($E_x = 1,28$ МэВ) в ^{150}Sm и пришли к заключению, что это состояние ^{150}Sm имеет деформированную природу. Такое заключение можно сделать при анализе ротационных полос [78], соответствующих основному состоянию и первым двум возбужденным 0^+ -состояниям в $^{150,152}\text{Sm}$. В работах [80,86] были повторены эти исследования и найдены более убедительные экспериментальные данные (см. табл.6).

Таблица 6. Сравнение сечений (p, t) - и (t, p) - реакций передач, ведущих к конечному 0^+ -состоянию в изотопах Sm. Сечение реакции $^{152}\text{Sm}(p, t)^{150}\text{Sm}$ на основное состояние нормировано на сечение обратной реакции $^{150}\text{Sm}(t, p)^{152}\text{Sm}$

A_k	K_t , МэВ	$\sigma(p, t)$, произв.ед.	$\sigma(t, p)$, произв.ед.
146	0	349	290
	2,611	< 4	90
148	0	428	—
	1,426	75	—
	1,923	4	—
	2,206	14	—
	2,358	27	—
150	0	190	570
	0,738	156	140
	1,255	111	0
152	0	282	190
	0,688	79	140
	1,091	< 3	130
	1,662	4	0
154	0	—	300
	1,117	—	30
	1,218	—	100
156	0	—	300
	1,068	—	20

Интерпретация фазовых переходов как переходов формы. Экспериментальные данные при переходе от $N = 88$ к $N = 90$ долгое время трудно было объяснить всеми ядерными моделями. Попытки объяснить этот переход были предприняты в работе Моттельсона и Нильссона [87], в ко-

торой переход объяснялся изменением свойств самосогласованного поля из-за присутствия $1\hbar_{11/2}$ -интродер-состояния в протонной системе. Почти все предложенные позже модели следуют идее рассмотрения парных свойств практически неизменно. В [50,51] обсуждаемый переход рассматривался как фазовый переход от сферической к деформированной форме на пути от ^{150}Sm к ^{152}Sm (для основных состояний), и наоборот, если мы рассматриваем переход из основных во вторые 0^+ -состояния. Кумар [50] развил зависящий от времени метод ХФБ парной + квадрупольной модели, применил предварительно для энергетических уровней и электромагнитных моментов W, O_s и P_r , затем модифицировал и расширил для состояний с более высокими угловыми моментами. Было дано сравнение с экспериментом для энергетических уровней, вероятностей $B(E2)$ квадрупольных моментов, магнитных моментов, электрических монопольных переходных моментов, изомерных сдвигов, отношений $E2/M1$ и $E0/E2$ для ядер ^{150}Sm и ^{152}Sm . Были даны спектроскопические факторы для однопротонных, однейтронных и двухпротонных реакций передач. Он дал микроскопическое и коллективное объяснение фазового перехода от спектра вибрационного типа в ^{150}Sm к спектру ротационного типа в ^{152}Sm . Он попытался ввести сосуществование форм, однако оказалось, что в такой модели не выполняются $E2$ -отношения ветвления.

Кишимото и Тамура развили бозонную технику разложений типа Беляева — Зелевинского до шестого порядка. Они применили такого же типа разложения до четвертого порядка [51] к ядрам в области самария. Несмотря на почти идеальное согласие с экспериментальными данными, полученное в этой работе, можно подозревать, что такое хорошее согласие было получено только из-за различных наборов параметров, которые использовались для разных ядер, и/или сходимость разложения Беляева — Зелевинского может быть под вопросом.

Данные реакции (p, t) и (t, p) , представленные выше, однако, могут быть воспроизведены только в предположении [88], что волновые функции основного и первого двух возбужденных состояний ядер $^{150,152}\text{Sm}$ являются суперпозицией двух волновых функций типа нильссоновской + БКШ, зависящей от различных деформаций (β) самосогласованного поля и сохраняющей постоянными свойства спаривания. Вклад каждой компоненты в эту суперпозицию находится фитированием данных реакций передач. Такая гибридная модель противоречит микроскопическому рассмотрению [50,51].

Интерпретация экспериментальных данных на основе фазового перехода между двумя сверхтекучими фазами. Все приведенные теории, хотя и очень сложные, не анализируют специфических особенностей нейтрон-протонного взаимодействия в ядрах и специфических прекрас-

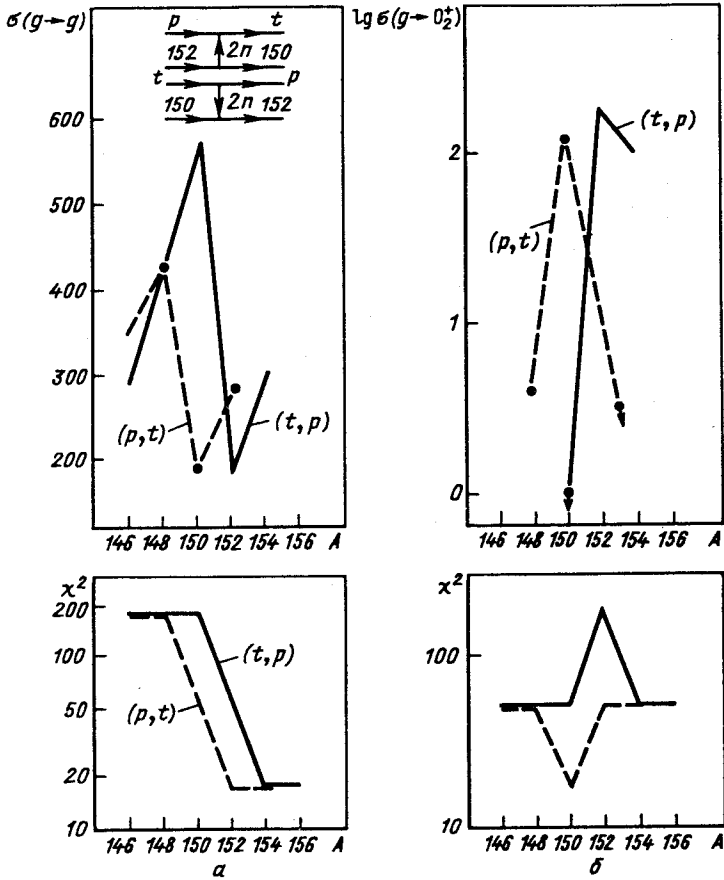


Рис.26. Экспериментальные сечения (σ) и спектроскопические факторы (χ^2) для переходов (pt) и (tp) : a — основное состояние — основное состояние; b — основное состояние — второе 0^+ -состояние

ных экспериментальных данных, таких как зигзаг зарядовых радиусов изотопов данного элемента. Кумар [50] обнаружил, например, расхождение для ядра ^{152}Sm между теорией и экспериментом на фактор 3. Этот факт позволяет надеяться, что, возможно, наш член H_4 из уравнения (13) может сыграть важную роль в описании фазового перехода от ^{150}Sm к ^{152}Sm .

На рис.26 представлено возможное объяснение этого фазового перехода как перехода между α -подобной сверхтекучей фазой и парной сверхпроводящей фазой. В этих вычислениях предполагалось, что основное состояние ^{150}Sm принадлежит α -подобной сверхтекучей фазе (с большими параметрами щели, см.рис.22) и основное состояние ^{152}Sm — парной сверхтекучей фазе (малые параметры щели, см. рис.22).

На рис.26а,б показаны экспериментальные данные [86] и воспроизведены спектроскопические факторы для процессов pt и tp .

В вычислениях мы использовали такие же параметры модели, как и ранее для фиксированного значения β .

Реалистические расчеты включают вариации как в самосогласованном поле (например, β), так и в свойствах парного поля ($\delta_{p(n)}$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрено влияние парных и динамических α -подобных корреляций на структуру ядерных состояний в рамках расширенной сверхтекучей модели (PCM). Приведено сравнение PCM с другими современными моделями структуры ядра, такими как квазичастично-фононная модель, модель взаимодействующих бозонов, метод Хартри — Фока — Боголюбова, зависящий от времени, метод Хартри — Фока — Боголюбова и модель конечных ферми-систем Мигдала. Получены новые уравнения для щели. Фазовая структура обогащается новой сверхтекучей фазой — так называемой α -подобной сверхтекучей фазой, доминирующей в α -корреляциях. Предсказаны новые фазовые переходы первого и второго рода. Оказывается, что фазовый переход первого рода между α -подобной сверхтекучей фазой и парной сверхтекучей фазой наблюдается в области Sm. Предсказаны новые типы изомеров, так называемые «сверхтекучие изомеры», со своими полосами элементарных возбуждений. Одна из них наблюдается в ^{152}Sm . Эти изомеры соответствуют второму (локальному) минимуму корреляционной энергии по отношению к парным деформациям, аналогично делению, или супердеформированным изомерам (формы), которые соответствуют второму (локальному) минимуму потенциальной энергии по отношению к вытянутости в форме ядра. Сверхтекучести нейтронной и протонной систем в области тяжелых ядер могут генерировать друг друга. Этот факт приводит к объяснению природы нечетно-четных зигзагов зарядовых радиусов в цепочке изотопов различных ядер. То, что приведенная ширина α -распада (γ^2) нейтронно-дефицитных изотопов Pb почти равна γ^2 α -распадов актиноидной области, обуславливает обсуждавшееся выше введение нейтронной сверхтекуче-

сти в протонную систему. Такие экзотические данные РСМ может объяснить, особенно в области магических ядер. В рамках РСМ можно найти естественное микроскопическое объяснение моде типа «ножниц», которая доминирует в структуре $K^\pi = 1^+$ магнитных состояний [90,91].

Автор выражает благодарность профессору В.Г.Соловьеву (ОИЯИ, Дубна) за постоянную поддержку и полезную критику на протяжении многих лет сотрудничества. Автор также благодарен профессору Бизетти за ряд ценных дискуссий и гостеприимство в институте (Флоренция), где была выполнена большая часть этой работы. Он благодарит профессора Босио, Станеску, Чиофи дель Атти и Салте за гостеприимство в ИНФН — Санита — Рис, где была выполнена часть вычислений, представленных в этой статье. Автор признателен своим коллегам докторам Булбоача, Карсту, Хорой из теоретического отдела Бухарестского института атомной физики и доктору С.Ивановой из ОИЯИ (Дубна) за многие стимулирующие дискуссии и полезное сотрудничество. Автору приятно выразить признательность профессору Фонда из Триеста за постоянную поддержку и критику. Автор благодарен профессору Саламу, МАГАТЭ и ЮНЕСКО за гостеприимство в Международном центре по теоретической физике (Триест), где была завершена эта работа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bohr A., Mottelson B., Pines D. — *Phys. Rev.*, 1958, vol.110, p.936—947.
2. Bohr A., Mottelson B. — *Nuclear Structure*. Vol.II, N.Y.: Benjamin, 1975.
3. Соловьев В.Г. — Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971; Soloviev V.G. — *Theory of Complex Nuclei*. N.Y.: Pergamon Press, 1976.
4. Гареев Ф.А., Иванова С.П., Соловьев В.Г. и др. — *ЭЧАЯ*, 1973, т.4, вып.2, с.357—456.
5. Goodman A.L. — *Adv. Nucl. Phys.*, 1970, vol.13, p.263—299.
6. Bardeen J., Cooper L.N., Schrieffer J.R. — *Phys.Rev.*, 1957, vol.108, p.1175—1195.
7. Heilig K., Steudel A. — *Atomic Data. Nucl. Data Tables*, 1974, vol.14, p.613—713.
8. Angeli I., Csaltos M. — *Nucl.Phys.*, 1977, vol.A288, p.480—492.
9. Andl A., Bekk K., Goering S. et al. — *Phys. Rev.*, 1982, vol.C26, p.2194—2202.
10. Thompson R.C., Anselment M., Bekk K et al. — *J.Phys.*, 1983, vol. G9, p.443—451.
11. Anselment M., Fauvel W., Goering S. et al. — *Nucl.Phys.*, 1986, vol.A451, p.471—480.
12. Zawischa D. — *Phys.Lett.*, 1985, vol.B155, p.307—311.
13. Arima A., Iachello F. — *Adv.Nucl.Phys.*, 1984, vol.13, p.139—165.
14. Janssen D., Jolos R.V., Donau F. — *Nucl.Phys.*, 1974, vol.A224, p.93—116.
15. Dumitrescu O. — *Nuovo Cimento*, 1991, vol.A104, №.7; Preprint ICTP — Trieste IC/90/248.1990.
16. Dumitrescu O., Horoi M. — *Nuovo Cimento*, 1990, vol.A103, p.653—668.
17. Dumitrescu O. — Neutron Induces Reactions. Proc. of the 1985 Smolenice Symposium, Smolenice — Bratislava/Eds.J.Kristiak and E.Betak, D.Reidel Publ.Co. and Veda Publ.Co. 1986, p.119; 1986, Gjoletchitze—Bulgaria—Nuclear Theory Workshop; *Bulg.J.Phys.*, 1987, vol.14, p.418—422.
18. Apostol M., Bulboaca I., Carstoiu F. et al. — *Nucl.Phys.*, 1987, vol.470, p.64—78; *Europhys.Lett.*, 1987, vol.4(2), p.197—204.

19. Думитреску О. — ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.377—421; Sov.Journ.Part.Nucl., 1979, vol.10, p.147—172.
20. Bulgac A., Dumitrescu O. — Proc.Roumanian Meeting of Physics, ICEFIZ, Bucharest, 1979, p.30—31.
21. Bulgac A., Holen S., Carstoiu F., Dumitrescu O. — Nuovo Cimento, 1982, vol.A70, p.142—159.
22. Bulgac A., Carstoiu F., Dumitrescu O., Holan S. — Nuclear Physics Proc. 1981 — Trieste Workshop/Eds. Dasso C.H., Broglia R.A., Winter A. Amsterdam: North Holland, 1982, p.295—304.
23. Bulgac A., Carstoiu F., Dumitrescu O., Holan S. — Proc.Berkeley Conf. Nucl. Phys./Eds. I.Diamond, J.O.Rasmussen, Section A, 1980, vol.1, Nuclear Physics, p.354—355.
24. Carstoiu F., Dumitrescu O., Stratan G., Braic M. — Nucl.Phys., 1985, vol.A441, p.221—236.
25. Rasmussen J.O. — α, β and γ -Ray Spectroscopy/Ed. Kai Siegbahn. North Holland, 1968, p.701—777.
26. Price P.B. — Ann.Rev.Nucl.Part.Sci., 1989, vol.39, p.19—75.
27. Barranco F., Bertch G.F., Broglia R.A., Vigezzi E. — Nucl.Phys., 1980, vol.A512, p.253—274.
28. Brink D.M. — Intern.School of Physics Enrico Fermi, 1966, vol.XXXVII, p.247—254.
29. Wheeler J.A. — Phys.Rev., 1937, vol.32, p.1083—1098.
30. Wildermuth K., Kanellopoulos Th. — Nucl.Phys., 1958, vol.7, p.150—173.
31. Phylips G.C., Tombrello T.A. — Nucl.Phys., 1960, vol.19, p.555; p.648—651.
32. Kukulin V.I., Neudatchin V.G., Smirnov Yu.F. — Clustering Phenomena in Nuclei. Braunschweig: Vieweg Verlag, 1982, vol.III.
33. Wildermuth K., Tang Y.C. — A Unified Theory of the Nucleus. Braunschweig: Vieweg Verlag, 1977.
34. Fujiwara Y., Tang Y.C. — Phys.Rev., 1985, vol.C31, p.342—359.
35. Michailovic M.V. — Proc. IV Intern. Conf. on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions, Chester, 1984, p.35.
36. Betts R.R. — Phys.Rev., 1977, vol.C16, p.1617—1625.
37. Gambhir Y.K., Ring P., Schuck P. — Phys.Rev.Lett., 1983, vol.51, p.1235—1239.
38. Lane A.M., Thomas R.G. — Rev.Mod.Phys., 1958, vol.30, p.257—388.
39. Arima A. — Proc. IV Intern. Conf. on Clustering Aspects of Nucl. Struct. and Nucl. Reactions, Winipeg, 1978, vol.47, p.1.
40. Мигдал А.Б. — Теория конечных ферми-систем. М.: Наука, 1965.
41. Talmi I. — Rev.Mod.Phys., 1962, vol.34, p.704—751; Progress in Particle and Nuclear Physics, Collective Bands in Nuclei, vol.9/Ed. D.Wilkinson. Oxford: Pergamon, 1983, p.27; Interacting Bosons in Nuclei. N.Y.: Plenum Press, 1979, p.79.
42. Casten R.F. — Nuclear Structure from a Simple Perspective. N.Y.: Oxford, 1990.
43. Girog M., Reinhard P.G. — Phys.Lett., 1982, vol.B117, p.1—11.
44. Dobaczewski J., Flocard H., Treiner J. — Nucl.Phys., 1984, vol.A422, p.103—139.
45. King W.H., Wilson M. — J.Phys., 1985, vol.G11, p.143—155.
46. Toth K., Ellis—Akovali Y.A., Bingham C.R. et al. — Phys.Rev.Lett., 1984, vol.53, p.1623—1626.
47. Heide K. et al. — Nucl.Phys., 1987, vol.A466, p.189—226.
48. Soloviev V.G. — JINR — Dubna Report, 1990, E4-90-119, 1990.
49. Zawischa D., Speth J., Pal D. — Nucl.Phys., 1978, vol.A311, p.445—476.
50. Kumar K. — Nucl.Phys., 1974, vol.A231, p.189—227.
51. Kishimoto T., Tamura T. — Nucl.Phys., 1972, vol.A192, p.246—278; Nucl.Phys., 1976, vol.A270, p.317—359.
52. Bes D.R., Broglia R.A. — Phys.Rev., 1971, vol.C3, p.2349—2367.
53. Belyaev S.T. — Mat.Fys.Medd.Den.Vid.Selsk., 1959, vol.31, №11.

54. Wapstra A.H., Audi G. — Nucl.Phys., 1985, vol.A432, p.1—54.
55. Gareev F.A., Ivanova S.P., Malov L.A., Soloviev V.G. — Nucl.Phys., 1971, vol.A171, p.131—164.
56. Bess D.R., Broglia R.A. — Proc.Intern.School of Physics Enrico Fermi, Varenna, 1976/Eds. A.Bohr, R.A.Broglia. Amsterdam: North-Holland, 1977, p.55.
57. Ring P., Schunk P. — The Nuclear Many Body Problem. Berlin: Springer, 1980.
58. Bayman B.F. — Nucl.Phys., 1960, vol.15, p.33—51.
59. Goodman A.L. — Nucl.Phys., 1981, vol.A352, p.30—44; p.45—59.
60. Игнатюк А.В. — Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
61. Tanabe K., Sugawara-Tanabe K., Mang H.J. — Nucl.Phys., 1981, vol.A357, p.20—44; p.45—60.
62. Brak M., Quentin P. — Nucl.Phys., 1981, vol.A361, p.35—82.
63. Mosel U., Zint P.G., Passler K.H. — Nucl.Phys., 1974, vol.A236, p.252—268.
64. Goodman A.L. — Nucl.Phys., 1981, vol.A369, p.365—380.
65. Civitarese O., Duessel G.C., Perazzo R.P.J. — Nucl.Phys., 1983, vol.A404, p.15—28.
66. Egido I.L., Ring P., Iwasaki S., Mang H.J. — Phys.Lett., 1985, vol.B154, p.18.
67. Brandus I., Bulbuca I., Dumitrescu O., Horoi M. — JINR. Communications, E4-87-48, Dubna, 1987.
68. Carstoiu F., Dumitrescu O., Brandus I. et al. — Preprint ICTP — Trieste, 1988, IC/88/17.
69. Shera E.B., Hoehn M.V., Fricke G., Mallof G. — Phys.Rev., 1989, vol.C39, p.195—208.
70. Uher R.A., Sorensen R.A. — Nucl.Phys., 1966, vol.86, p.1—33.
71. Reehal B.S., Sorensen R.A. — Nucl.Phys., 1971, A161, p.385—400.
72. Talmi I. — Nucl.Phys., 1984, vol.A423, p.189—196.
73. Zawischa D., Regge U., Stapel R. — Phys.Lett., 1987, vol.B185, p.299—308.
74. Zawischa D., Specht J. — Phys.Rev.Lett., 1976, vol.36, p.843—849.
75. Regge U., Zawischa D. — Phys.Rev.Lett., 1988, vol.61, p.149—153.
76. Поликанов С., Друин В.А., Карнаухов В.А. и др. — ЖЭТФ, 1962, т.42, с.1464—1485.
77. Bess D.R., Broglia R.A. — Proc.S.I.F., Course LXIX. Amsterdam, 1977, p.55.
78. Baglin C.M. — Nuclear Data Sheets, 1980, vol.30, p.1.
79. Bulboaca I., Dumitrescu O., Horoi M. — Revue Roumaine de Physique, 1989, vol.34, p.469—473; Proc. Roumanian Meeting “Progrese in Fizica”, ICEFIZ, Bucharest, 1987, p.92—105.
80. Bjerregaard J.H., Hansen O., Nathan O., Hinds S. — Nucl.Phys., 1966, vol.86, p.145—161.
81. McLachtie W., Darcey W., Kitching J.E. — Nucl.Phys., 1970, vol.A159, p.615—624.
82. Seeman G.G., Greenberg J.S., Brombley D.A., McGowan F.K. — Phys.Rev., 1966, vol.149, p.925—958; Diamond R., Stephen F.S., Nakai K., Nordhagen R. — Phys.Rev., 1971, vol.C3, p.344—349.
83. McDougall J.D., McLachtie W., Whineray S., Duckworth H.E. — Nucl.Phys., 1970, vol.A145, p.223—243.
84. Hinds S., Bjerregaard J., Hansen O., Nathak O. — Phys.Lett., 1965, vol.14, p.48—54.
85. Maxwell J.R., Regnolds G.M., Hints N.M. — Phys.Rev., 1966, vol.151, p.1000—1024.
86. Debenham P., Hints H.M. — Nucl.Phys., 1972, vol.A195, p.385—414.
87. Mottelson B.R., Nilsson S.G. — Phys.Rev., 1965, vol.99, p.1615—1644.
88. Takemasa T., Sakagami M., Sano M. — Phys.Lett., 1971, vol.37B, p.473—479.
89. Migdal A.B., Larkin A.I. — Nucl.Phys., 1964, vol.51, p.561—599.
90. Lo Iudice N., Palumbo F. — Phys.Rev.Lett., 1978, vol.41, p.1532; 1540; Nucl.Phys., 1979, vol.A236, p.193—208; De Franceschi D., Palumbo F., Lo Iudice N. — Phys.Rev., 1984, vol.C29, p.1496—1511.
91. Berg U.E.P., Kneissl U. — Ann.Rev.Nucl.Part.Sci., 1987, vol.37, p.33—91.