

ДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ТЕДОВАНИЙ

1965

P - 1973



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.Г. Соловьев

КОЛЛЕКТИВНЫЕ НЕРОТАЦИОННЫЕ
СОСТОЯНИЯ ДЕФОРМИРОВАННЫХ
ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

1965

P - 1973

В.Г. Соловьев

КОЛЛЕКТИВНЫЕ НЕРОТАЦИОННЫЕ
СОСТОЯНИЯ ДЕФОРМИРОВАННЫХ
ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

СОЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

3042/2 чз.

1. Введение

Изучение строения ядра началось более тридцати лет назад после открытия нейтрона и установления нейтронно-протонного состава ядра. Построение теории ядра наталкивалось на две основные трудности. Во-первых, силы, действующие между нуклонами в ядре, недостаточно хорошо изучены и имеют весьма сложный вид. Во-вторых, даже при простом виде сил возникают весьма большие трудности при изучении свойств системы, состоящей из большого, но конечного числа частиц. В связи с этими двумя трудностями в построении теории ядра усилия физиков были направлены на поиски простых моделей, при помощи которых удалось понять и описать основные закономерности в свойствах атомного ядра.

Большой успех в объяснении коллективных возбужденных состояний был сделан О. Бором и Б. Моттельсоном в рамках предложенной ими обобщенной модели ядра. В основе этой модели лежит два предположения. Первое - что равновесной формой ядер, удаленных от магических, является эллипсоид вращения. Вторым является условие адиабатичности, которое сводится к тому, что частоты вращения ядра как целого ω , много меньше частот ω_0 , связанных с колебаниями ядерной поверхности, причем последние должны быть много меньше ω_{in} , т.е. частот, связанных с возбуждением внутренних степеней свободы. Таким образом, условие адиабатичности $\omega \ll \omega_0 \ll \omega_{in}$ позволяет рассматривать независимо три вида движения: вращение, колебание ядра и изменение его внутренних степеней свободы. Эта модель дала очень хорошее описание возбужденных состояний, связанных с вращением ядра как целого.

В рамках обобщенной модели получены определенные успехи в описании неротационных коллективных состояний, трактуемых как колебания поверхности ядра. Так, введено два типа квадрупольных колебаний для четных деформированных ядер. Возбужденные состояния, связанные с колебаниями, сохраняющими аксиальную симметрию, имеют проекцию момента на ось симметрии ядра K , равную нулю, и положительную четность (они получили название бета-вибрационных состояний). А квадрупольные колебания, приводящие к нарушению аксиальной симметрии, связаны с возбужденными состояниями, которые имеют $K_{\pi} = 2+$ и называются гамма-вибрационными состояниями. Имеется четыре типа октупольных колебаний четных деформированных ядер, возбужденные состояния которых имеют $K_{\pi} = 0-, 1-, 2-, 3-$. Однако из октупольных состояний деформированных ядер изучены только состояния с $K_{\pi} = 0-$ и частично с

$K\pi = 2-$. Было показано, что приведенные вероятности электромагнитных переходов с колебательных состояний на основные в несколько раз больше приведенных вероятностей, полученных на основе одночастичной модели. Этот факт находится в согласии с соответствующими экспериментальными данными. Он подтвердил правильность трактовки этих состояний как коллективных. Отметим, что наиболее полное описание ядерных коллективных движений в терминах феноменологических параметров дано в обзорной статье О. Натана и С. Нильссона^{/1/}.

Дальнейшим развитием идеи ядерных коллективных свойств явились работы А.С. Давыдова и его сотрудников, которые рассмотрели более общий случай аксиально-несимметричных ядер и получили ряд интересных результатов.

Однако следует отметить, что феноменологическое описание в рамках обобщенной модели коллективных неротационных состояний четных деформированных ядер является весьма грубым. Оно содержит большое число параметров, не в состоянии описать ряд свойств, связанных с коллективными возбуждениями. В рамках феноменологического метода очень трудно описать ангармонические члены и т.д. Кроме того, условие адиабатичности, которое требует, чтобы $\omega_0 \ll \omega_{in}$, не выполняется в четных деформированных ядрах. Так, для ядер в области $150 < A < 186$ для квадрупольных состояний

$\omega_0 = 0,7 \div 1,4$ Мэв, а наименьшие значения $\omega_{in} = 1,0 \div 1,7$ Мэв.

Если квадрупольные и октупольные возбужденные состояния связаны с колебаниями ядерной поверхности, то последовательность этих состояний (наиболее низкие состояния соответствуют бета-колебаниям, далее - гамма-колебаниям, и выше лежат состояния, связанные с октупольными колебаниями), казалось бы, должна быть одинаковой во всех ядрах, а величины энергий их могли бы лишь слабо меняться от ядра к ядру. Экспериментальные данные по энергиям коллективных неротационных состояний не удовлетворяют этому очевидному требованию. Так, в области изотопов тория, урана и плутония энергии октупольных состояний $K\pi = 0^-$ меньше энергий бета- и гамма-вibrационных состояний. В изотопах диспрозия и эрбия гамма-вibrационные состояния опущены ниже бета-вibrационных и т.д. Энергии квадрупольных и особенно октупольных состояний значительно меняются от ядра к ядру. Так, например, энергии первых состояний с $K\pi = 2+$ равны в Dy^{164} - 0,770 Мэв, в Er^{164} - 0,861 Мэв, в Yb^{168} - 0,944 Мэв, а в Yb - 1,468 Мэв и т.д.

На основе обобщенной модели нельзя рассчитать энергии коллективных неротационных состояний, не удастся получить правильных значений моментов инерции основных и возбужденных состояний и т.д. Совокупность этих фактов указывает на необходимость нахождения нового подхода для описания коллективных свойств атомных ядер.

Как известно, наиболее правильно описывает структуру ядра модель независимых частиц с учетом остаточных взаимодействий. Остаточные взаимодействия - это такие

взаимодействия, которые по своей структуре не могут быть включены в среднее поле ядра. При учете остаточных взаимодействий между нуклонами в ядре большую роль сыграли математические методы, развитые Бардиным, Купером, Шриффером и независимо от них Боголюбовым при построении теории сверхпроводимости. Под их влиянием была предложена новая модель ядра, которую называют сверхтекучей моделью. В этой модели использованы все достижения модели независимых частиц, в нее включены взаимодействия, приводящие к корреляциям такого же типа, как и в теории сверхпроводимости. Кроме того, в этой модели учитываются мультиполь-мультипольные взаимодействия, которые позволяют описать такие состояния ядер, которые ранее связывались с колебаниями ядерной поверхности.

Таким образом, на основе сверхтекучей модели ядра стало возможным микроскопическое описание коллективных неротационных возбужденных состояний. Оно не связано условием адиабатичности и является единым как для коллективных, так и для одночастичных (или, правильнее, квазичастичных) возбужденных состояний. В основе исследований микроскопической природы коллективных состояний лежит метод приближенного вторичного квантования, предложенный Н.Н. Боголюбовым в 1947 году^{/2/}, и математические методы, развитые при построении теории сверхпроводимости^{/3/}.

Первоначально метод микроскопического описания коллективных состояний был применен к сферическим ядрам, результаты этих исследований изложены в работах^{/4-7/}. В области сильнодеформированных ядер исследования коллективных состояний, выполненные до 1963 года^{/8,9/}, ограничиваются приведением основных уравнений и изучением вопроса об исключении духового состояния. Однако в 1963-64 годах были выполнены детальные расчеты энергий коллективных неротационных состояний и приведенных вероятностей переходов в четно-четных сильнодеформированных ядрах в области $150 \leq A \leq 186$ и $228 \leq A \leq 254$.

Изучению коллективных состояний посвящено большое число экспериментальных работ, в результате чего накоплен большой материал по энергиям коллективных состояний и по приведенным вероятностям электромагнитных переходов в сферических и деформированных четно-четных ядрах.

Настоящий обзор посвящен описанию коллективных неротационных состояний в четно-четных деформированных ядрах. В обзоре приводятся основные положения сверхтекучей модели ядра и подробно излагается метод приближенного вторичного квантования. Систематизируются экспериментальные данные по энергиям квадрупольных ($K\pi = 0+; 2+$) и октупольных ($K\pi = 0-, 1-, 2-$ и $3-$) возбужденных состояний. Суммируются экспериментальные данные по приведенным вероятностям электромагнитных переходов с коллективных состояний и по бета-распадам на коллективные состояния. Приводятся результаты расчетов приведенных вероятностей переходов и энергий первых

двух квадрупольных и октупольных состояний, исследуется структура этих состояний. Выполняется сравнение теории с экспериментом и делаются выводы о правильности описания коллективных неротационных состояний четно-четных деформированных ядер в рамках сверхтекучей модели ядра.

II. Сверхтекучая модель ядра

§ 1. Основные положения модели

Сверхтекучей называют такую модель, которая дает микроскопическое описание структуры ядра и в которой учитываются остаточные взаимодействия нуклонов, приводящие как к парным корреляциям сверхпроводящего типа, так и к коллективным эффектам. Следует отметить, что эта модель не является последовательно микроскопической, так как в ней используется ряд феноменологических параметров. Само название "сверхтекучая модель" свидетельствует об ограниченности и приближенном характере этого метода изучения структуры ядра. Сверхтекучая модель ядра^{/10,11/} является дальнейшим развитием моделей независимых частиц, а также такой формулировкой первоначального метода изучения парных корреляций^{/12,13/}, которая пригодна не только для качественного объяснения свойств атомных ядер, но и для количественного изучения структуры конкретных ядер (в том числе для изучения коллективных свойств).

В сверхтекучей модели взаимодействие между нуклонами в ядре разделено на три части:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_{coll} \quad (2.1)$$

Выделено среднее (или самосогласованное) поле ядра H_{av} . Остаточные взаимодействия между нуклонами даются членами H_{pair} и H_{coll} , причем H_{pair} является взаимодействием, приводящим к парным корреляциям сверхпроводящего типа, а H_{coll} содержит мультиполь-мультипольное взаимодействие, ответственное за ряд коллективных свойств ядер. Как показано в^{/10/}, можно строго выделить среднее поле ядра и взаимодействие, приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа, из самого общего вида гамильтониана взаимодействия.

Полный гамильтониан содержит также кинетическую энергию вращения и член, описывающий связь внутреннего движения с вращением. Поэтому (2.1) следует дополнить еще двумя членами:

$$(2.2)$$

где T_{rot} - кинетическая энергия вращения, H_0 - кориолисово взаимодействие, которое имеет вид:

$$H_0 = -\frac{c}{2\mathcal{I}} (I\vec{J}), \quad (2.2')$$

где \mathcal{I} - момент инерции, I - полный момент количества движения, J - момент внутреннего движения. Таким образом, полный гамильтониан взаимодействия имеет вид:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_{coll} + T_{rot} + H_0 \quad (2.2'')$$

Следует отметить, что этот гамильтониан может быть взят в самой общей форме, включая, например, тензорные силы. В настоящей статье мы не будем рассматривать ротационных возбужденных состояний и не будем учитывать эффекты, вызванные связью вращения и внутреннего движения, поэтому мы будем работать с гамильтонианом в виде (2.1).

Надо сказать, что разбивка гамильтониана, описывающего взаимодействие между нуклонами в ядре, является несколько условной, поскольку считается, что в H_{av} содержится полное среднее поле ядра, включая соответствующие части из H_{pair} и H_{coll} . В свою очередь, константы в H_{pair} перенормированы в учет взаимодействий H_{coll} . Такое выделение среднего поля ядра и взаимодействий, приводящих к парным корреляциям, фактически проводится не в операторе H , а в среднем значении H по некоторому состоянию, т.е.

$$\langle H \rangle = \langle H \rangle_{av} + \langle H \rangle_{pair} + \langle H \rangle_{coll} \quad (2.3)$$

Далее, основные уравнения находятся с помощью вариационного принципа Боголюбова, являющегося обобщением известного метода Хартри-Фока. При решении их используется метод приближенного вторичного квантования. Заметим, что эти уравнения можно также получить методом функций Грина.

В сверхтекучей модели задача исследования структуры ядра с самого начала формулируется как задача многих тел. Гамильтониан, описывающий взаимодействия нуклонов в ядре, не связан непосредственно с потенциалом взаимодействия свободных нуклонов. Действительно, после выделения среднего поля и учета парных корреляций сверхпроводящего типа рассматриваются взаимодействия квазичастиц, свойства которых ни в какой мере нельзя отождествить со свойствами свободных нуклонов.

Обсудим вид взаимодействий H_{pair} и H_{coll} . Наше исследование относится к средним и тяжелым ядрам, в которых, как показано в^{/10/}, отсутствуют парные кор-

реляции сверхпроводящего типа между нейтронами и протонами. Поэтому $H_{\text{ост}}$ запишем в следующем виде:

$$H_{\text{ост}} = -G_N \sum_{\nu\sigma} a_{\nu\sigma}^+ a_{\nu\sigma} - G_Z \sum_{\nu\sigma} a_{\nu\sigma}^+ a_{\nu\sigma} + \dots \quad (2.4)$$

Здесь $a_{\nu\sigma}^+$, $a_{\nu\sigma}$ - операторы рождения и поглощения нейтрона, набором квантовых чисел ($\nu\sigma$) опишем состояние нейтрона, а ($\nu\sigma$) - состояние протона. Из набора квантовых чисел выделим число $\sigma = \pm 1$ так, чтобы состояния, отличающиеся знаком σ , стали сопряженными относительно операции отражения времени; например, $\sigma = +1$ может быть знаком проекции момента на ось симметрии ядра.

Гамильтониан (2.4) содержит специфическую часть остаточных взаимодействий $G(s^+, s^-; s'^-, s'^+)$. Это связано с тем, что сильные корреляции между нуклонами осуществляют только в том случае, когда они находятся в состояниях с одинаковой энергией и одинаковыми квантовыми числами (кроме σ). Природа остаточных короткодействующих сил такова, что она ведет к значительно более сильному взаимодействию в состояниях с моментом, равным нулю, чем в других состояниях. Энергии связи последнего нейтрона в легких ядрах, где имеются нейтрон-протонные корреляции сверхпроводящего типа, указывают, что в состояниях (s^+, s^-) и (ν^+, ν^-) корреляции являются сильными, а в других состояниях они незаметны. Действительно, в тех случаях, когда нечетный нейтрон и нечетный протон находится в состояниях с одинаковыми квантовыми числами ($\text{Na}^{22}, \text{Al}^{26}, \text{P}^{30}, \text{Cl}^{34}, \text{K}^{38}$), энергия связи последнего нейтрона порядка 11-12 Мэв, т.е. такая же, как в ядрах с четными числом нейтронов ($\text{Ne}^{22}, \text{Al}^{27}, \text{P}^{31}, \text{Cl}^{35}$ и др.). где два внешних нейтрона спарены. В тех случаях, когда нечетные нейтрон и протон находятся в состояниях с различными квантовыми числами ($\text{Na}^{24}, \text{Al}^{28}, \text{P}^{32}, \text{Cl}^{36}, \text{K}^{40}$), энергия связи последнего нейтрона порядка 7-8 Мэв, т.е. такая же, как в ядрах $\text{Ne}^{21}, \text{Mg}^{25}, \text{Si}^{31}, \text{S}^{33}$ и других, в которых последний нуклон не участвует в парных корреляциях. Далее, поскольку силы, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа являются короткодействующими, то их грубо можно представить как

$$G = \delta(r_1 - r_2).$$

Это значит, что в пространстве импульсов G является постоянной. Поэтому в оболочечной модели и в модели Нильссона можно приближенно считать, что $G(s^+, s^-; s'^-, s'^+)$ не зависит от s и s' , т.е.

$$G = \text{Const.}$$

Расчеты парных энергий деформированных ядер показали /14/, что приближение $G = \text{Const}$ является достаточно хорошим.

Мультиполь-мультипольное взаимодействие описывается гамильтонианом $H_{\text{ост}}$, который имеет вид:

$$H_{\text{ост}} = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda=2,3} \sum_{\mu \geq \lambda} \{ \kappa_n^{(\lambda)} Q_{\lambda\mu}(n) Q_{\lambda\mu}(n) + \kappa_p^{(\lambda)} Q_{\lambda\mu}^+(p) Q_{\lambda\mu}(p) + \dots \} \quad (2.5)$$

Эта часть гамильтониана наряду с нейтрон-нейтронным и протон-протонным содержит также нейтрон-протонные взаимодействия, $\kappa_n^{(\lambda)}$, $\kappa_p^{(\lambda)}$ и $\kappa_{np}^{(\lambda)}$ - константы мультиполь-мультипольного взаимодействия. Наибольшую роль играют квадруполь-квадрупольное ($\lambda=2$) и октуполь-октупольные ($\lambda=3$) взаимодействия. Члены с $\lambda=0$ основной вклад дают в среднее поле (колебания плотности малы), диполь-дипольные взаимодействия с $\lambda=1$ описывают колебания протонов относительно нейтронов. Они не оказывают существенного влияния на свойства основных и слабозбужденных состояний атомных ядер, кроме ряда E1-переходов. Мультиполь-мультипольные взаимодействия с $\lambda > 3$ оказывают весьма слабое влияние на энергии соответствующих состояний, однако известны случаи усиления E4-переходов, что связано с $\lambda=4$, в большинстве случаев взаимодействиями с $\lambda > 3$ можно пренебречь.

Таким образом, $H_{\text{ост}}$ содержит квадруполь-квадрупольное и октуполь-октупольное взаимодействия. Для квадрупольного взаимодействия $\lambda=2$, а проекция μ принимает значения 0 и 2, для октуполь-октупольного взаимодействия $\lambda=3$, а $\mu=0, 1, 2$ и 3. Далее

$$Q_{\lambda\mu}(n) = \sum_{s\sigma} \langle s\sigma | f^{(\lambda)} | s'\sigma' \rangle a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'} \quad (2.5')$$

где $f^{(\lambda)} = \begin{cases} Y_{\lambda 0} & \lambda \\ \frac{1}{\sqrt{2}} Y_{\lambda 0} + (-1)^\mu Y_{\lambda -\mu} & \lambda \neq 0 \end{cases}$

$$f^{(ss')} = \langle s + | f^{(\lambda)} | s' + \rangle = \langle s - | f^{(\lambda)} | s' - \rangle$$

$$\bar{f}^{(ss')} = \langle s + | f^{(\lambda)} | s' - \rangle = - \langle s' + | f^{(\lambda)} | s - \rangle$$

причем

$$f^{(ss')} = f^{(s's)}, \quad \bar{f}^{(ss')} = -\bar{f}^{(s's)}$$

(индексы λ_μ в $f(ss')$ и $\bar{f}(ss')$ для простоты опущены). Для каждого λ и μ матричные элементы $f(ss')$ и $\bar{f}(ss')$ имеют соответствующие правила отбора. Таким образом, при изучении состояний с $\mu \neq 0$ наряду с матричными элементами

$f_{\sigma;\sigma}^{\lambda\mu}(\rho_1, \rho_2) = f(\rho_1, \rho_2)$, где $K_{1\pm\mu} = K_2$, учитываются матричные элементы $f_{\sigma;-\sigma}^{\lambda\mu}(\rho_1, \rho_2) = f(\rho_1, \rho_2)$ с $K_1 + K_2 = \pm\mu$. Здесь K_1 и K_2 — проекции моментов на ось симметрии ядра; здесь и в дальнейшем через ρ_1 и ρ_2 обозначим квантовые числа, характеризующие уровни среднего поля или протонной, или нейтронной систем. Следует отметить, что выражение (2.5) не является наиболее общим, так как при разложении взаимодействия по мультиплетам должны возникнуть обменные члены, которые не содержатся в (2.5).

§ 2. Парные корреляции нуклонов сверхпроводящего типа

Приведем основные результаты расчетов с гамильтонианом $H_{av} + H_{pair}$ в приближении независимых квазичастиц, т.е. в модели, учитывающей остаточные взаимодействия нуклонов, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа.

Рассмотрим взаимодействия между нуклонами в ядре, описываемые гамильтонианом

$$H_0 = H_{av} + H_{pair} = H_0(n) + H_0(p), \quad (2.8)$$

где

$$H_0(n) = \sum_{s\sigma} \{E_0(s) - \lambda_n\} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} a_{ss'}^+ a_{ss'} a_{s'\sigma}^+ a_{s'\sigma}, \quad (2.8')$$

$$H_0(p) = \sum_{\nu\sigma} \{E_0(\nu) - \lambda_p\} a_{\nu\sigma}^+ a_{\nu\sigma} - G_Z \sum_{\nu\nu'} a_{\nu\nu'}^+ a_{\nu\nu'} a_{\nu'\sigma}^+ a_{\nu'\sigma}, \quad (2.8'')$$

Здесь $E_0(s)$, $E_0(\nu)$ — одночастичные (не полностью перенормированные) энергии в состояниях s и ν среднего поля, G_N и G_Z — константы парного взаимодействия в нейтронной и протонной системах. Химические потенциалы λ_n и λ_p определяются из условий сохранения в среднем числа нейтронов и протонов, т.е. из уравнений

$$N = \sum_{s\sigma} \langle a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} \rangle, \quad Z = \sum_{\nu\sigma} \langle a_{\nu\sigma}^+ a_{\nu\sigma} \rangle, \quad (2.7)$$

где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по рассматриваемому состоянию. Поскольку в средних и тяжелых ядрах отсутствуют нейтрон-протонные парные корреляции сверхпроводящего типа, то нейтронная и протонная системы рассматриваются прозрачно. Получим основные формулы, например, для нейтронной системы.

Свершим линейное каноническое преобразование ферми-амплитуд

$$a_{s\sigma} = u_s a_{s-\sigma} + \sigma v_s a_{s\sigma}^+, \quad (2.8)$$

для того, чтобы оно не нарушало коммутационных свойств их, необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\eta_s = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0. \quad (2.9)$$

Определим основное состояние системы из условия

$$a_{s\sigma} \Psi_0 = 0. \quad (2.10)$$

Найдем среднее значение $H_0(n)$ по состоянию Ψ_0 :

$$\langle H_0(n) \rangle_0 = 2 \sum_s \{E_0(s) - \lambda_n\} v_s^2 - G_N \sum_{ss'} u_s v_s u_{s'} v_{s'} - G_N \sum_s v_s^4.$$

Поскольку член $G \sum_s v_s^4$ дает вклад в самосогласованное поле, проведем перенормировку

$$E(s) = E_0(s) - \frac{G_N}{2} v_s^2$$

и получим

$$\langle H_0(n) \rangle_0 = 2 \sum_s \{E(s) - \lambda_n\} v_s^2 - G_N \left(\sum_s u_s v_s \right)^2. \quad (2.11)$$

Определим u_s и v_s из условия минимума (2.11), которое запишем так:

$$\delta \{ \langle H_0(n) \rangle_0 + \sum_s \mu_s \eta_s \} = 0, \quad (2.12)$$

где μ_s — множитель Лагранжа. В результате получим

$$2 \{E(s) - \lambda_n\} u_s v_s - G_N (u_s^2 - v_s^2) \sum_{s'} u_{s'} v_{s'} = 0. \quad (2.13)$$

Введем корреляционную функцию

$$C_n = G_N \sum_s u_s v_s. \quad (2.14)$$

и определим

$$u_n^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(s) - \lambda_n}{\epsilon(s)} \right\}, \quad v_n^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\epsilon(s)} \right\}, \quad (2.15)$$

$$\epsilon(s) = \sqrt{C_n^2 + [E(s) - \lambda_n]^2}.$$

Волновую функцию, уравнения для определения C_n и λ_n и энергию основного состояния системы, состоящей из четного числа нейтронов, получим в следующем виде:

$$\Psi_0 = \prod_n (u_n + v_n a_{n+}^+ a_{n-}^+) \Psi_0^{(0)}, \quad (2.16)$$

$$\sqrt{\frac{2}{G_N}} = \sum_n \frac{1}{\sqrt{C_n^2 + [E(s) - \lambda_n]^2}}, \quad (2.17)$$

$$N = \sum_n \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\sqrt{C_n^2 + [E(s) - \lambda_n]^2}} \right\}, \quad (2.17')$$

$$\sqrt{\delta_0} = \sum_n 2E(s) v_n^2 - \frac{C_n^2}{G_N}, \quad (2.18)$$

где $a_{n\sigma} \Psi_0^{(0)} = 0$.

Волновые функции, энергии и основные уравнения для двухквартичных возбужденных состояний четной системы имеют вид (при $s_1 \neq s_2$) /10/:

$$\Psi_0(s_1, s_2) = a_{s_1}^+ a_{s_2}^+ \prod_n \{ u_n(s_1, s_2) + v_n(s_1, s_2) a_{n+}^+ a_{n-}^+ \} \Psi_0^{(0)}, \quad (2.19)$$

$$\frac{2}{G_N} = \sum_{s_1 \neq s_2} \frac{1}{\sqrt{C_n(s_1, s_2)^2 + [E(s) - \lambda_n(s_1, s_2)]^2}}, \quad (2.20)$$

$$N = 2 + \sum_{s_1 \neq s_2} \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n(s_1, s_2)}{\sqrt{C_n(s_1, s_2)^2 + [E(s) - \lambda_n(s_1, s_2)]^2}} \right\} \quad (2.20')$$

$$\delta(s_1, s_2) = E(s_1) + E(s_2) + \sum_{s_1 \neq s_2} 2E(s) v_n(s_1, s_2)^2 - \frac{C_n(s_1, s_2)^2}{G_N}. \quad (2.21)$$

Для определения C и λ уравнения (2.17) и (2.20) были решены на электронно-счетной машине.

В модели парных корреляций возбужденные состояния четных деформированных ядер являются двухквартичными. Это верно для тех состояний, для которых N_{coll} не играет определяющей роли. В работах /14-16/ были вычислены энергии двухквартичных уровней четных ядер в областях $150 \leq A \leq 188$ и $228 \leq A \leq 254$ и сравнены с соответствующими экспериментальными данными. Сравнение рассчитанных значений энергий уровней четно-четных ядер с экспериментальными данными показало, что найдено на опыте большинство рассчитанных низких двухквартичных уровней, которые должны быстро заселяться при соответствующих бета-распадах. Согласно расчетов, выполненных на основе модели независимых квартиц, с экспериментальными данными в отношении энергий возбужденных состояний и вероятностей бета-переходов подтверждает двухквартичную структуру многих возбужденных состояний деформированных четно-четных ядер.

Из этой модели следует, что основное и ряд возбужденных состояний нечетного A -ядра имеют одноквартичную структуру, более высокие возбужденные состояния - трехквартичную структуру и т.д. Согласно этой модели, поведение одноквартичных уровней нечетных сильнодеформированных A -ядер определяется в основном средним полем ядра. Этим обусловлен успех потенциала Нильссона как в объяснении поведения уровней нечетных A -ядер, так и в выполнении правил отбора для бета- и гамма-переходов, основанных на асимптотических квантовых числах /17/.

Таким образом, модель независимых квартиц отличается не только своей последовательностью и самосогласованностью, но и простотой выводов о структуре основных и возбужденных состояний атомных ядер /18/.

§ 3. Преобразование гамильтониана взаимодействия

Гамильтониан (2.1), описывающий взаимодействие между нуклонами в ядре, запишем в виде

$$H = H_0(n) + H_0(p) + H_{\text{coll}}. \quad (2.1)$$

Проведем каноническое преобразование (2.8) и преобразуем H . Введем следующие операторы:

$$A(\rho\rho') = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \sigma a_{\rho\sigma} a_{\rho'\sigma} = A(\rho'\rho), \quad (2.22)$$

$$\bar{A}(\rho\rho') = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} a_{\rho\sigma} a_{\rho'\sigma} = \bar{A}(\rho'\rho)$$

$$B(\rho\rho') = \sum_{\sigma} a_{\rho\sigma}^{\dagger} a_{\rho'\sigma}, \quad \bar{B}(\rho\rho') = \sum_{\sigma} \sigma a_{\rho\sigma}^{\dagger} a_{\rho'\sigma}, \quad (2.23)$$

$$B(\rho\rho')^{\dagger} = B(\rho'\rho), \quad \bar{B}(\rho\rho')^{\dagger} = -\bar{B}(\rho'\rho). \quad (2.23)$$

Коммутационные соотношения между операторами $A(\rho\rho')$ и $A(\rho_2 \rho_2')$ имеют вид

$$[A(\rho\rho'), A(\rho_2 \rho_2')^{\dagger}] = \delta_{\rho\rho_2} \delta_{\rho'\rho_2'} + \delta_{\rho\rho_2'} \delta_{\rho'\rho_2} = \dots \quad (2.24)$$

$$-\frac{1}{2} \{ \delta_{\rho\rho_2} B(\rho_2' \rho') + \delta_{\rho\rho_2'} B(\rho_2 \rho) + \delta_{\rho\rho_2} B(\rho_2, \rho') + \delta_{\rho\rho_2'} B(\rho_2', \rho) \}$$

Поскольку коммутационные соотношения между операторами (2.22) и (2.23) являются сложными, то приведем их в Приложении.

Пользуясь операторами (2.22) и (2.23), гамильтониан $H_0(n)$ запишем так:

$$H_0(n) = H_0^{\circ}(n) + H_0^{\dagger}(n) + H_0^{\ddagger}(n), \quad (2.25)$$

$$H_0^{\circ}(n) = \sum_{\mathbf{s}} 2 \{ E^0(\mathbf{s}) - \lambda_{\mathbf{s}} \} v_{\mathbf{s}}^2 - G_{0N} \sum_{\mathbf{s}, \mathbf{s}'} u_{\mathbf{s}} v_{\mathbf{s}'} + \sum_{\mathbf{s}} \epsilon(\mathbf{s}) B(\mathbf{s}), \quad (2.25')$$

$$H_0^{\dagger}(n) = -\frac{G_{N0}}{2} \sum_{\mathbf{s}, \mathbf{s}'} (u_{\mathbf{s}}^2 A(\mathbf{s}\mathbf{s}') - v_{\mathbf{s}}^2 A(\mathbf{s}\mathbf{s}')) (u_{\mathbf{s}'}^2 A(\mathbf{s}'\mathbf{s}) - v_{\mathbf{s}'}^2 A(\mathbf{s}'\mathbf{s}')), \quad (2.25'')$$

остальные члены включены в $H_0^{\ddagger}(n)$. Аналогичное выражение имеется для $H_0(\rho)$.

Далее, H_{coll} запишем в виде:

$$H_{\text{coll}} = H_{\text{coll}}(n) + H_{\text{coll}}(\rho) + H_{\text{coll}}(n\rho), \quad (2.26)$$

где

$$H_{\text{coll}}(n) = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda, \mu \geq 0} \kappa_{\lambda, \mu} \{ H_1^{\lambda, \mu}(n) + H_2^{\lambda, \mu}(n) + H_3^{\lambda, \mu}(n) \}, \quad (2.26')$$

$$H_1^{\lambda, \mu}(n) = \frac{1}{2} \left(\sum_{\mathbf{s}, \mathbf{s}'} \{ f(\mathbf{s}\mathbf{s}') (A(\mathbf{s}\mathbf{s}') + A(\mathbf{s}\mathbf{s}')^{\dagger}) + f(\mathbf{s}\mathbf{s}') (A(\mathbf{s}\mathbf{s}') + A(\mathbf{s}\mathbf{s}')^{\dagger}) \} \right)^2, \quad (2.27)$$

$$H_2^{\lambda, \mu}(n) = \left(\sum_{\mathbf{s}, \mathbf{s}'} \{ v_{\mathbf{s}} (f(\mathbf{s}\mathbf{s}') B(\mathbf{s}\mathbf{s}') + f(\mathbf{s}\mathbf{s}') \bar{B}(\mathbf{s}\mathbf{s}')) + 2\delta_{\mathbf{s}\mathbf{s}'} f(\mathbf{s}\mathbf{s}') v_{\mathbf{s}}^2 \} \right)^2, \quad (2.27')$$

где

$$u_{\rho\rho'} = u_{\rho} v_{\rho'} + u_{\rho'} v_{\rho}, \quad (2.27'')$$

$$v_{\rho\rho'} = u_{\rho} u_{\rho'} - v_{\rho} v_{\rho'}$$

Остальные члены включены в $H_3^{\lambda, \mu}(n)$, сходные выражения имеют $H_{\text{coll}}(\rho)$ и $H_{\text{coll}}(n\rho)$.

Введем операторы фонов Q_i следующим образом:

$$Q_i = -\frac{1}{2} \{ \sum_{\mathbf{s}, \mathbf{s}'} [\psi_{\mathbf{s}\mathbf{s}'}^i A(\mathbf{s}\mathbf{s}') - \phi_{\mathbf{s}\mathbf{s}'}^i A(\mathbf{s}\mathbf{s}')^{\dagger} + \bar{\psi}_{\mathbf{s}\mathbf{s}'}^i A(\mathbf{s}\mathbf{s}') - \bar{\phi}_{\mathbf{s}\mathbf{s}'}^i A(\mathbf{s}\mathbf{s}')^{\dagger}] + \dots \} \quad (2.28)$$

$$+ \sum_{\mathbf{w}, \mathbf{w}'} [\psi_{\mathbf{w}\mathbf{w}'}^i A(\mathbf{w}\mathbf{w}') - \phi_{\mathbf{w}\mathbf{w}'}^i A(\mathbf{w}\mathbf{w}')^{\dagger} + \bar{\psi}_{\mathbf{w}\mathbf{w}'}^i A(\mathbf{w}\mathbf{w}') - \bar{\phi}_{\mathbf{w}\mathbf{w}'}^i A(\mathbf{w}\mathbf{w}')^{\dagger}] \}$$

где

$$\psi_{\rho\rho'}^i = \psi_{\rho\rho'}^i, \quad \phi_{\rho\rho'}^i = \phi_{\rho\rho'}^i; \quad \bar{\psi}_{\rho\rho'}^i = -\bar{\psi}_{\rho\rho'}^i, \quad \bar{\phi}_{\rho\rho'}^i = -\bar{\phi}_{\rho\rho'}^i$$

Для каждого случая (λ, μ) количество состояний $(\rho\rho')$ равно числу состояний i , так что $\psi_{\rho\rho'}^i, \phi_{\rho\rho'}^i, \bar{\psi}_{\rho\rho'}^i, \bar{\phi}_{\rho\rho'}^i$ являются квадратными матрицами. Коммутационные соотношения операторов Q_i и Q_i^{\dagger} между собой и с операторами (2.22) и (2.23) имеют громоздкий вид, поэтому приведем их в Приложении.

Операторы $A(\rho\rho')$ и $\bar{A}(\rho\rho')$ можно приближенно выразить через операторы фонов Q_i и Q_i^{\dagger} следующим образом:

$$A(\rho\rho') = \sum_i (\psi_{\rho\rho'}^i Q_i + \phi_{\rho\rho'}^i Q_i^{\dagger}),$$

$$\bar{A}(\rho\rho^*) = \sum_i (\bar{\psi}_{\rho\rho^*}^i Q_{1i} + \bar{\phi}_{\rho\rho^*}^i Q_{1i}^+)$$

(2.28)

Поскольку операторы $A(\rho\rho^*)$ и $\bar{A}(\rho\rho^*)$ удовлетворяют коммутационным соотношениям (2.24), (П.1) и (П.5), то это налагает дополнительные соотношения на функции $\psi_{\rho\rho^*}^i$, $\phi_{\rho\rho^*}^i$, $\bar{\psi}_{\rho\rho^*}^i$ и $\bar{\phi}_{\rho\rho^*}^i$.

Приведем эти соотношения в Приложении.

В гамильтониане (2.1') запишем операторы A и \bar{A} через Q_{1i} и Q_{1i}^+ . Проведем перенормировку значений энергий среднего поля $E^0(\rho)$ и констант парного взаимодействия G_{0N} и G_{0Z} , перенормированные величины обозначим через $E(\rho)$, G_N и G_Z . В результате гамильтониан (2.1') получим в следующем виде:

$$H = H_0(n) + H_0(p) + H_{\text{conf}} \quad (2.1)$$

$$H_0(n) = H^0(n) + H_{0n}^+(n) + H_{0n}^{++}(n), \quad (2.25)$$

$$H_{0n}^+(n) = \sum_s 2 \{ E(s) - \lambda_n \} v_s^2 - G_N (\sum_s u_s v_s)^2 + \sum_s \epsilon(s) B(ss), \quad (2.30)$$

$$H_{0n}^{++}(n) = -\frac{G_N}{2} \sum_{n_1 n_2} \{ (u_{n_1}^2 \psi_{n_1 n_2}^i - v_{n_1}^2 \phi_{n_1 n_2}^i) (u_{n_2}^2 \psi_{n_1 n_2}^{i'} - v_{n_2}^2 \phi_{n_1 n_2}^{i'}) + \dots \} \quad (2.30')$$

$$+ (u_{n_1}^2 \phi_{n_1 n_2}^i - v_{n_1}^2 \psi_{n_1 n_2}^i) (u_{n_2}^2 \phi_{n_1 n_2}^{i'} - v_{n_2}^2 \psi_{n_1 n_2}^{i'}) \} Q_{1i}^+ Q_{1i} \quad (2.31')$$

$$H_{\text{conf}} = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda, \mu \geq p} (H_{\lambda\mu}^1 + H_{\lambda\mu}^2 + H_{\lambda\mu}^3)$$

$$H_{\lambda\mu}^1 = \sum_{n_1 n_2} \{ \kappa_n^{(\lambda)} \sum_{n_1 n_2} u_{n_1} u_{n_2} (f(ss')(\psi_{n_1 n_2}^i + \phi_{n_1 n_2}^i) + f(ss')(\bar{\psi}_{n_1 n_2}^i + \bar{\phi}_{n_1 n_2}^i)) \times$$

$$\times (f(s_2 s_2')(\psi_{n_2 n_2}^{i'} + \phi_{n_2 n_2}^{i'}) + f(s_2 s_2')(\bar{\psi}_{n_2 n_2}^{i'} + \bar{\phi}_{n_2 n_2}^{i'})) +$$

$$+ \kappa_p^{(\lambda)} \sum_{n_1 n_2} u_{n_1} u_{n_2} (f(\nu\nu')(\psi_{n_1 n_2}^i + \phi_{n_1 n_2}^i) + f(\nu\nu')(\bar{\psi}_{n_1 n_2}^i + \bar{\phi}_{n_1 n_2}^i)) \times$$

$$\times (f(\nu_2 \nu_2')(\psi_{n_2 n_2}^{i'} + \phi_{n_2 n_2}^{i'}) + f(\nu_2 \nu_2')(\bar{\psi}_{n_2 n_2}^{i'} + \bar{\phi}_{n_2 n_2}^{i'})) +$$

$$+ \kappa_{np}^{(\lambda)} \sum_{n_1 n_2} u_{n_1} u_{n_2} \{ (f(ss')(\psi_{n_1 n_2}^i + \phi_{n_1 n_2}^i) + f(ss')(\bar{\psi}_{n_1 n_2}^i + \bar{\phi}_{n_1 n_2}^i)) (f(\nu\nu')(\psi_{n_1 n_2}^i + \phi_{n_1 n_2}^i) +$$

$$+ f(\nu\nu')(\bar{\psi}_{n_1 n_2}^i + \bar{\phi}_{n_1 n_2}^i)) + (f(ss')(\psi_{n_1 n_2}^i + \phi_{n_1 n_2}^i) + f(ss')(\bar{\psi}_{n_1 n_2}^i + \bar{\phi}_{n_1 n_2}^i)) \times$$

$$\times (f(\nu\nu')(\psi_{n_1 n_2}^i + \phi_{n_1 n_2}^i) + f(\nu\nu')(\bar{\psi}_{n_1 n_2}^i + \bar{\phi}_{n_1 n_2}^i)) \} Q_{1i}^+ Q_{1i} \quad (2.32)$$

$$H_2^{\lambda\mu} = \kappa_n^{(\lambda)} (\sum_{n_1 n_2} v_{n_1} v_{n_2} [f(ss')B(ss') + f(ss')\bar{B}(ss')])^2 +$$

$$+ \kappa_p^{(\lambda)} (\sum_{n_1 n_2} v_{n_1} v_{n_2} [f(\nu\nu')\bar{B}(\nu\nu') + f(\nu\nu')\bar{B}(\nu\nu')])^2 +$$

$$+ 2\kappa_{np}^{(\lambda)} \sum_{n_1 n_2} v_{n_1} v_{n_2} [f(ss')B(ss') + f(ss')\bar{B}(ss')] \sum_{n_1 n_2} v_{n_1} v_{n_2} [f(\nu\nu')\bar{B}(\nu\nu') + f(\nu\nu')\bar{B}(\nu\nu')] +$$

$$+ 2\kappa_n^{(\lambda)} \sum_{n_1 n_2} v_{n_1}^2 (u_{n_1}^2 - v_{n_1}^2) f(ss) f(s's') B(ss) + 2\kappa_p^{(\lambda)} \sum_{n_1 n_2} v_{n_1}^2 (u_{n_1}^2 - v_{n_1}^2) f(\nu\nu) f(\nu\nu') \bar{B}(\nu\nu) +$$

$$+ 2\kappa_{np}^{(\lambda)} \sum_{n_1 n_2} f(\nu\nu) f(s's') \{ v_{n_1}^2 (u_{n_1}^2 - v_{n_1}^2) B(ss) + v_{n_2}^2 (u_{n_2}^2 - v_{n_2}^2) \bar{B}(\nu\nu) \} +$$

$$+ 4\kappa_n^{(\lambda)} \sum_{n_1 n_2} v_{n_1}^2 f(s_2 s_2') \sum_{n_1 n_2} v_{n_1} v_{n_2} (f(ss')B(ss') + f(ss')\bar{B}(ss')) +$$

$$+ 4\kappa_p^{(\lambda)} \sum_{n_1 n_2} v_{n_1}^2 f(\nu_2 \nu_2') \sum_{n_1 n_2} v_{n_1} v_{n_2} (f(\nu\nu')\bar{B}(\nu\nu') + f(\nu\nu')\bar{B}(\nu\nu')) + 4\kappa_{np}^{(\lambda)} \{ \sum_{n_1 n_2} f(ss) v_{n_1}^2 \sum_{n_1 n_2} v_{n_1} v_{n_2} (f(\nu\nu')\bar{B}(\nu\nu') +$$

$H_0(p)$ имеет такой же вид, как $H_0(n)$. Остальные члены включены в $H_{\text{conf}}(n)$, $H_{\text{conf}}(p)$ и H_3 . Они содержат, кроме выражений $G_N (\sum u_s v_s B(ss))^2$ члены, содержащие нечетное число операторов Q_{1i} или Q_{1i}^+ , а также операторы $Q_{1i}^+ Q_{1i}^+$, $Q_{1i} Q_{1i}$ и выражения вида $B(\rho\rho^*) \rightarrow \langle B(\rho\rho^*) \rangle$, $\bar{B}(\rho\rho^*) \rightarrow \langle \bar{B}(\rho\rho^*) \rangle$. Эти члены не могут играть заметной роли в проводимых далее исследованиях.

III. Метод приближенного вторичного квантования

§ 1. Постановка задачи

Коммутационные соотношения между операторами $A(\rho\rho^*)$, $A(\rho\rho^*)^+$, $\bar{A}(\rho\rho^*)$, $\bar{A}(\rho\rho^*)^+$ имеют сложный вид и содержат члены, пропорциональные $B(\rho\rho^*)$ и $\bar{B}(\rho\rho^*)$. Среднее значение от операторов $B(\rho\rho^*)$ и $\bar{B}(\rho\rho^*)$ по квазичастичному вакууму (2.10) равно нулю. Известно, что число квазичастиц, появившихся в результате учета взаимодействия между ними в основном состоянии четно-четного ядра невелико. Поэтому достаточно хорошим является приближение, в котором в перестановочных соотношениях для операторов $A(\rho\rho^*)$ и $\bar{A}(\rho\rho^*)$ пренебрегают членами, содержащими операторы $B(\rho\rho^*)$ и $\bar{B}(\rho\rho^*)$. В этом приближении операторы $A(\rho\rho^*)$ и $\bar{A}(\rho\rho^*)$ рассматриваются как операторы бозонов. Так мы приходим к методу приближенного вторичного квантования или к квазибозонному приближению или (как его иногда называют) к приближению хаотичных фаз. Метод приближенного вторичного квантования был впервые предложен Н.Н. Боголюбовым^{1/2/} в 1947 году.

В рамках метода приближенного вторичного квантования коммутационные соотношения имеют следующий вид:

$$[A(\rho\rho'), A(\rho_2\rho_2')]^+ = \delta_{\rho\rho_2} \delta_{\rho'\rho_2'} + \delta_{\rho\rho_2'} \delta_{\rho'\rho_2} \quad (3.1)$$

$$[\bar{A}(\rho\rho'), \bar{A}(\rho_2\rho_2')]^+ = \delta_{\rho\rho_2} \delta_{\rho'\rho_2'} - \delta_{\rho\rho_2'} \delta_{\rho'\rho_2} \quad (3.1')$$

$$[\bar{A}(\rho\rho'), A(\rho_2\rho_2')]^+ = [A(\rho\rho'), \bar{A}(\rho_2\rho_2')]^+ = 0 \quad (3.1'')$$

Волновая функция основного состояния четно-четного ядра определяется как бесфононная, т.е.

$$Q_1 \Psi = 0 \quad (3.2)$$

где оператор Q_1 дается (2.28). Возбужденные коллективные состояния определяются как однофононные с волновой функцией

$$Q_1^+ \Psi \quad (3.3)$$

Многофононные состояния в настоящей работе рассматриваться не будут. В этом приближении

$$[Q_1, Q_1^+] = \delta_{11} \quad (3.4)$$

$$[Q_1, Q_1^+] = [Q_1^+, Q_1^+] = 0 \quad (3.4')$$

что обеспечивает выполнение условий ортонормировки волновых функций основного и возбужденных состояний.

Из совместности коммутационных соотношений (3.1)-(3.4) следует, что функции $\psi_{\rho\rho'}^i$, $\bar{\psi}_{\rho\rho'}^i$, $\phi_{\rho\rho'}^i$ и $\bar{\phi}_{\rho\rho'}^i$ связаны между собой соотношениями

$$\sum_{\rho\rho'} (\psi_{\rho\rho'}^i \psi_{\rho\rho'}^{i'} - \phi_{\rho\rho'}^i \phi_{\rho\rho'}^{i'} + \bar{\psi}_{\rho\rho'}^i \bar{\psi}_{\rho\rho'}^{i'} - \bar{\phi}_{\rho\rho'}^i \bar{\phi}_{\rho\rho'}^{i'}) + \quad (3.5)$$

$$+ \sum_{\nu\nu'} (\psi_{\nu\nu'}^i \psi_{\nu\nu'}^{i'} - \phi_{\nu\nu'}^i \phi_{\nu\nu'}^{i'} + \bar{\psi}_{\nu\nu'}^i \bar{\psi}_{\nu\nu'}^{i'} - \bar{\phi}_{\nu\nu'}^i \bar{\phi}_{\nu\nu'}^{i'}) = 2\delta_{11} \quad (3.5')$$

$$\sum_{\rho\rho'} (\psi_{\rho\rho'}^i \phi_{\rho\rho'}^{i'} - \psi_{\rho\rho'}^{i'} \phi_{\rho\rho'}^i + \bar{\psi}_{\rho\rho'}^i \bar{\phi}_{\rho\rho'}^{i'} - \bar{\psi}_{\rho\rho'}^{i'} \bar{\phi}_{\rho\rho'}^i) +$$

$$+ \sum_{\nu\nu'} (\psi_{\nu\nu'}^i \phi_{\nu\nu'}^{i'} - \psi_{\nu\nu'}^{i'} \phi_{\nu\nu'}^i + \bar{\psi}_{\nu\nu'}^i \bar{\phi}_{\nu\nu'}^{i'} - \bar{\psi}_{\nu\nu'}^{i'} \bar{\phi}_{\nu\nu'}^i) = 0 \quad (3.5'')$$

$$\sum_i (\psi_{\rho\rho'}^i \psi_{\rho_2\rho_2'}^i - \phi_{\rho\rho'}^i \phi_{\rho_2\rho_2'}^i) = \delta_{\rho\rho_2} \delta_{\rho'\rho_2'} + \delta_{\rho\rho_2'} \delta_{\rho'\rho_2} \quad (3.6)$$

$$\sum (\psi_{\rho\rho'}^i \bar{\psi}_{\rho_2\rho_2'}^i - \phi_{\rho\rho'}^i \bar{\phi}_{\rho_2\rho_2'}^i) = \delta_{\rho\rho_2} \delta_{\rho'\rho_2'} - \delta_{\rho\rho_2'} \delta_{\rho'\rho_2} \quad (3.6')$$

В этом приближении среднее значение от операторов $B(\rho\rho')$ и $\bar{B}(\rho\rho')$ по основному состоянию четно-четного ядра считается равным нулю

$$\langle B(\rho\rho') \rangle = \langle \bar{B}(\rho\rho') \rangle = 0 \quad (3.7)$$

хотя основное состояние и не является квазичастичным вакуумом.

В методе приближенного вторичного квантования принимаются во внимание только те члены гамильтониана взаимодействия, которые дают когерентный эффект, т.е. фактически суммируются диаграммами вида а) и б) рис. 1. В этом методе используются следующие приближения:

1. Гамильтониан взаимодействия берется в виде

$$H_2 = H_0^c(n) + H_0^c(p) + H_0^c(\rho) + \Pi_0^c(\rho) - \frac{1}{2} \sum_{\lambda, \mu \geq 0} N_1^{\lambda\mu} \quad (3.8)$$

остальные члены не учитываются при изучении четно-четных ядер.

2. Коммутационные соотношения имеют вид: (3.1) и (3.4).

3. Должно выполняться условие (3.7).

4. Волновая функция основного состояния определяется (3.2), возбужденного - (3.3).

Следует отметить, что в рамках метода приближенного вторичного квантования в основном состоянии учитываются взаимодействия квазичастиц и поэтому волновая функция не является бесквазичастичной. В случае $f(\rho\rho') = 0$ волновая функция основного состояния имеет следующий вид:

$$\Psi = D \exp \left\{ \frac{1}{4} \sum_{\rho\rho'} \sum_{\rho_2\rho_2'} (\psi^{-1})^i \phi_{\rho\rho'}^i \phi_{\rho_2\rho_2'}^{i'} A(\rho\rho')^+ A'(\rho_2\rho_2')^+ \right\} \Psi_0 \quad (3.9)$$

$$D = \exp \left\{ -\frac{1}{4} \sum_{\rho\rho'} \sum_{\rho_2\rho_2'} (\psi^{-1})^i \phi_{\rho\rho'}^i \phi_{\rho_2\rho_2'}^{i'} (\psi^{-1})^{i'} \phi_{\rho_2\rho_2'}^{i'} \phi_{\rho\rho'}^i \right\} \quad (3.9')$$

Здесь Ψ_0 определяется (2.16); а ψ^{-1} означает обратную матрицу. Из (3.9) видно, что волновая функция основного состояния содержит бесквазичастичную часть, четырехквазичастичный, восьмиквазичастичный и другие члены. Следует отметить, что вклад многоквазичастичных состояний невелик.

В ряде работ, например в /18/, коллективные возбужденные состояния рассматриваются в приближении, в котором волновая функция основного состояния четного ядра

является бесквазичастичной и суммируются только диаграммы вида а) рис. 1. Этот метод получил название приближения Тамма-Данкова, оператор фонона здесь имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \Omega_1 = & \frac{1}{2} \sum_{ss'} (\psi_{ss'}^1 A(ss') + \bar{\psi}_{ss'}^1 \bar{A}(ss')) + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{\nu\nu'} (\psi_{\nu\nu'}^1 A(\nu\nu') + \bar{\psi}_{\nu\nu'}^1 \bar{A}(\nu\nu')), \end{aligned} \quad (3.10)$$

взаимодействия между квазичастицами учитываются только в возбужденных состояниях. Заметим, что формулы этого метода получаются от формул метода приближенного вторичного квантования путем приравнивания нулю функций $\phi_{pp'}$ и $\bar{\phi}_{pp'}$.

Следует отметить, что метод Тамма-Данкова используется при изучении легких и магических ядер ^{120/} для учета взаимодействий частица-дырка, однако без рассмотрения парных корреляций сверхпроводящего типа. Несколько позднее ^{121/} был предложен метод, сходный с методом приближенного вторичного квантования, но без учета спаривания, который получил название зависящей от времени расширенной теории Хартри-Фока.

Основные уравнения метода приближенного вторичного квантования получим с помощью вариационного принципа. Введем новые обозначения $g_{pp'}^1 = \psi_{pp'}^1 + \phi_{pp'}^1$,

$\bar{g}_{pp'}^1 = \bar{\psi}_{pp'}^1 + \bar{\phi}_{pp'}^1$, $w_{pp'}^1 = \psi_{pp'}^1 - \phi_{pp'}^1$, $\bar{w}_{pp'}^1 = \bar{\psi}_{pp'}^1 - \bar{\phi}_{pp'}^1$ и запишем гамильтониан H_2 в следующем виде:

$$\begin{aligned} H_2 = & \sum_s 2 \{ E(s) - \lambda_n \} v_s^2 - \frac{C_n^2}{G_N} + \sum_s \epsilon(s) B(ss) + \\ & + \sum_\nu 2 \{ E(\nu) - \lambda_p \} v_\nu^2 - \frac{C_p^2}{G_Z} + \sum_\nu \epsilon(\nu) B(\nu\nu) - \\ & - \frac{1}{4} \sum_{ss'} \{ G_N \sum_{ss'} (u_{ss'}^2 - v_{ss'}^2) (u_{ss'}^2 - v_{ss'}^2) g_{ss'}^1 g_{ss'}^{1'} + w_{ss'}^1 w_{ss'}^{1'} \} + \\ & + G_Z \sum_{\nu\nu'} \{ (u_\nu^2 - v_\nu^2) (u_{\nu'}^2 - v_{\nu'}^2) g_{\nu\nu'}^1 g_{\nu\nu'}^{1'} + w_{\nu\nu'}^1 w_{\nu\nu'}^{1'} \} | Q_1^+ Q_1^- \rangle \end{aligned} \quad (3.8')$$

$$\begin{aligned} - \frac{1}{4} \sum_{\lambda\mu \geq 0} \sum_{ss'} \{ \kappa_n \sum_{ss'} u_{ss'} u_{ss'} (f(ss') g_{ss'}^1 + \bar{f}(ss') \bar{g}_{ss'}^{1'}) \} \times \\ \times \{ f(s_2 s_2') g_{s_2 s_2'}^{1'} + \bar{f}(s_2 s_2') \bar{g}_{s_2 s_2'}^{1'} \} + \end{aligned}$$

$$+ \kappa_p \sum_{\nu\nu'} u_{\nu\nu'} u_{\nu\nu'} (f(\nu\nu') g_{\nu\nu'}^1 + \bar{f}(\nu\nu') \bar{g}_{\nu\nu'}^{1'}) \{ f(\nu_2 \nu_2') g_{\nu_2 \nu_2'}^{1'} + \bar{f}(\nu_2 \nu_2') \bar{g}_{\nu_2 \nu_2'}^{1'} \} +$$

$$\begin{aligned} + \kappa_n \sum_{ss'} \sum_{ss'} u_{ss'} u_{ss'} \{ (f(ss') g_{ss'}^1 + \bar{f}(ss') \bar{g}_{ss'}^{1'}) (f(\nu\nu') g_{\nu\nu'}^{1'} + \bar{f}(\nu\nu') \bar{g}_{\nu\nu'}^{1'}) + \\ + (f(ss') g_{ss'}^{1'} + \bar{f}(ss') \bar{g}_{ss'}^1) (f(\nu\nu') g_{\nu\nu'}^1 + \bar{f}(\nu\nu') \bar{g}_{\nu\nu'}^1) \} | Q_1^+ Q_1^- \rangle \end{aligned}$$

Найдем среднее значение H_2 по однофононному возбужденному состоянию $Q_1^+ \Psi$, которое соответствует определенным значениям λ и μ , т.е.

$$\begin{aligned} \langle Q_1^+ H_2 Q_1^+ \rangle = & - \sum_s 2 \{ E(s) - \lambda_n \} v_s^2 - \frac{C_n^2}{G_N} + \frac{1}{4} \sum_{ss'} (\epsilon(s) + \epsilon(s')) (g_{ss'}^1 + w_{ss'}^1 g_{ss'}^{1'} + \bar{w}_{ss'}^1) + \\ & + \sum_\nu 2 \{ E(\nu) - \lambda_p \} v_\nu^2 - \frac{C_p^2}{G_Z} + \frac{1}{4} \sum_{\nu\nu'} (\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu')) (g_{\nu\nu'}^1 + w_{\nu\nu'}^1 g_{\nu\nu'}^{1'} + \bar{w}_{\nu\nu'}^1) \quad (3.11) \\ & - \frac{G_N}{4} \{ (\sum_{ss'} (u_{ss'}^2 - v_{ss'}^2) g_{ss'}^1)^2 + (\sum_{ss'} w_{ss'}^1)^2 \} - \frac{G_Z}{4} \{ (\sum_{\nu\nu'} (u_\nu^2 - v_\nu^2) g_{\nu\nu}^1)^2 + (\sum_{\nu\nu'} w_{\nu\nu}^1)^2 \} - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} - \frac{\kappa_n}{2} \sum_{ss'} u_{ss'} \{ g_{ss'}^1 f(ss') + \bar{g}_{ss'}^{1'} \bar{f}(ss') \}^2 - \\ - \frac{\kappa_p}{2} \sum_{\nu\nu'} u_{\nu\nu'} \{ g_{\nu\nu'}^1 f(\nu\nu') + \bar{g}_{\nu\nu'}^{1'} \bar{f}(\nu\nu') \}^2 - \\ - \kappa_n \sum_{ss'} \sum_{ss'} u_{ss'} u_{ss'} \{ (f(ss') g_{ss'}^1 + \bar{f}(ss') \bar{g}_{ss'}^{1'}) \times \\ \times (f(\nu\nu') g_{\nu\nu'}^1 + \bar{f}(\nu\nu') \bar{g}_{\nu\nu'}^{1'}) \} \end{aligned}$$

Функции $g_{pp'}$, $\bar{g}_{pp'}$, $w_{pp'}$, $\bar{w}_{pp'}$ и энергию возбужденного состояния находим из условия минимума среднего значения H_2 по однофононному возбужденному состоянию $Q_1^+ \Psi$. Вариационный принцип сформулируем так: ^{122/}

$$\begin{aligned} \delta \langle Q_1^+ H_2 Q_1^+ \rangle = \frac{\omega_1}{2} \{ \sum_{ss'} (g_{ss'}^1 w_{ss'}^1 + \bar{g}_{ss'}^{1'} \bar{w}_{ss'}^{1'}) + \\ + \sum_{\nu\nu'} (g_{\nu\nu'}^1 w_{\nu\nu'}^1 + \bar{g}_{\nu\nu'}^{1'} \bar{w}_{\nu\nu'}^{1'}) - 2 \} = 0. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Здесь введен множитель Лагранжа ω_1 , учитывающий выполнение условия (3.5), для того, чтобы вариации $\delta g_{\rho\rho'}^1$, $\delta \bar{g}_{\rho\rho'}^1$, $\delta w_{\rho\rho'}^1$ и $\delta \bar{w}_{\rho\rho'}^1$ можно было рассматривать как независимые. При изучении коллективных возбужденных состояний с определенным значением λ учитывается только член Π_2 с соответствующими значениями λ и μ , причем $K = \mu$ и $\pi = (-1)^\lambda$. Следует заметить, что для каждого значения (λ, μ) определяется свой оператор $Q_{\lambda\mu}^1$, свои функции $\psi_{\rho\rho'}^1(\lambda, \mu)$ и $\bar{\psi}_{\rho\rho'}^1(\lambda, \mu)$ и матричные элементы $f^{\lambda\mu}(\rho\rho')$ и $\bar{f}^{\lambda\mu}(\rho\rho')$. Однако в вышеприведенных формулах мы опустили значки λ, μ .

Получение и исследование секулярных уравнений проведем отдельно для двух случаев: первый - когда отсутствуют диагональные матричные элементы $f(\rho\rho')$ и $\bar{f}(\rho\rho')$ оператора мультипольного момента, и второй - когда кроме недиагональных также имеются диагональные матричные элементы $f(\rho\rho)$ этого оператора.

§ 2. Секулярные уравнения и волновые функции для гамма-вибрационных и октупольных возбужденных состояний

Рассмотрим коллективные состояния, у которых оператор фонона Q_1 не содержит диагональных матричных элементов. К ним относятся все состояния, кроме $(K\pi = 0^+)$ -состояний с $\mu = 0$ и $(-1)^\lambda = 1$. В настоящей работе мы рассмотрим квадрупольные состояния с $K\pi = 2^+$ ($\lambda = 2, \mu = 2$), которые обычно называются гамма-вибрационными состояниями, и все октупольные ($\lambda = 3$) -состояния с $K\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- .

Пользуясь вариационным принципом в виде (3.12), (3.11), получим следующие уравнения для определения $g_{\rho\rho'}^1$, $w_{\rho\rho'}^1$ и $\bar{w}_{\rho\rho'}^1$.

$$\left(\epsilon(s) + \epsilon(s') - \frac{\omega_1^2}{\epsilon(s) + \epsilon(s')} \right) g_{\rho\rho'}^1 = f(ss') u_{\rho\rho'} (\kappa_n^{(\lambda)} D_1(n) + \kappa_{np}^{(\lambda)} D_1(p)), \quad (3.13)$$

$$w_{\rho\rho'}^1 = \frac{\omega_1}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')} g_{\rho\rho'}^1, \quad \bar{w}_{\rho\rho'}^1 = \frac{\omega_1}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')} \bar{g}_{\rho\rho'}^1. \quad (3.14)$$

и аналогичные (3.13) уравнения для $\bar{g}_{\rho\rho'}^1$, $g_{\nu\nu'}^1$ и $\bar{g}_{\nu\nu'}^1$. Здесь

$$D_1(n) = 2 \sum_{\rho\rho'} u_{\rho\rho'} (f(ss') g_{\rho\rho'}^1 + \bar{f}(ss') \bar{g}_{\rho\rho'}^1) \quad (3.15)$$

и аналогичное выражение для $D_1(p)$. Из (3.13) находим

$$g_{\rho\rho'}^1 = \frac{f(ss') u_{\rho\rho'}}{\epsilon(s) + \epsilon(s') - \frac{\omega_1^2}{\epsilon(s) + \epsilon(s')}} (\kappa_n^{(\lambda)} D_1(n) + \kappa_{np}^{(\lambda)} D_1(p)) \quad (3.13')$$

и, подставляя в (3.15), получим

$$D_1(n) = 2 X_n^{(\lambda)} (\kappa_n^{(\lambda)} D_1(n) + \kappa_{np}^{(\lambda)} D_1(p)), \quad (3.15')$$

$$D_1(p) = 2 X_p^{(\lambda)} (\kappa_p^{(\lambda)} D_1(p) + \kappa_{np}^{(\lambda)} D_1(n)),$$

где

$$X_n^{(\lambda)} = \sum_{\rho\rho'} \frac{(f(ss')^2 + \bar{f}(ss')^2) u_{\rho\rho'}^2}{\epsilon(s) + \epsilon(s') - \frac{\omega_1^2}{\epsilon(s) + \epsilon(s')}}. \quad (3.16)$$

Для того, чтобы уравнения (3.15') имели отличные от нуля решения для $D_1(n)$ и $D_1(p)$, необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\begin{vmatrix} 2 \kappa_n^{(\lambda)} X_n^{(\lambda)} - 1 & \kappa_{np}^{(\lambda)} X_n^{(\lambda)} \\ \kappa_{np}^{(\lambda)} X_p^{(\lambda)} & 2 \kappa_p^{(\lambda)} X_p^{(\lambda)} - 1 \end{vmatrix} = 0. \quad (3.17)$$

Таким образом, мы получили секулярное уравнение, которое перепишем в явном виде: /23/

$$1 = 2 \kappa_n^{(\lambda)} \sum_{\rho\rho'} \frac{(f(ss')^2 + \bar{f}(ss')^2) u_{\rho\rho'}^2 (\epsilon(s) + \epsilon(s'))}{(\epsilon(s) + \epsilon(s'))^2 - \omega_1^2} + 2 \kappa_p^{(\lambda)} \sum_{\nu\nu'} \frac{(f(\nu\nu')^2 + \bar{f}(\nu\nu')^2) u_{\nu\nu'}^2 (\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))}{\nu\nu' (\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))^2 - \omega_1^2} +$$

$$+ 4 (\kappa_{np}^{(\lambda)})^2 - \kappa_n^{(\lambda)} \kappa_p^{(\lambda)} \sum_{\rho\rho'} \frac{(f(ss')^2 + \bar{f}(ss')^2) u_{\rho\rho'}^2 (\epsilon(s) + \epsilon(s'))}{(\epsilon(s) + \epsilon(s'))^2 - \omega_1^2} \sum_{\nu\nu'} \frac{(f(\nu\nu')^2 + \bar{f}(\nu\nu')^2) u_{\nu\nu'}^2 (\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))}{\nu\nu' (\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))^2 - \omega_1^2}$$

В случае $\kappa_n^{(\lambda)} = \kappa_p^{(\lambda)} = \kappa_{np}^{(\lambda)} = \kappa^{(\lambda)}$

уравнение (3.17') принимает более простой вид, а именно:

$$\frac{1}{\kappa^{(\lambda)}} = 2 \sum_{ss'} \frac{(f(ss')^2 + \bar{f}(ss')^2) u_{ss'}^2 (\epsilon(s) + \epsilon(s'))}{(\epsilon(s) + \epsilon(s'))^2 - \omega_1^2} + 2 \sum_{\nu\nu'} \frac{(f(\nu\nu')^2 + \bar{f}(\nu\nu')^2) u_{\nu\nu'}^2 (\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))}{(\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))^2 - \omega_1^2} = F(\omega). \quad (3.17'')$$

Для нахождения $\xi_{\rho\rho'}^1$ и $\bar{\xi}_{\rho\rho'}^1$ воспользуемся условием (3.5) и в результате получим (при $\kappa_n^{(\lambda)} = \kappa_p^{(\lambda)} = \kappa_{np}^{(\lambda)}$):

$$\xi_{\rho\rho'}^1 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{Y_n^1 + Y_p^1}} \frac{f(\rho\rho') u_{\rho\rho'}}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho') - \frac{\omega_1^2}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')}}}, \quad (3.18)$$

в выражении для $\bar{\xi}_{\rho\rho'}^1$ $f(\rho\rho')$ заменено на $\bar{f}(\rho\rho')$, здесь

$$Y_n^1 = \sum_{ss'} \frac{(f(ss')^2 + \bar{f}(ss')^2) u_{ss'}^2 \omega_1 (\epsilon(s) + \epsilon(s'))}{[(\epsilon(s) + \epsilon(s'))^2 - \omega_1^2]^2}. \quad (3.19)$$

Из этих формул и из (3.14) найдем выражения для $\psi_{\rho\rho'}^1$ и $\phi_{\rho\rho'}^1$:

$$\psi_{\rho\rho'}^1 = \frac{1/\sqrt{2}}{\sqrt{Y_n^1 + Y_p^1}} \frac{f(\rho\rho') u_{\rho\rho'}}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho') - \omega_1}, \quad (3.20)$$

$$\phi_{\rho\rho'}^1 = \frac{1/\sqrt{2}}{\sqrt{Y_n^1 + Y_p^1}} \frac{f(\rho\rho') u_{\rho\rho'}}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho') + \omega_1}. \quad (3.20')$$

Энергии возбужденных состояний с волновыми функциями Q_i^+ равны:

$$\langle Q_i^+ | H_2 | Q_i^+ \rangle = \langle H_2 \rangle + \omega_1, \quad (3.21)$$

причем i принимает значения 1, 2, 3 и т.д. в порядке возрастания энергии возбуждения.

Таким образом решив секулярное уравнение (3.17') или (3.17''), найдем энергии $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_l, \dots$ и волновые функции соответствующих состояний.

Причем для каждого значения λ_{μ} имеются свои матричные элементы $f(\rho\rho')$ и $\bar{f}(\rho\rho')$, а следовательно, и свои секулярные уравнения.

Обсудим особенности решений секулярного уравнения (3.17''). Для этого на рис. 2 приведены значения $F(\omega)$ как функции ω для состояний с $K\pi = 2+$: для Et^{166} и Yb^{172} . Точки пересечения прямой $1/\kappa$ с кривой $F(\omega)$ (обозначенные через $\text{---} \circ \text{---}$) являются первым, вторым и т.п. корнями секулярного уравнения. До первого полюса (3.17'') может быть только один корень этого уравнения. Второй корень (3.17'') расположен между значениями первого и второго полюсов и т.д. Член $\xi_{\rho\rho'}^2$ определяет преимущественное значение переходов частица-дырка по сравнению с переходами частица-частица, дырка-дырка.

В настоящей трактовке коллективные неротационные возбужденные состояния рассматриваются наряду с двухквaziчастичными возбуждениями, причем как те, так и другие связаны с изменением внутренней структуры ядра. Волновые функции коллективных возбужденных состояний являются суперпозицией двухквaziчастичных состояний. В рассматриваемой трактовке нет никакого условия адиабатичности для коллективных возбужденных состояний. В настоящей работе не рассматривается связь внутреннего движения с вращением, которая в ряде случаев играет большую роль.

Как известно, $1, 2, 4$ бета-, гамма- и октупольные состояния в оболочечной модели ядра рассматриваются как колебания формы ядра в адиабатическом приближении (которое не выполняется в деформированных ядрах). Частоты колебаний $\omega_{\lambda\mu}$ определяются как

$$\omega_{\lambda\mu} = \sqrt{\frac{C_{\lambda\mu}}{B_{\lambda\mu}}}, \quad (3.22)$$

где $B_{\lambda\mu}$ - массовый параметр и $C_{\lambda\mu}$ - коэффициент жесткости.

Перейдем к адиабатическому пределу в нашей трактовке. Пусть

$$\omega_1 \ll \min(\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')); \quad (3.23)$$

уравнение (3.17'') перепишем в виде

$$1/\kappa^1 = 2 \sum_{\rho\rho'} \frac{(f(\rho\rho')^2 + \bar{f}(\rho\rho')^2) u_{\rho\rho'}^2}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')} \frac{1}{1 - \frac{\omega_1^2}{(\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho'))^2}} \quad (3.17''')$$

и, воспользовавшись (3.23), получим

$$1/\kappa = 2 \sum_{\rho\rho'} \frac{(f(\rho\rho')^2 + \bar{f}(\rho\rho')^2) u_{\rho\rho'}^2}{(\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho'))} + \omega_1^2 \sum_{\rho\rho'} \frac{(f(\rho\rho')^2 + \bar{f}(\rho\rho')^2) u_{\rho\rho'}^2}{(\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho'))^3} + \dots$$

Отсюда энергию коллективного состояния в адиабатическом приближении найдем в виде:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{C}{B}}, \quad (3.24)$$

где

$$C = 1/\kappa^2 = 2 \sum_{\rho\rho'} \frac{(f(\rho\rho')^2 + \bar{f}(\rho\rho')^2) u_{\rho\rho'}^2}{(\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho'))}, \quad (3.24')$$

$$B = 2 \sum_{\rho\rho'} \frac{(f(\rho\rho')^2 + \bar{f}(\rho\rho')^2) u_{\rho\rho'}^2}{(\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho'))^3}.$$

Таким образом, в данной трактовке, в качестве частного случая можно получить в адиабатическом приближении значения энергии ω_1 и массового коэффициента B и коэффициент жесткости C , которые совпадают с ранее полученными выражениями /6,25/.

§ 3. Секулярное уравнение и волновые функции для бета-вибрационных возбужденных состояний

Рассмотрим коллективные возбужденные состояния, в секулярные уравнения для которых наряду с недиагональными входят также диагональные матричные элементы, а все $\bar{f}(\rho\rho') = 0$. К таким коллективным возбуждениям относятся колебания с $\lambda = 2$ и $\mu = 0$, т.е. состояния с $K\pi = 0^+$, низшие из которых обычно называют бета-вибрационными состояниями.

Если следовать процедуре, изложенной в § 2, то можно получить для состояний с $K\pi = 0^+$ секулярное уравнение вида (3.17'). Так, для системы, состоящей из одного сорта частиц, такое секулярное уравнение можно записать в виде:

$$1/(2\kappa) = \sum_{s \neq s'} \frac{f(ss')^2 u_{ss'}^2 (\epsilon(s) + \epsilon(s'))}{(\epsilon(s) + \epsilon(s'))^2 - \omega_1^2} + \sum_s \frac{f(ss)^2 C^2}{(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2) \epsilon(s)} \quad (3.25)$$

причем, как показывают расчеты /26/, вклад диагональных членов доходит до 70% и более.

Покажем, что диагональные члены не должны играть столь большую роль. Действительно, рассмотрим случай, когда все диагональные члены равны между собой, т.е. $f(ss) = f_0$, тогда соответствующая часть H_{coll} имеет вид:

$$-\frac{\kappa}{2} f_0^2 N^2, \quad (3.25')$$

где N — оператор числа частиц. Поскольку число частиц в основном и возбужденном состояниях одинаково, то отсюда следует, что этот член не должен вести к изменению разности энергий между бета-вибрационными и основными состояниями. В секулярном уравнении (3.25) диагональные члены с $f(ss) = f_0$ приводят к уменьшению ω_1 . Из этих рассуждений следует, что когерентный эффект, приводящий к понижению энергии возбужденных состояний с $K\pi = 0^+$ относительно ближайшего полюса секулярного уравнения, связан в основном с недиагональными матричными элементами оператора квадрупольного момента, а вычисления ω_1 из уравнений типа (3.25) являются весьма грубыми.

Как известно, среди состояний с $K\pi = 0^+$ имеется одно лишнее состояние, которое получило название духового. Метод исключения духового состояния предложен /5/ при изучении деформированных ядер он был применен в /8,9/. Этот метод позволяет не только исключить духовое состояние, но он приводит также к значительно более точному секулярному уравнению.

Для исключения духового состояния и получения более точного секулярного уравнения, следуя работе /26/, воспользуемся членами $H_0''(n)$ и $H_0''(p)$ (см. (2.30')) гамильтониана взаимодействия. На основе вариационного принципа в виде (3.12) используя (3.11), получим следующие уравнения:

$$(\epsilon(s) + \epsilon(s')) g_{ss'}^1 = \omega_1 w_{ss'} + \delta_{ss'} G_N (u_{ss'}^2 - v_{ss'}^2) \sum_{s''} (u_{ss''}^2 - v_{ss''}^2) g_{ss''}^1 + f(ss') u_{ss'}^{(2)} (\kappa_n D_1(n) + \kappa_p D_1(p)), \quad (3.26)$$

$$(\epsilon(s) + \epsilon(s')) w_{ss'}^1 = \omega_1 g_{ss'}^1 + \delta_{ss'} G_N \sum_{s''} w_{ss''}^1 \quad (3.26')$$

и аналогичные уравнения для g_{ww}^1 и w_{ww}^1 . После довольно громоздких вычислений найдем секулярное уравнение в следующем виде:

$$\begin{array}{cccccc}
 \begin{matrix} (2) \\ \kappa_n^1 X_n^1 - 1/2 \\ \kappa_{np}^1 X_p^1 \\ \kappa_n^1 V_n^1 \\ \kappa_{np}^1 V_p^1 \\ \kappa_n^1 W_n^1 \\ \kappa_{np}^1 W_p^1 \end{matrix} &
 \begin{matrix} (2) \\ \kappa_{np}^1 X_n^1 \\ \kappa_p^1 X_p^1 - 1/2 \\ \kappa_{np}^1 V_n^1 \\ \kappa_p^1 V_p^1 \\ \kappa_{np}^1 W_n^1 \\ \kappa_p^1 W_p^1 \end{matrix} &
 \begin{matrix} V_n^1 \\ 0 \\ \sum \frac{1/2 \epsilon(s)^{-1}}{4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2} \\ 0 \\ \sum \frac{u_n^2 - v_n^2}{4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2} \\ 0 \\ 0 \end{matrix} &
 \begin{matrix} 0 \\ V_p^1 \\ 0 \\ \sum \frac{1/2 \epsilon(\nu)^{-1}}{4\epsilon(\nu)^2 - \omega_1^2} \\ 0 \\ \sum \frac{\omega_1^2 - 4C_n^2}{2\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)} \\ 0 \end{matrix} &
 \begin{matrix} W_n^1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \sum \frac{u_n^2 - v_n^2}{4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2} \\ \sum \frac{\omega_1^2 - 4C_p^2}{2\epsilon(\nu)(4\epsilon(\nu)^2 - \omega_1^2)} \end{matrix} &
 \begin{matrix} 0 \\ W_p^1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{matrix} \\
 \end{array} = 0 \quad (3.27)$$

где

$$X_n^1 = \sum_{ss'} \frac{f(ss')^2 u_{ss'}^2}{\epsilon(s) + \epsilon(s') - \frac{\omega_1^2}{\epsilon(s) + \epsilon(s')}}}, \quad V_n^1 = \sum_{ss'} \frac{f(ss) C_n}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)}, \\
 W_n^1 = \sum_{ss'} \frac{f(ss) 2C_n (E(s) - \lambda_n)}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)}.$$

Волновые функции для состояния с $K\pi = 0+$ в случае $\kappa_n^1 = \kappa_p^1 = \kappa_{np}^1 = \kappa$ легко получить, пользуясь следующими выражениями для $g_{ss'}^1$, $w_{ss'}^1$:

$$g_{ss'}^1 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{Z_n^1 + Z_p^1}} \left\{ \frac{f(ss') u_{ss'}}{\epsilon(s) + \epsilon(s') - \frac{\omega_1^2}{\epsilon(s) + \epsilon(s')}} - \delta_{ss'} \frac{2C_n}{4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2} \frac{\Gamma_n^1(s)}{\gamma_n^1} \right\} \quad (3.28)$$

$$w_{ss'}^1 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{Z_n^1 + Z_p^1}} \left\{ \frac{f(ss') u_{ss'} \omega_1}{(\epsilon(s) + \epsilon(s'))^2 - \omega_1^2} - \delta_{ss'} \frac{C_n}{\epsilon(s) \omega_1} \frac{\xi_n^1}{\gamma_n^1} \right\} \quad (3.28')$$

$$-\delta_{ss'} \frac{\omega_1 C_n}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)} \frac{\Gamma_n^1(s)}{\gamma_n^1} - \delta_{ss'} \frac{C_n}{\epsilon(s) \omega_1} \frac{\xi_n^1}{\gamma_n^1} \}$$

и аналогичные выражения для протонной системы, где

$$Z_n^1 = -Y_n^1 + 2 \frac{\omega_1 C_n^2}{(\gamma_n^1)^2} \sum \frac{(\Gamma_n^1(s))^2}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)^2} - 4 \frac{\omega_1 C_n^2}{\gamma_n^1} \sum \frac{f(ss) \Gamma_n^1(s)}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)^2}, \quad (3.29)$$

$$\Gamma_n^1(s) = \sum_{s_2} \frac{f(s_2 s_2)}{\epsilon(s_2) \epsilon(s_2 \lambda_n) (4\epsilon(s_2)^2 - \omega_1^2)} \times \quad (3.29)$$

$$\times \frac{4(E(s_2') - \lambda_n)(E(s_2) - \lambda_n) - 4(E(s) - \lambda_n)(E(s_2) - \lambda_n) + 4(E(s_2) - \lambda_n)(E(s') - \lambda_n) + 4C_n^2 - \omega_1^2}{\epsilon(s_2')(4\epsilon(s_2')^2 - \omega_1^2)}, \quad (3.29')$$

$$Y_n^1 = \sum_{ss'} \frac{4(E(s) - \lambda_n)(E(s') - \lambda_n) + 4C_n^2 - \omega_1^2}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2) \epsilon(s')(4\epsilon(s')^2 - \omega_1^2)} \quad (3.29'')$$

$$\xi_n^1 = \sum_{ss'} \frac{f(ss)}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)} \frac{4C_n^2 - \omega_1^2 + 4(E(s) - \lambda_n)(E(s') - \lambda_n)}{\epsilon(s')(4\epsilon(s')^2 - \omega_1^2)} \quad (3.29''')$$

Таким образом, мы получили секулярные уравнения, первые, вторые и т.д. корни этих уравнений дают энергии первых, вторых и т.д. возбужденных состояний с данным значением $K\pi$. Зная ω_1 , нетрудно найти волновые функции возбужденных состояний и тем самым вычислить вероятности соответствующих альфа-, бета- и гамма-переходов на возбужденные состояния с данным $K\pi$.

Исследуем уравнение (3.27), для этого раскроем детерминант и в случае $\kappa_n^1 = \kappa_p^1 = \kappa_{np}^1 = \kappa$ секулярное уравнение запишем в виде ^{1/22/}

$$\kappa P(\omega_1) - L(\omega_1) = 0, \quad (3.30)$$

где $L(\omega_1)$ не зависит от κ и имеет следующий вид:

$$L(\omega_1) = \frac{1}{16} \gamma_n^1 \gamma_p^1. \quad (3.30')$$

Функция $P(\omega, \rho)$ зависит от недиагональных $f(\rho\rho')$ и диагональных $f(\rho\rho)$ матричных элементов оператора квадрупольного момента и имеет полюса первого порядка как при $\omega = -\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')$, так и при $\omega = 2\epsilon(\rho)$. Функция $L(\omega)$ имеет полюса только при $\omega = 2\epsilon(\rho)$. Исследования уравнения (3.30) показывают, что простая структура решений, как у уравнения (3.17''), в данном случае оказывается нарушенной. Так, при данном κ между двумя полюсами типа $\omega = 2\epsilon(\rho)$ может или не быть ни одного корня (3.30), или может быть несколько корней (3.30).

Построим функцию $F(\omega)$, аналогичную той, которая описывает правую часть уравнения (3.17''):

$$F(\omega) \equiv \frac{1}{\kappa(\omega)} = \frac{P(\omega)}{L(\omega)} \quad (3.31)$$

Функция $F(\omega)$ регулярна в точках $\omega = 2\epsilon(\rho)$ (так как полюса в числителе и знаменателе сокращаются) и имеет полюса при $\omega = -\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')$ и в случае $L(\omega) = 0$, т.е. при

$$\begin{aligned} \gamma_n^i &= 0, \\ \gamma_p^i &= 0. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Между двумя полюсами $F(\omega)$ всегда имеется один корень секулярного уравнения (3.27). На рис. 3 изобразим $F(\omega)$ как функцию ω для Nf^{178} , взятого в качестве примера. На рис. 3 вертикальными линиями обозначим полюса $F(\omega)$, являющиеся решениями уравнений (3.32). Вертикальными линиями штрихованными обозначены нейтронные, а штрихпунктирными — протонные полюса при $\omega = 2\epsilon(\rho)$, т.е. типа $\frac{1}{4\epsilon(\rho)^2 - \omega^2}$. Точки пересечения прямой $1/\kappa$ при $\kappa = 10 A^{-4/3} h\omega_0^0$ с кривой $F(\omega)$ являются корнями (3.30). Из рис. 3 видно, что между решениями (3.32) всегда имеется корень (3.30), в то же время $F(\omega)$ пересекает прямые, соответствующие полюсам при $\omega = 2\epsilon(\rho)$ практически при любых значениях $F(\omega)$, и между значениями двухквазичастичных полюсов $\omega = 2\epsilon(\rho)$ может или не быть корня (3.30), или быть несколько таких корней. В случае Nf^{178} оказалось даже, что первый корень (3.30) имеет значение несколько большее первого полюса $\omega = 2\epsilon(\rho_1)$.

Решения (3.32) соответствуют случаю $\kappa = 0$, который ранее исследовался в [27]. В этом случае протонная и нейтронная системы рассматриваются независимо. Уравнение (3.32) для нейтронной системы можно записать так:

$$\sum_n \frac{\pm \sqrt{\omega_1^2 - 4C_n^2} - 2\{E(s) - \lambda_n\}}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)} = 0, \quad (3.32)$$

и имеется аналогичное уравнение для протонной системы. Волновые функции для состоя-

ний с $K\pi = 0+$: при $\kappa = 0$ легко найти, зная ψ_{nn}^i и ϕ_{nn}^i , которые имеют следующий вид:

$$\psi_{nn}^i = \frac{1}{L_n} \frac{\epsilon(s)\sqrt{\omega_1^2 - 4C_n^2} - \omega_1 \{E(s) - \lambda_n\}}{\epsilon(s)\sqrt{\omega_1^2 - 4C_n^2} (2\epsilon(s) - \omega_1)} \quad (3.33)$$

$$\phi_{nn}^i = \frac{1}{L_n} \frac{\epsilon(s)\sqrt{\omega_1^2 - 4C_n^2} - \omega_1 \{E(s) - \lambda_n\}}{\epsilon(s)\sqrt{\omega_1^2 - 4C_n^2} (2\epsilon(s) + \omega_1)} \quad (3.33')$$

где

$$L_n = \omega_1 \left(\frac{\omega_1}{\omega_1^2 - 4C_n^2} \sum_n \frac{(\sqrt{\omega_1^2 - 4C_n^2} - 2\{E(s) - \lambda_n\})^2}{\epsilon(s)(4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2)} \right)^{1/2}$$

Отсюда видно, что волновые функции состояний с $K\pi = 0+$ при $\kappa = 0$ не являются двухквазичастичными, а обладают сложной структурой.

Рассмотрим случай, когда все диагональные матричные элементы оператора квадрупольного момента равны между собой, т.е. $f(\rho, \rho) = f_0$. Из (3.27) следует, что в этом случае энергии возбужденных состояний с $K\pi = 0+$ не зависят от f_0 ,

$$\Gamma_n^i(s) = f_0 \gamma_n^i, \quad \xi_n^i = f_0 \gamma_n^i,$$

$$Z_n^i = \sum_{\rho\rho'} \frac{\omega_1 (\epsilon(s) + \epsilon(s')) f(ss')^2 u_{nn}^2}{[\epsilon(s) + \epsilon(s')]^2 - \omega_1^2}$$

Секулярное уравнение (3.30) принимает вид:

$$\left\{ \sum_{\rho\rho'} \frac{f(\rho\rho')^2 u_{\rho\rho'}^2}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho') - \frac{\omega_1^2}{\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')}} - \frac{1}{2\kappa} \right\} \gamma_n^i \gamma_p^i = 0, \quad (3.30'')$$

и мы получаем как возбужденные состояния с $K\pi = 0+$, энергии которых определяются недиагональными частями оператора квадрупольного момента, так и возбужденные состояния с $K\pi = 0+$, свойства которых не зависят вообще от квадруполь-квадрупольных взаимодействий и определяются N_{diag} . Таким образом, в этом случае мы имеем дело с двумя типами независимых коллективных движений. То обстоятельство, что в атомных ядрах диагональные матричные элементы $f(\rho\rho)$ не равны

между собой для разных значений ρ , приводит к объединению этих двух типов коллективных движений. В результате имеются состояния с $K\pi = 0+$, в которых воедино связаны как движения, происходящие от квадруполь-квадрупольных взаимодействий, так и движения, связанные с H_{pair} .

§ 4. Модификация метода приближенного вторичного квантования

Как известно ^{/10/}, точность расчетов в модели, учитывающей парные корреляции сверхпроводящего типа, заметно повысилась после учета эффекта блокировки. В ^{/28/} было показано, что точность расчетов в этой модели ограничена плохим знанием поведения уровней среднего поля, поскольку точность использованного математического метода является достаточно хорошей. Поэтому первым шагом в улучшении точности расчетов, проводимых на основе метода приближенного вторичного квантования, является учет эффекта блокировки.

Последовательно учесть эффект блокировки весьма трудно, поэтому сделано это следующим упрощенным способом ^{/22/}: химические потенциалы λ_n и λ_p определены из условий сохранения в среднем числа протонов и нейтронов в возбужденных состояниях $Q_1^+ \Psi$. Эти условия имеют вид:

$$N = \langle Q_1^+ \sum_{s\sigma} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} Q_1^+ \rangle, \quad (3.34)$$

$$Z = \langle Q_1^+ \sum_{\nu\sigma} a_{\nu\sigma}^+ a_{\nu\sigma} Q_1^+ \rangle.$$

Величины $\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')$ заменены на $\mathcal{E}(\rho\rho') - \mathcal{E}_0$, определяемые (2.21) и (2.18), т.е. на разности энергий двухквазичастичных и основных состояний, вычисленные с учетом эффекта блокировки.

Исследования, проведенные в ^{/22/}, показали, что в большинстве случаев отклонения числа нейтронов ΔN и протонов ΔZ в возбужденных состояниях ядер с данными N и Z много меньше двух (если не учитывать изменения λ_n и λ_p), поэтому учет изменений λ_n и λ_p приводит к незначительному изменению энергий однофононных возбужденных состояний. Однако в отдельных случаях неучет изменений λ_n и λ_p в возбужденных состояниях может повести к большим ошибкам вычислений. Что касается замены $\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')$ на $\mathcal{E}(\rho\rho') - \mathcal{E}_0$, то ее влияние на энергии и волновые функции возбужденных состояний оказалось довольно существенным, особенно в тех случаях, где структура однофононного состояния близка к двухквазичастичной. В целом учет эффекта блокировки при расчетах энергий квадрупольных и октупольных возбужденных состояний привел к заметному улучшению согласия теории с экспериментом.

Был предпринят ряд попыток улучшения метода приближенного вторичного квантования ^{/29-32/}. Они сводились как к учету ангармоничных членов, так к уточнению перестановочных соотношений. Трудности улучшения этого метода связаны, например, с тем, что даже при учете по теории возмущений отброшенных членов гамильтониана (2.1') необходимо знать все корни секулярных уравнений. В большинстве случаев при улучшении метода приближенного вторичного квантования учитывают первый корень секулярного уравнения, что является неубедительным.

Улучшение метода приближенного вторичного квантования особенно важно для изучения сферических ядер. Как известно, имеются экспериментальные данные о двухфононных квадрупольных состояниях в этих ядрах. Энергии этих состояний с $K\pi = 0+, 2+, 4+$ являются неодинаковыми, кроме того, наблюдаются гамма-переходы с двухфононных состояний на бесфононные основные состояния. Эти экспериментальные факты не могут быть объяснены в рамках метода приближенного вторичного квантования, и они стимулировали исследования по улучшению этого метода.

Следует отметить, что картина коллективных и особенно квазичастичных состояний в деформированных ядрах гораздо богаче по сравнению со сферическими ядрами. Так, если в сферических ядрах два типа коллективных возбуждений с $\lambda = 2, \mu = 2$ и $\lambda = 3, \mu = 3$, то в деформированных ядрах шесть типов. Далее, в деформированных ядрах уже при энергиях 1,4 - 2,0 Мэв находятся вторые корни секулярных уравнений, относительно которых имеется ряд экспериментальных данных. Однако нет никаких сведений о двухфононных состояниях. Таким образом, в области четных деформированных ядер нет экспериментальных фактов, которые бы нельзя было объяснить в рамках метода приближенного вторичного квантования.

В § 1 настоящего раздела были даны основные сведения о методе Тамма-Данкова. Пользуясь определением фонона (3.19) и применяя вариационный принцип, нетрудно получить секулярное уравнение. Оно имеет следующий вид:

$$1 = \kappa_n^{(\lambda)} \sum_{ss'} \frac{(\mathcal{E}(ss')^2 + \mathcal{E}(ss')^2) u_{ss'}^2}{\epsilon(s) + \epsilon(s') - \omega_1} + \kappa_p^{(\lambda)} \sum_{\nu\nu'} \frac{(\mathcal{E}(\nu\nu')^2 + \mathcal{E}(\nu\nu')^2) u_{\nu\nu'}^2}{\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu') - \omega_1} +$$

$$+ i(\kappa_{np}^{(\lambda)})^2 - \kappa_n^{(\lambda)} \kappa_p^{(\lambda)} \sum_{ss'} \frac{(\mathcal{E}(ss')^2 + \mathcal{E}(ss')^2) u_{ss'}^2}{\epsilon(s) + \epsilon(s') - \omega_1} \sum_{\nu\nu'} \frac{(\mathcal{E}(\nu\nu')^2 + \mathcal{E}(\nu\nu')^2) u_{\nu\nu'}^2}{\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu') - \omega_1}. \quad (3.35)$$

Функции $\psi_{\rho\rho'}^i$ и $\bar{\psi}_{\rho\rho'}^i$ отличаются от (3.20) только нормировкой.

IV. Энергии квадрупольных и октупольных возбужденных состояний

§ 1. Уровни среднего поля и константы парных и мультиполь-мультипольных взаимодействий

В данном разделе просуммируем экспериментальные данные по энергиям квадрупольных и октупольных возбужденных состояний и сравним их с расчетами согласно сверхтекучей модели ядра. Мы ограничимся четно-четными деформированными ядрами в областях $150 \leq A \leq 186$ и $228 \leq A \leq 254$. Однако прежде чем приступить к выполнению этой задачи обсудим основные предпосылки расчетов, т.е. схемы одночастичных уровней среднего поля и соответствующие волновые функции, а также величины констант квадрупольных $k^{(2)}$ и октупольных $k^{(3)}$ взаимодействий.

В качестве оператора энергии среднего (или самосогласованного) поля взят потенциал Нильссона ^{/17/} с параметрами весьма близкими к данным в ^{/33/}. В дальнейшем используются собственные значения $E(\rho)$ и волновые функции этого потенциала. Как известно, все параметры потенциала Нильссона фиксированы при согласовании рассчитанных значений энергий нечетных масс ядер с экспериментальными, поэтому при изучении четно-четных ядер нет ни одного свободного параметра. Правильность положения уровней среднего поля в областях $81 \leq Z \leq 79$, $89 \leq N \leq 115$ и $87 \leq Z \leq 99$, $137 \leq N \leq 155$ подтверждена имеющимися экспериментальными данными по одноквазичастичным уровням нечетных ядер. Кроме вышеуказанных, принимались во внимание все уровни тех подболочек, у которых положение хотя бы одного одноквазичастичного состояния было подтверждено на опыте. В отношении поведения остальных уровней среднего поля имеется некоторый произвол, связанный с выбором параметров схемы Нильссона.

В проводимых расчетах имеется также произвол, связанный с числом состояний, принимаемых во внимание в секулярных уравнениях. В различных работах учитывалось различное число уровней среднего поля, т.е. принималось во внимание разное число членов в секулярных уравнениях (3.17) и (3.27). Так, в ^{/25/} учитывались почти все возможные состояния среднего поля, однако брались асимптотические волновые функции потенциала Нильссона. В ^{/34/} при расчетах энергий бета-вибрационных состояний принималась во внимание по 45 уровней среднего поля как в нейтронной, так и в протонной системах, а в ^{/35/} при расчетах энергий гамма-вибрационных состояний число уровней значительно увеличивалось: среди 50 уровней в нейтронной (протонной) системе брались все возможные матричные элементы, а для остальных уровней - асимптотические значения соответствующих матричных элементов. Напротив, в ^{/23/} учитывалось только по 22 уровня среднего поля, в дальнейшем ^{/22,28,36/} их число было увеличено до 30-45 в каждой системе.

Следует отметить, что увеличение или уменьшение числа учитываемых уровней среднего поля, если их берется не слишком мало и не слишком много, не оказывает влияния на результаты расчетов, а сводится в основном к перенормировке констант $k^{(2)}$ и $k^{(3)}$. Однако если учитывать более 45-50 состояний, то, во-первых, точность расчетов, по-видимому, несколько ухудшится из-за меньшей точности расчетов переходов с энергией более $10+18$ Мэв. Во-вторых, перенормировка констант k будет различной как для разных значений μ , так и для различных ядер. Например, перенормировка $k^{(2)}$ становится различной для $\mu=0$ и $\mu=2$. Как известно ^{/28/}, величины u, v , рассчитанные согласно формулам § 2 раздела II убывает несколько медленнее с ростом $|E(s) - \Lambda|$, чем соответствующее точное выражение. Это приводит к увеличению роли далеких диагональных членов. Если в расчетах ^{/22,28/} получено хорошее описание относительного поведения энергий бета- и гамма-вибрационных состояний при одинаковых $k^{(2)}$, то в ^{/34/} и ^{/35/} взяты различные значения $k^{(2)}$ для описания энергий этих состояний. В исследованиях ^{/34,35/} продемонстрировано, что при учете более чем 50 уровней среднего поля ренормализация $k^{(2)}$ оказывается различной не только для $\mu=0$ и $\mu=2$, но и при одном значении μ , но для разных ядер. Поэтому для того, чтобы не вводить разные значения констант $k^{(2)}$ и $k^{(3)}$ для разных μ и разных ядер следует учитывать по 30-45 уровней в нейтронной и протонной системах.

Энергии одночастичных уровней среднего поля (в ед. $\hbar\omega_0^0$), корреляционные функции и химические потенциалы основных состояний изучаемых четно-четных ядер приведены в таблицах 1-4. Корреляционные функции C_n и C_p и химические потенциалы λ_n и λ_p вычислены в ^{/14,16/} со следующими значениями констант парного взаимодействия.

$$G_N = \frac{26 \div 27}{A} \text{ Мэв,}$$

$$G_Z = \frac{28 \div 29}{A} \text{ Мэв.}$$
(4.1)

В таблицах 1-2 приведены схемы уровней для ядер в области $150 \leq A \leq 186$ при значении коэффициента равновесной деформации $\delta = 0,3$. В таблицах 3 и 4 приведены схемы уровней для ядер в области $228 \leq A \leq 254$ при значении $\delta = 0,2$. Для обозначения состояний среднего поля использованы асимптотические квантовые числа потенциала Нильссона ^{x/}. В дальнейшем мы будем говорить о схеме 1, если не ^{x/}Обозначения такие же, как в работе ^{/17/}, основаны на асимптотических квантовых числах; N - полное число осцилляторных квантов; n_z - число осцилляторных квантов вдоль оси, перпендикулярной к оси симметрии ядра; Λ - компонента углового момента частицы на ось симметрии ядра; Σ - проекция спина частицы на эту ось; $K = \Lambda + \Sigma$; Π - четность. Состояние записывается как $K\pi [N n_z \Lambda]$. или, более кратко, $N n_z \Lambda \uparrow$, если $K = \Lambda + \Sigma$, и $N n_z \Lambda \downarrow$, если $K = \Lambda - \Sigma$; $\hbar\omega_0^0 = 41A^{-1/2}$ Мэв.

будем принимать во внимание в таблицах 1-4 состояний, помеченных звездочкой, и о схеме II, в которой учитываются все состояния в таблицах 1-4. Заметим, что в /22,37,38/ проводились расчеты по схеме 1, а в /38/ - по схеме весьма близкой к ней.

В проведенных расчетах, чтобы сделать их наиболее однозначными, не учитывались изменения деформаций ядер, т.е. были использованы волновые функции при одной и той же деформации и один набор $E(\rho)$ для всех ядер в каждой области. В области $150 \leq A \leq 186$ расчеты выполнены при $\delta = 0,3$, а в области $228 \leq A \leq 254$ - при $\delta = 0,2$. Поскольку в расчетах не учитывались изменения деформаций ядер, поэтому точность расчетов для ядер вблизи границ областей сильнодеформированных ядер заметно ухудшилась, так как изменилась равновесная деформация ядер, а не было проведено изменение поведения одночастичных уровней среднего поля. Как показано в /34,35/, особенно важен учет изменения равновесной деформации с $\delta = 0,3$ до $\delta = 0,2$ при расчетах коллективных состояний ядер в области $180 \leq A \leq 186$.

Константы квадруполь-квадрупольного взаимодействия, следуя /12/, запишем в виде:

$$\kappa^{(2)} = \frac{k}{A^{4/3}} h\omega_0^0 = \frac{k'}{A^{5/3}} \text{ МэВ} \quad (4.2)$$

причем $\kappa_n^{(2)} = \kappa_p^{(2)} = \kappa^{(2)}$, $\kappa_{np}^{(2)} = q\kappa^{(2)}$. Константа $\kappa^{(2)}$ была выбрана так, чтобы получить наилучшее согласие рассчитанных значений энергий первых возбужденных состояний с $K\pi = 2+$ с соответствующими экспериментальными данными. В расчетах по схеме I с учетом эффекта блокировки использовались значения $k = 10$ при $q = 1$; $k = 8,5$ при $q = 1,3$ и $k = 11,5$ при $q = 0,7$ в обеих областях деформированных ядер. Однако наилучшее согласие теории с опытом достигнуто в области $150 \leq A \leq 186$ при $k = 9,5$, $q = 1$ и при $k = 8,2$, $q = 1,3$, а в области $228 \leq A \leq 254$ при $k = 11$, $q = 1$ и $k = 8,5$ и $q = 1,3$. В расчетах по схеме II наилучшее согласие получено в области $150 \leq A \leq 186$ при $k = 8,4$, $q = 1$, а в области $228 \leq A \leq 254$ при $k = 9,4$, $q = 1$. В /22/ были проведены расчеты энергий состояний с $K\pi = 0+$ и $K\pi = 2+$ как при $q > 1$, так и при $q < 1$. Проведенный в /22/ анализ показал, что при вычислении энергий этих состояний уменьшение $\kappa_{np}^{(2)}$ по сравнению с $\kappa^{(2)}$ можно компенсировать увеличением $\kappa_1^{(2)}$, а увеличение $\kappa_{np}^{(2)}$ по сравнению с $\kappa^{(2)}$ - соответствующим уменьшением $\kappa_1^{(2)}$.

Следует отметить, что убывание $\kappa^{(2)}$ с ростом A является несколько более медленным, чем по закону $A^{-5/3}$ согласно (4.2). Константа $\kappa^{(2)}$ принимает следующие абсолютные значения: в области $150 \leq A \leq 186$ $\kappa^{(2)} = 0,06 - 0,09$ Мэв, а при $A = 238 - 240$ $\kappa_1^{(2)} = 0,05$ Мэв.

Константа октуполь-октупольного взаимодействия в /38/ была выбрана такой, чтобы получить наилучшее согласие рассчитанных значений энергий состояний с $K\pi = 0-$ с соответствующими экспериментальными данными. Состояния с $K\pi = 0-$ наиболее сильно коллективизированы из всех октупольных состояний, и поэтому энергии их наиболее чувствительны к величине $\kappa^{(3)}$. Одинаковые значения $\kappa^{(3)}$ и равенство $\kappa_n^{(3)} = \kappa_p^{(3)} = \kappa_{np}^{(3)} = \kappa^{(3)}$ использовались при расчетах всех октупольных состояний, т.е. состояний с $K\pi = 0-, 1-, 2-$ и $3-$. Величина константы $\kappa^{(3)}$ при расчетах по схеме I полагалась в области $150 \leq A \leq 186$ равной $\kappa^{(3)} = 0,00102 h\omega_0^0$, а в области $228 \leq A \leq 254$ $\kappa^{(3)} = 0,00057 h\omega_0^0$. Изменений $\kappa^{(3)}$ внутри каждой области не проводилось. Если по аналогии с квадрупольными состояниями считать, что

$$\kappa^{(3)} = \frac{k^{(3)}}{A^{4/3}} h\omega_0^0,$$

то $k^{(3)}$ принимает значения, равные $0,8 - 1,0$.

Таким образом, исследования, проведенные в /38/, показали, что константа октуполь-октупольного взаимодействия примерно в 10 раз меньше константы квадруполь-квадрупольного взаимодействия (при одинаковых системах уровней среднего поля).

§ 2. Энергии квадрупольных возбужденных состояний

Обсудим поведение энергий возбужденных состояний с $I\pi K = 2+ 2+ 0+ 0$ в четно-четных деформированных ядрах в областях $150 \leq A \leq 186$ и $228 \leq A \leq 254$. В последние два - три года наблюдался значительный прогресс в экспериментальном изучении коллективных неротационных состояний этих ядер. Он связан с тем, что наряду с интенсивным изучением коллективных неротационных состояний методами альфа-, бета- и гамма-спектроскопии, большой успех выпал на долю методов кулоновского возбуждения этих уровней и изучения их с помощью прямых ядерных реакций. В результате количество накопленных экспериментальных данных по коллективным неротационным уровням в этих ядрах возросло настолько, что стало возможным систематизировать их, провести расчеты энергий этих уровней на основе сверхтекучей модели ядра и сравнения теории с экспериментом.

Рассмотрим первые возбужденные состояния с $I\pi K = 2+2$. В области $150 \leq A \leq 186$ измеренные на опыте энергии этих состояний имеют величины порядка 1 Мэв для Nd^{150} и изотопов самария и гадолиния. В изотопах диспрозия и эрбия энергии $K\pi = 2+$ состояний опускаются до 0,8 Мэв. Далее, в изотопах иттербия и гафния энергии этих состояний поднимаются до (1 - 1,5) Мэв, а потом в изотопах вольфрама и осмия снова опускаются. Таким образом, наблюдается два подъема (в начале области сильнодеформированных ядер и во второй ее половине) и два минимума (в середине и в конце этой области сильнодеформированных ядер).

В начале области сильнодеформированных ядер с $A \geq 228$ измеренные на опыте энергии $K\pi = 2+$ состояний медленно растут с ростом A , при $A = 238$ они достигают 1 Мэв. Для $A > 240$ известны только энергии $K\pi = 2+$ состояний для Cf^{250} , равная 1,032 Мэв, и для Fm^{254} - равная 0,692 Мэв. Высказывались предположения, что понижение энергии $K\pi = 2+$ состояния в Fm^{254} связано с приближением к области неустойчивости ядер. Поскольку нет экспериментальных данных по энергиям $K\pi = 2+$ состояний в изотопах юрия и в других изотопах калифорния и фермия, поэтому трудно говорить о закономерностях поведения энергий этих состояний в ядрах с $A > 240$.

Экспериментальные данные по энергиям первых возбужденных состояний с $K\pi = 2+$ приведены в таблицах 5, 6 и на рисунках 4 и 5 (где они обозначены через 2-). Для экспериментальных данных указаны ссылки в большинстве случаев на обзорные статьи и только в ряде случаев - на оригинальные работы. Далее в таблицах 5 и 6 приведены значения первых полюсов секулярных уравнений (3.17') (вычисленных с учетом эффекта блокировки), которые равны энергиям наименьших двухквaziчастичных состояний с $K\pi = 2+$.

Для определения энергий первых $K\pi = 2+$ состояний были решены на электронной счетной машине секулярные уравнения (3.17') и (3.17''). Результаты расчетов, проведенных в /22,37/ с учетом эффекта блокировки по схеме 1, представлены на рис. 4 и 5 в таблицах 5 и 6. На рис. 4 и 5 приведены расчеты, которые в обеих областях деформированных ядер выполнены при $\kappa = 10A^{-4/3} \hbar\omega_0^{(2)}$ и $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$ (т.е. $q = 1$). В таблице 5 даны энергии, рассчитанные при $\kappa^{(2)} = 9,5 \hbar\omega_0^{(2)}$, $q = 1$ и при $\kappa^{(2)} = 8,2A^{-4/3} \hbar\omega_0^{(2)}$, $q = 1,3$. В таблице 6 записаны энергии, рассчитанные при $\kappa^{(2)} = 9A^{-4/3} \hbar\omega_0^{(2)}$, $q = 1$ и при $\kappa^{(2)} = 8,4A^{-4/3} \hbar\omega_0^{(2)}$, $q = 1,3$. В таблице 5 приведены энергии, рассчитанные при $\kappa^{(2)} = 8,4A^{-4/3} \hbar\omega_0^{(2)}$, $q = 1$ по схеме II, а в таблице 6 - при $\kappa^{(2)} = 10A^{-4/3} \hbar\omega_0^{(2)}$, $q = 1$ по схеме II.

Из этих таблиц видно, что получено достаточно хорошее согласие теории с экспериментом. Особенно хорошим оно является для ядер в середине областей деформации, для которых выбраны параметры схемы Нильссона. Хуже согласие по краям этих областей из-за учета уменьшения равновесных деформаций ядер при расчетах. После проведения расчетов стали понятны причины изменения энергий $K\pi = 2+$ состояний в одних ядрах относительно других. Так, опускание энергий этих состояний в изотопах диспрозия и эрбия связано с тем, что наименьшие протонные двухквaziчастичные состояния $411\frac{1}{2} + 411\frac{1}{2}$ и $413\frac{1}{2} - 411\frac{1}{2}$ имеют больше матричные элементы и поэтому дают большой вклад в правую часть (3.17). В других же изотопах роль этих состояний существенно ослаблена как из-за величины u_{ν}^2 , так и в связи с ростом знаменателей в соответствующих членах (3.17'). Далее, правильно описано опускание энер-

гий $K\pi = 2+$ состояния в Fm^{254} по сравнению с Cf^{250} . Оно связано с возрастанием вкладов нейтронного состояния $622\frac{1}{2} + 620\frac{1}{2}$ и протонного состояния $521\frac{1}{2} + 521\frac{1}{2}$ в Fm^{254} по сравнению с Cf^{250} . Таким образом, это опускание объясняется особенностями поведения уровней среднего поля, и для его понимания не следует привлекать специфики Fm^{254} , связанной с близостью к области неустойчивости тяжелых ядер.

Проведенные расчеты и сравнения их с экспериментальными данными показали, что квадруполь-квадрупольное взаимодействие оказывает сильное влияние на положение состояний с $K\pi = 2+$. Энергии этих состояний опущены относительно первых полюсов на 0,5 Мэв, а в ряде случаев на 1 Мэв.

Приведенные в таблицах 5 и 6 расчеты, выполненные в /22/, отличаются существенно от расчетов в /25/. Это отличие связано, во-первых, с различным выбором констант квадруполь-квадрупольного взаимодействия и, во-вторых, с тем, что в /25/ использовались асимптотические волновые функции потенциала Нильссона, тогда как в /22/ брались точные волновые функции. Различие в расчетах связано не столько с тем, что матричные элементы от оператора квадрупольного момента вычисляются недостаточно точно, а главным образом тем, что при пользовании асимптотическими волновыми функциями не были учтены отдельные члены в (3.17'), которые в отдельных случаях близких полюсов дают значительный вклад. Приведенные в таблицах энергии $K\pi = 2+$ состояний согласуются с расчетами, проведенными в /35/, где показано, что при расчетах энергий для изотопов вольфрама, осмия и некоторых изотопов гафния следует брать равновесную деформацию $\delta = 0,2$.

Как известно, вторые корни секулярных уравнений (3.17) расположены между значениями первых и вторых полюсов этих уравнений. Поскольку в большинстве случаев расстояния между этими полюсами невелики, то значения энергий ω_2 в значительной мере определяются положениями соответствующих полюсов. В таблице 7 приведены значения рассчитанных при $\kappa^{(2)} = 10A^{-4/3} \hbar\omega_0^{(2)}$ и $q = 1$ энергий ω_2 для ряда ядер. Экспериментально наблюдается только два вторых состояния с $K\pi = 2+$, одно - в Dy^{164} с энергией, равной 1,887 Мэв, которая хорошо согласуется с расчетным значением $\omega_2 = 2$ Мэв, второе - в Yb^{172} с энергией, равной 1,559 Мэв, тогда как расчеты дают 1,7 Мэв.

Рассмотрим первые возбужденные состояния с $1\pi K = 0 + 0$. Экспериментальных данных по этим состояниям меньше, чем по состояниям с $K\pi = 2+$. В области $160 \leq A \leq 188$ измеренные на опыте энергии состояний равны 0,7 Мэв в начале области деформированных ядер, далее энергии поднимаются до 1 Мэв и выше, достигая наибольшего значения в Er^{166} , равного 1,48 Мэв. В остальных ядрах значения энергий $K\pi = 0+$ состояний колеблются в пределах (0,8-1,2) Мэв. В области

228 \leq A \leq 240 энергии $K\pi = 0+$ состояний монотонно растут с A от 0,8 Мэв до 0,94 Мэв и чуть уменьшаются в Pu^{240} до 0,87 Мэв. В ядрах с A > 240 до сих пор не найдено ни одного $K\pi = 0+$ состояния.

Экспериментальные данные по энергиям первых возбужденных неротационных состояний с $K\pi = 0+$ приведены в таблицах 8,9 и на рисунках 4 и 5 (где они обозначены через 0-). На рисунках 4 и 5 приведены ^{/37/} значения энергий первых $K\pi = 2+$ и $K\pi = 0+$ состояний, рассчитанные в обеих областях деформированных ядер при одной и той же константе квадруполь-квадрупольного взаимодействия, равной $\kappa = 10A^{-4/3} \frac{\omega_0}{\omega_0} = \kappa \frac{\omega_0}{\omega_0}$. В таблицах 9 и 10 приведены значения первых полюсов уравнения (3.31), найденные из (3.32), а также рассчитанные ^{/22/} по схеме I энергии первых $K\pi = 0+$ состояний при $k = 9,5$, $q = 1$ и $k = 8,5$, $q = 1,3$ в области $150 \leq A \leq 188$ и при $k = 11$, $q = 1$ в области $228 \leq A \leq 254$ и по схеме II при $k = 8,4$, $q = 1$ в области $150 < A < 188$ и при $k = 10$, $q = 1$ в области $228 \leq A \leq 254$.

Из таблиц 9 и 10 видно, что согласие результатов расчетов с соответствующими экспериментальными данными является достаточно хорошим. Следует отметить, что после того, как вышеприведенные расчеты были выполнены, появились новые экспериментальные данные (в ^{/44/} было найдено $K\pi = 0+$ состояние в Er^{184} с энергией 1,248 Мэв и в ^{/57/} - в Hf^{178} с энергией 1,250 Мэв), которые подтверждают правильность полученных расчетных результатов. Энергии первых $K\pi = 0+$ состояний опущены относительно наименьших полюсов в большинстве ядер на 0,1 Мэв, в ряде ядер весьма сильно, а в изотопах иттербия, гафния, вольфрама, калифорния и некоторых других энергии первых $K\pi = 0+$ состояний весьма близки к значениям первых полюсов.

Вычисление энергий состояний с $K\pi = 0+$ проведено также в ^{/34/}, однако без учета эффекта блокировки и только при $\kappa_n^{(2)} = \kappa_p^{(2)} = \kappa_{np}^{(2)}$. Энергии, полученные в ^{/34/}, близки к энергиям, рассчитанным в ^{/22/}. Некоторое различие связано с отличием схем одночастичных уровней среднего поля для A > 240.

Особенностями при изучении $K\pi = 0+$ состояний являются, во-первых, наличие первых полюсов с энергиями, близкими к величине щели 2C, и, во-вторых, то обстоятельство, что значения величин первых и вторых полюсов весьма близки, а недиагональные полюса, как правило, расположены довольно далеко. Так что энергия ω_2 вторых $K\pi = 0+$ состояний определяются в основном решениями (3.32). В таблице 10 приведены рассчитанные значения энергий для ряда вторых $K\pi = 0+$ состояний, которые согласуются с экспериментальными данными.

Следует отметить, что исключение духового состояния в случае $K\pi = 0+$ улучшает точность расчетов и поэтому согласие теории с экспериментом.

Если энергии первых возбужденных состояний с $K\pi = 0+$ рассчитать по формуле (3.25), когда не исключено духовое состояние, то даже для получения грубого согласия с экспериментальными данными следует ввести другое значение $\kappa^{(2)}$, отличное от того, которое употребляется при расчетах энергий $K\pi = 2+$ состояний.

Наиболее интересным результатом расчетов, приведенных в ^{/22;26,37/} является описание относительного положения энергий $K\pi = 2+$ и $K\pi = 0+$ состояний. Из рис. 4 и 5 видно, что рассчитанные значения энергий состояний с $K\pi = 2+$ и $0+$ правильно описывают относительное положение энергий этих состояний. Одним из наиболее важных результатов является правильное описание опускания энергий $K\pi = 2+$ состояний ниже энергий $K\pi = 0+$ состояний в изотопах диспрозия и эрбия. Следует отметить, что при увеличении числа учитываемых уровней среднего поля (т.е. при переходе от схемы I к схеме II) ухудшается описание относительного поведения энергий $K\pi = 2+$ и $0+$ состояний при одном и том же значении $\kappa^{(2)}$.

§ 3. Энергии октупольных возбужденных состояний

Обсудим поведение энергий возбужденных состояний с $K\pi = 0-, 1-, 2-, 3-$, т.е. с $\lambda = 3$ и $\mu = 0, 1, 2$ и 3. Количество экспериментальных данных по таким состояниям в области $150 \leq A < 186$ невелико, поэтому нельзя говорить о закономерностях их поведения. Весьма своеобразным является поведения энергий $K\pi = 0-$ состояний в изотопах тория, урана и плутония. В этих ядрах энергии $K\pi = 0-$ состояний опущены ниже энергий $K\pi = 0+$ и $2+$ состояний и в ряде случаев значительно ниже щели. Так, в U^{232} энергия $1\pi K = 1-0$ состояния равна 0,564 Мэв, а $2C_n = 1,5$ Мэв, $2C_p = 1,7$ Мэв, в Th^{228} энергия $1\pi K = 1-0$ состояния равна 0,328 Мэв, а $2C_n = 1,6$ Мэв, $2C_p = 1,9$ Мэв. Столь низкое положение неротационного уровня в четно-четном ядре, как это имеет место в случаях $\text{Th}^{228} - 0,328$ Мэв, $\text{Th}^{228} - 0,230$ Мэв и в ряде изотопов радия, является весьма необычным и нигде более в четно-четных ядрах не встречается. Поэтому долгое время структура этих уровней считалась необычной, а это опускание - загадочным.

Обсудим особенности секулярного уравнения (3.17) для различных значений μ . Следуя ^{/36/}, на рис. 6 в качестве примера приведены значения F как функции ω для состояний U^{234} с $K\pi = 0-, 1-, 2-$ и 3- (т.е. $\mu = 0, 1, 2, 3$). Точки пересечения кривых F(ω) с прямой $1/\kappa^{(3)}$ для каждого μ являются первыми и вторыми корнями соответствующего секулярного уравнения. На рис. 6 даны значения первых и вторых полюсов для $\mu = 0, 1, 2$ и 3. В тех ядрах, где октуполь-октупольное взаимодействие эффективно, оно приводит к тому, что величина первого корня существенно

меньше первого полюса, что имеет место для $\mu = 0$. Если октуполь - октупольное взаимодействие при данном $k^{(s)}$ не эффективно, то ω_1 практически совпадает со значением первого полюса, что имеет место для $\mu = 3$. Промежуточными являются случаи $\mu = 1$ и $\mu = 2$. Грубо говоря, эффективность октуполь-октуполь взаимодействий, а значит, и коллективизация соответствующих состояний, убывает с ростом μ . Чтобы проиллюстрировать это, приведем суммы квадратов всех матричных элементов при расчетах по схеме, близкой к схеме 1. Для области $150 \leq A \leq 186$ эти суммы равны: $\mu = 0 - 287$; $\mu = 1 - 165$; $\mu = 2 - 173$ и $\mu = 3 - 143$. Для области $228 \leq A \leq 254$ суммы квадратов матричных элементов равны: $\mu = 0 - 427$, $\mu = 1 - 230$, $\mu = 2 - 249$ и $\mu = 3 - 173$. Рост этих сумм в области $228 \leq A \leq 254$ по сравнению с областью $150 \leq A \leq 186$ компенсируется в основном убыванием $k = A^{-5/3}$.

В таблицах 11 и 12 приведены экспериментальные данные по энергиям первых возбужденных состояний с $I\pi K = 1-0, 1-1$ и $2-2$, значения первых полюсов и рассчитанные величины энергий. Величина ω_1 для состояний с $K\pi = 3$ - практически совпадает со значениями первых полюсов, и поэтому их следует рассматривать наряду с другими двухквазичастичными состояниями, как в /14-18/. Наиболее интересные случаи приведены на рис. 7 и 8. Энергии первых октупольных состояний, рассчитанные в /38/ с учетом эффекта блокировки, лучше согласуются с соответствующими экспериментальными данными, чем энергии, вычисленные в /23,36/ без учета эффекта блокировки. Учет эффекта блокировки особенно важен для тех октупольных состояний, структура которых близка к двухквазичастичной.

Из рис. 7, 8 и таблиц 11, 12 видно, что результаты расчетов, проведенных в /38/, достаточно хорошо согласуются с соответствующими экспериментами. Так, правильно передана тенденция к понижению энергий $K\pi = 0$ - состояний в легких изотопах тория и урана. Опускание энергий $K\pi = 0$ - состояний в легких изотопах тория и урана связано с появлением большого количества близких полюсов с большими матричными элементами. Весьма важным результатом является то, что рассчитанные значения энергий $K\pi = 0$ - состояний в согласии с экспериментальными данными лежат ниже состояний с $K\pi = 0+$ и $2+$ в изотопах тория, урана и плутония. Следует отметить, что изменения количества учитываемых уровней в /36,38/ по сравнению с /23/ подтвердили надежность полученных результатов.

Таким образом, результаты расчетов показали, что низколежащие $K\pi = 0$ - состояния в изотопах тория и урана являются октупольными коллективными состояниями и их опускание связано с поведением уровней среднего поля в окрестности энергии поверхности Ферми для указанных ядер.

Энергии $K\pi = 0$ - состояний опущены относительно первых полюсов на $0,5-1,0$ Мэв, а в отдельных случаях даже больше. Энергии первых состояний с $K\pi = 1-$ и $2-$ опущены относительно первых полюсов в основном на $(0,1-0,3)$ Мэв. Рассчитанные энергии $K\pi = 1-$ и $2-$ состояний достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Необходимо отметить, что правильность результатов расчетов подтверждается не только имеющимися экспериментальными данными по октупольным состояниям, но также экспериментальными указаниями на то, что до определенных энергий в ряде ядер октупольных состояний с данными $K\pi$ нет. Рассмотрим, например, состояния с $K\pi = 2-$ в области $150 < A < 186$. В изотопах Du и W состояния с $K\pi = 2-$ являются наименьшими протонными двухквазичастичными состояниями, октуполь-октупольные взаимодействия несколько опускают энергию которых. В наиболее хорошо изученных экспериментально ядрах Du^{160} , Du^{164} и W^{182} состояния с $K\pi = 2-$ найдены. Эти данные находятся в хорошем согласии с расчетами. С другой стороны, имеющиеся экспериментальные данные указывают на то, что в Yb^{172} , например, нет уровней с $K\pi = 2-$ ниже $(1,7 \div 1,8)$ Мэв, что согласуется также с расчетами, проведенными в /38/.

V. Вероятности переходов на коллективные состояния

§ 1. Вероятности электромагнитных переходов

Изучению приведенных вероятностей электромагнитных переходов на коллективные неротационные состояния и с них в четно-четных ядрах посвящено очень большое число теоретических работ /7,8,23,25,26,34,35,58/ и ряд экспериментальных исследований /39,51,59/. Это обстоятельство связано с тем, что данные по приведенным вероятностям электромагнитных переходов дают наиболее прямые сведения о структуре данного возбужденного состояния. Так, критерием коллективности определенного состояния является увеличение приведенной вероятности электромагнитного перехода по сравнению со значением, соответствующим одночастичному переходу. В данном параграфе, следуя /58/, исследуем приведенные вероятности электромагнитных переходов с квадрупольных и октупольных возбужденных состояний четно-четных деформированных ядер.

Приведенная вероятность электрического перехода мультипольности λ между основным Ψ и однофононным $Q_1^+ \Psi$ состояниями имеет вид:

$$B(E\lambda, I_1 \rightarrow I_2) = \langle I_2, \lambda, K, -K | I_1, 0 \rangle^2 M^2, \quad (5.1)$$

где M — матричный элемент перехода

$$M = e_p \sum_{\nu\nu'} \frac{f(\nu\nu') p(\nu\nu') u_{\nu\nu'}^2 (\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))}{(\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))^2 - \omega_1^2} + \frac{1 - 2\kappa_n^{(\lambda)} X_n^i}{[(1 - 2\kappa_n^{(\lambda)} X_n^i)^2 Y_p^i + 4\kappa_{np}^{(\lambda)} (X_p^i)^2 Y_n^i]^{1/2}} +$$

$$+ e_n \sum_{ss'} \frac{f(ss') p(ss') u_{ss'}^2 (\epsilon(s) + \epsilon(s'))}{(\epsilon(s) + \epsilon(s'))^2 - \omega_1^2} + \frac{1 - 2\kappa_p^{(\lambda)} X_p^i}{[(1 - 2\kappa_p^{(\lambda)} X_p^i)^2 Y_n^i + 4\kappa_{np}^{(\lambda)} (X_n^i)^2 Y_p^i]^{1/2}}$$

В рассматриваемом далее случае $\kappa_n^{(\lambda)} = \kappa_p^{(\lambda)} = \kappa_{np}^{(\lambda)} = \kappa^{(\lambda)}$ матричный элемент M принимает более простой вид:

$$M = \frac{1}{\sqrt{Y_n^i + Y_p^i}} \left\{ e_p \sum_{\nu\nu'} \frac{f(\nu\nu') p(\nu\nu') u_{\nu\nu'}^2 (\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))}{(\epsilon(\nu) + \epsilon(\nu'))^2 - \omega_1^2} + \right.$$

$$\left. + e_n \sum_{ss'} \frac{f(ss') p(ss') u_{ss'}^2 (\epsilon(s) + \epsilon(s'))}{(\epsilon(s) + \epsilon(s'))^2 - \omega_1^2} \right\} \cdot 1 \quad (5.3)$$

Здесь $p(\rho\rho')$ — одночастичный матричный элемент соответствующего электрического перехода, остальные обозначения такие же, как в разделе III. Для электромагнитных переходов с $K\pi = 0+$ состояний выражение для матричного элемента усложняется (из-за исключения духового состояния) и имеет вид:

$$M = e_p \sum_{\nu\nu'} g_{\rho\rho'}^i p(\nu\nu') u_{\nu\nu'}^2 + e_n \sum_{ss'} g_{\rho\rho'}^i p(ss') u_{ss'}^2, \quad (5.4)$$

где $g_{\rho\rho'}^i$ определяется формулой (3.28).

Анализ полученных выражений показывает, что при $\omega_1 \rightarrow 0$ вероятность электромагнитного перехода увеличивается, так как состояние становится более коллективным. При $\omega_1 \rightarrow \epsilon(\rho_1) + \epsilon(\rho_2)$ получаем одночастичное значение матричного элемента $M = f(\rho\rho') u_{\rho\rho'}$. Для E2-переходов из квадрупольных состояний и E3 из октупольных состояний $p(\rho\rho') = f(\rho\rho')$ и в (5.2), (5.3) все слагаемые являются положительными, и мы получаем когерентное усиление вероятностей этих переходов. Поэтому точность расчета E2- и E3-переходов такая же, как точность расчета энергий квадрупольных и октупольных состояний, тогда как для E1- и E0-переходов точность расчетов

ухудшается. Поскольку величины $g_{\rho\rho'}^i$ для $K\pi = 0+$ состояний содержат члены, пропорциональные $f(\rho\rho')$, то в ряде случаев вероятности E2-переходов с состояний с

$I\pi K = 2 + 0$ также существенно усиливаются. В формулах (5.2)–(5.4) пренебрегается связью вращения и колебания, поскольку ошибки в определении абсолютной вероятности перехода, связанные с учетом этого эффекта, порядка (20–30)%, что сравнимо с точностью самого метода.

В формулах (5.2), (5.3) и (5.4) величины e_n и e_p выражаются через эффективные заряды e_{eff} , зависящие от количества одночастичных уровней среднего поля, учитываемых при расчетах. Таким образом, для каждого типа перехода имеются два свободных параметра — эффективные заряды протона и нейтрона. Для уменьшения числа свободных параметров обычно полагают $e_p = e + e_{eff}$, $e_n = e_{eff}$ и e_{eff} определяют из сравнения расчетов с экспериментом.

Экспериментальные данные по приведенным вероятностям E2- и E3-переходов даны в таблицах 13 и 14 и на рис. 9 с указанием ошибок. Все значения $B(E\lambda)$ — в одночастичных единицах

$$B(E\lambda)_{sp} = (2\lambda + 1) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{3 + \lambda} R_0^\lambda \right)^2 e^2 \text{ см}^{2\lambda} \quad (5.5)$$

где R_0 — радиус ядра. Большинство экспериментальных данных относится к $B(E2)$ -переходам между основным и гамма-вибрационным состояниями. Во всех случаях величина $B(E2)$ в несколько раз превышает одночастичное значение $B(E2)_{sp}$, что подтверждает коллективную природу этих состояний. Единственным исключением является первое $K\pi = 2+$ состояние в Yb^{172} , где, по предварительным данным Элбека, $B(E2) < 1$.

Расчет значений $B(E2)$ проведен в [58] при $e_{eff} = e$ в области $150 \leq A \leq 186$ и при $e_{eff} = 0,7e$ в области $228 \leq A \leq 254$, причем уменьшение e_{eff} в трансурановой области связано с большим количеством учитываемых уровней среднего поля в этой области, что видно из таблиц 1–4. В области $150 \leq A \leq 186$ расчеты проведены по схеме 1 как при $\kappa^{(2)} = 9,5 A^{-4/3} \hbar\omega_0^0$, $q = 1$, так и при значениях $\kappa^{(2)}$, соответствующих экспериментальным значениям ω_1 ; в области $228 \leq A \leq 254$ расчеты проведены при $\kappa^{(2)} = 11 A^{-4/3} \hbar\omega_0^0$ и $q = 1$. Из сравнения результатов расчетов с соответствующими экспериментальными данными следует, что вычисления, проведенные на основе сверхтекучей модели ядра, правильно описывают приведенные вероятности $B(E2)$ — переходов между основными и гамма-вибрационными состояниями. Следует отметить, что в Yb^{172} третье возбужденное $K\pi = 2+$ состояние с энергией 1,9 Мэв должно быть коллективным и для него $B(E2) = 2,5$.

В последнее время появилось несколько экспериментальных данных по $B(E2)$ —

переходам между основным и вибрационным с $1\pi K = 2 + 0$ состояниями, которые указывают на усиление этих переходов по сравнению с одночастичными значениями. Расчеты, приведенные с выбранными выше e_{eff} и $\kappa^{(2)}$, согласуются с экспериментальными данными по $V(E2)$ — переходам между основным и бета-вибрационным состояниями. Как показано в /58/, в отдельных случаях значения $V(E2)$ — переходов могут быть малы ($\approx 0,1$), когда парные силы преобладают, а иногда они существенно усилены.

Приведенные вероятности $V(E2)$ — переходов также рассчитаны в /25,34,35/, причем в /25/ расчеты проводились по формуле, следующей из феноменологической теории. В /34,35/ подробно проанализированы вероятности электромагнитных переходов и получено удовлетворительное согласие теории с экспериментальными данными.

Для приведенных вероятностей $V(E3)$ — переходов между основным и $1\pi K = 3 - 0$ состояниями имеется только два экспериментальных значения /51/: $V(E3) = 21$ для U^{238} и $V(E3) = 12$ для Th^{232} . Они свидетельствуют об усилении $V(E3)$ — переходов в этих ядрах по сравнению с $V(E2)$ — переходами, что подтверждает сильную коллективизацию состояний с $K\pi = 0-$. Расчеты $V(E3)$ проведены в /58/ с $e_{eff} = e$ и с выбранными в разделе IV значениями $\kappa^{(3)}$. Из расчетов следует, что величины $V(E3)$ для изотопов теория и урана заметно больше, чем для ядер с $A > 240$ и в области $150 \leq A \leq 186$.

В /58/ были вычислены $V(E1)$ — значения при $e_p = \frac{N}{A}e$, $e_n = -\frac{Z}{A}e$ и получено, что $V(E1) = (4-3)10^{-2}$ (в одночастичных единицах), что не противоречит имеющимся экспериментальным указаниям.

Таким образом, расчеты, проведенные на основе сверхтекучей модели ядра, дают согласующиеся с опытом значения приведенных вероятностей $V(E2)$ — и $V(E3)$ — переходов. Они показывают, что правильные результаты получаются во всех случаях, когда учитывается только когерентный вклад, т.е. когда можно провести расчеты не выходя за рамки метода приближенного вторичного квантования.

§ 2. Бета-распад на коллективные состояния

Просуммируем экспериментальные данные по бета-переходам на квадрупольные и октупольные состояния четно-четных деформированных ядер, количество которых, к сожалению, невелико. Значения $\log ft$ для разрешенных и первого запрещения переходов на возбужденные состояния с $K\pi = 2+$ приведены в таблице 15, а на возбужденные состояния с $K\pi = 0-$ — в таблице 16. Значения $\log ft$ для разрешенных переходов лежат в интервале 5,8 — 8,4, причем половина из них больше 7. В то же вре-

мя величины $\log ft$ для разрешенных переходов между квазичастичными состояниями в четных и нечетных деформированных ядрах лежат в интервале 4,5 — 7,5 /17,10/. Значения $\log ft$ для бета-переходов первого запрещения находятся в пределах 6,3 — 11,6, причем половина из них больше 8,5. Однако для переходов первого запрещения между квазичастичными состояниями в четных и нечетных ядрах $\log ft$ принимает значения в пределах 5,5 — 8,5 /17,10/. Следует отметить, что в /15/ состоящие с $K\pi = 2+$ и энергий 1,468 в U^{232} трактовались как двухквазичастичное и рассчитанное значение $\log ft = 6,6$ хорошо согласовалось с экспериментальным значением $\log ft = 6,8$.

Таким образом, величины $\log ft$ для разрешенных и первого запрещения бета-переходов на коллективные неротационные состояния с $K\pi = 2+$ и $0-$ в среднем существенно больше значений $\log ft$ для бета-переходов между квазичастичными состояниями в четных и нечетных деформированных ядрах.

Найдем, следуя /22/, выражение для матричного элемента для бета-распада из двухквазичастичного состояния нечетного ядра (с протоном в состоянии ν_1 и нейтроном — в s_1) в коллективное состояние четного ядра. Волновую функцию начального двухквазичастичного состояния запишем в виде:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (a_{s_1^+} a_{\nu_1^+} + a_{s_1^-} a_{\nu_1^-}) \Psi_d, \quad \text{если } \pm K = K_n - K_p;$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (a_{s_1^+} a_{\nu_1^+} + a_{s_1^-} a_{\nu_1^-}) \Psi_d, \quad \text{если } \pm K = K_n + K_p;$$

а волновую функцию конечного однофоновго состояния запишем как $Q_1^+ \Psi_f$. При нахождении матричного элемента сделаем следующее приближение:

$$(\Psi_f^+ \Psi_d) = 1, \quad (5.6)$$

т.е. не будем учитывать изменение сверхтекучих свойств в родительском ядре по сравнению с дочерним. В этом приближении являются одними и теми же для родительского и дочернего ядер как операторы $a_{\rho\sigma}$, $a_{\rho\sigma}^+$, так и операторы

$$Q_1(N, Z) = Q_1(N \pm 1, Z \mp 1) = Q_1, \quad (5.6')$$

или

$$Q_1 \Psi_f = Q_1 \Psi_d = 0.$$

Матричный элемент бета-распада на однофоновое состояние $Q_1^+ \Psi_f$ в приближении (5.6) имеет члены вида:

$$M = (\Psi_f^+ [Q_1, \Gamma a_{\nu f} a_{s_1 \sigma_1}^+] \Psi_d^+) \quad (5.7)$$

где

$$\Gamma = \sum_{\nu \sigma} \{ \langle \nu f | \Gamma | s \sigma \rangle a_{\nu f} a_{s \sigma}^+ + \langle s \sigma | \Gamma | \nu f \rangle a_{s \sigma}^+ a_{\nu f} \} \quad (5.7')$$

здесь $\langle \nu f | \Gamma | s \sigma \rangle$ — одночастичный матричный элемент бета-перехода. После простых преобразований матричные элементы для бета-распадов в случае $\pm K = K_n - K_p$ получаем в следующем виде:

$$M \begin{pmatrix} Z-1 \rightarrow Z \\ N+1 \rightarrow N \end{pmatrix} = - \sum_{\nu} \{ \langle s_1 + | \Gamma | \nu + \rangle \psi_{\nu \nu_1}^1 + \langle s_1 - | \Gamma | \nu + \rangle \psi_{\nu \nu_1}^{-1} \} u_{\nu} u_{s_1} + \sum_{s} \{ \langle s + | \Gamma | \nu_1 + \rangle \psi_{s s_1}^1 - \langle s - | \Gamma | \nu_1 + \rangle \psi_{s s_1}^{-1} \} v_s v_{\nu_1} \quad (5.8)$$

$$M \begin{pmatrix} Z+1 \rightarrow Z \\ N-1 \rightarrow N \end{pmatrix} = \sum_{\nu} \{ \langle s_1 + | \Gamma | \nu + \rangle \psi_{\nu \nu_1}^1 + \langle s_1 - | \Gamma | \nu + \rangle \psi_{\nu \nu_1}^{-1} \} v_{\nu} v_{s_1} - \sum_{s} \{ \langle s + | \Gamma | \nu_1 + \rangle \psi_{s s_1}^1 - \langle s - | \Gamma | \nu_1 + \rangle \psi_{s s_1}^{-1} \} u_{\nu_1} u_s \quad (5.8')$$

В случае $\pm K = K_n + K_p$ матричные элементы имеют следующий вид:

$$M \begin{pmatrix} Z-1 \rightarrow Z \\ N+1 \rightarrow N \end{pmatrix} = - \sum_{\nu} \{ \langle s_1 - | \Gamma | \nu + \rangle \psi_{\nu \nu_1}^1 - \langle s_1 + | \Gamma | \nu + \rangle \psi_{\nu \nu_1}^{-1} \} u_{\nu} u_{s_1} + \sum_{s} \{ \langle s - | \Gamma | \nu_1 + \rangle \psi_{s s_1}^1 + \langle s + | \Gamma | \nu_1 + \rangle \psi_{s s_1}^{-1} \} v_s v_{\nu_1} \quad (5.9)$$

$$M \begin{pmatrix} Z+1 \rightarrow Z \\ N-1 \rightarrow N \end{pmatrix} = \sum_{\nu} \{ \langle s_1 - | \Gamma | \nu + \rangle \psi_{\nu \nu_1}^1 - \langle s_1 + | \Gamma | \nu + \rangle \psi_{\nu \nu_1}^{-1} \} v_{\nu} v_{s_1} - \sum_{s} \{ \langle s - | \Gamma | \nu_1 + \rangle \psi_{s s_1}^1 + \langle s + | \Gamma | \nu_1 + \rangle \psi_{s s_1}^{-1} \} u_{\nu_1} u_s \quad (5.9')$$

$$- \sum_{s} \{ \langle s - | \Gamma | \nu_1 + \rangle \psi_{s s_1}^1 + \langle s + | \Gamma | \nu_1 + \rangle \psi_{s s_1}^{-1} \} u_{\nu_1} u_s$$

Здесь Z и N принимают четные значения, а u_p и v_p относятся к основному состоянию дочернего ядра.

Из (5.8) и (5.9) видно, что, как правило, вероятности бета-переходов на коллективные состояния должны быть меньше вероятностей переходов между квазичастичными состояниями. Это связано с тем, что волновая функция однофоновое состояние является суперпозицией двухквазичастичных состояний и в процессе бета-распада принимает участие только часть из этих состояний. Если учесть нормировку волновой функции $Q_1^+ \Psi$, то вероятность бета-перехода на это состояние меньше наибольшей вероятности на двухквазичастичное состояние, содержащееся в $Q_1^+ \Psi$.

Как известно ^{/63,64/}, рассчитанные абсолютные значения $\log ft$ для бета-переходов в деформированных ядрах в $10 \div 100$ раз меньше соответствующих экспериментальных значений. В то же время, как показано в ^{/11/}, относительные значения $\log ft$ (когда величина матричного элемента определяется из одного бета-перехода между нечетными ядрами и используется для вычисления соответствующих переходов в других четных и нечетных ядрах) хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это согласие подтверждает правильность трактовки соответствующих состояний как квазичастичных. При исследовании бета-распадов на коллективные состояния не удается вычислить относительные значения $\log ft$, так как в процессе распада участвует много двухквазичастичных состояний, поэтому необходимо знать величины одночастичных матричных элементов $\langle \nu | \Gamma | s \rangle$, для определения которых нет соответствующих экспериментальных данных по бета-распаду в нечетных ядрах.

Рассмотрим, следуя ^{/22/}, бета-переходы на возбужденные неротационные состояния с $K\pi = 0^+$. Матричный элемент в этом случае запишем в виде;

$$M \begin{pmatrix} Z-1 \rightarrow Z \\ N+1 \rightarrow N \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{Z_n^1 + Z_p^1}} \left\{ - \sum_{\nu \neq \nu_1} \frac{\langle s_1 + | \Gamma | \nu + \rangle f(\omega_1) u_{\nu} u_{s_1} + \dots \right\} \quad (5.10)$$

$$+ \sum_{s \neq s_1} \frac{\langle s + | \Gamma | \nu_1 + \rangle f(s s_1) u_{s s_1} v_s v_{\nu_1} - \langle s_1 + | \Gamma | \nu_1 + \rangle \{ u_{\nu_1} u_{s_1} \psi_{\nu_1 \nu_1}^{-1} - v_{s_1} v_{\nu_1} \psi_{s s_1}^1 \}}{\epsilon(s) + \epsilon(s_1) - \omega_1}$$

где

$$\psi_{s s_1}^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{Z_n^1 + Z_p^1}} \left\{ \frac{f(ss) - \frac{\Gamma^1(s)}{\gamma_n^1}}{4\epsilon(s)^2 - \omega_1^2} 2C_n (1 + \frac{\omega_1}{2\epsilon(s)}) - \frac{C_n v_n^1}{\epsilon(s) \gamma_n^1 \omega_1} \right\} \quad (5.11)$$

Пренебрежем недиагональными матричными элементами $f(\rho\rho')$ и получим, что отношение величины $(ft)_0$ для перехода в основное состояние к величине $(ft)_1$ для перехода в состояние $Q_1^+ \Psi_1$ не зависит от одночастичного матричного элемента $\langle s_1, + | \Gamma | \nu_1, + \rangle$ и имеет следующий вид:

$$r^i = \frac{(ft)_0}{(ft)_1}$$

$$r^i(Z-1 \rightarrow Z, N+1 \rightarrow N) = \left\{ \frac{u_{\nu_1}}{v_{\nu_1}} \psi_{\nu_1, \nu_1}^i - \frac{v_{s_1}}{u_{s_1}} \psi_{s_1, s_1}^i \right\}^2, \quad (5.12)$$

$$r^i(Z+1 \rightarrow Z, N-1 \rightarrow N) = \left\{ \frac{v_{\nu_1}}{u_{\nu_1}} \psi_{\nu_1, \nu_1}^i - \frac{u_{s_1}}{v_{s_1}} \psi_{s_1, s_1}^i \right\}^2. \quad (5.12')$$

Приближение (5.12), (5.12') является хорошим в том случае, когда матричный элемент $\langle s_1, + | \Gamma | \nu_1, + \rangle$ классифицируется как au , а остальные матричные элементы как ah . Следует отметить, что в (5.12), (5.12') не входят квантовые числа состояний, соответствующих ближайшему полюсу секулярного уравнения, а входят только энергия коллективного состояния ω_1 .

Ранее в /15/ была сделана попытка рассматривать возбужденные состояния с $K\pi = 0+$ как двухквасичастичные, причем обе квазичастицы считались расположенными на одних и тех же уровнях среднего поля. При такой трактовке вероятности бета-переходов из состояния (ν_1, s_1) нечетного N и нечетного Z -ядра в основное состояние дочернего ядра и в двухквасичастичные состояния (ν_1, ν_1) и (s_1, s_1) близки между собой (различие связано только с величинами сверхтекучих поправок R). В то же время переходы на другие состояния с $K\pi = 0+$ являются F -запрещенными. Таким образом, имеется весьма сильное различие в отношении поведения вероятностей бета-переходов в двух различных трактовках состояний с $K\pi = 0+$.

В таблице 17 приведены экспериментальные данные и результаты расчетов по формулам (5.12), (5.12') величин $\log ft$ для бета-переходов на возбужденные состояния с $J\pi K = 0+0$. При вычислении этих значений $\log ft$ использовалась величина $\log ft$ для бета-распада в основное состояние данного ядра. Значения r^i и $\log ft$ приведены при $\kappa^{(2)} = 10A^{-1/8} \frac{\hbar\omega_0}{\hbar\omega_0}$ и $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$, где нет экспериментальных данных по энергиям $K\pi = 0+$ состояний и при таких значениях $\kappa^{(2)}$, при которых рассчитанная энергия первого возбужденного состояния с $K\pi = 0+$ близка к полученной на опыте. В таблице 17 приведены как те переходы, о которых имеется экспериментальная информация, так и те, которые удобны для изучения структуры состояний с $K\pi = 0+$.

Следует отметить, что правильность данной трактовки состояний с $K\pi = 0+$ будет подтверждена экспериментально, если будут найдены быстрые бета-переходы на три возбужденных состояния с $J\pi K = 0+0$ в одном ядре. Наиболее благоприятным для этой цели является бета-распад ^{178}Ta на уровни ^{178}Hf .

Как указано в /22/, важную информацию о структуре состояний с $K\pi = 0+$ можно получить при изучении прямых ядерных реакций. Спектроскопический фактор для перехода из начального ядра с нечетным нейтроном в состоянии s_1 в основное состояние четного ядра в реакции (dp) равен $v_{s_1}^2$, а в реакции $(dt) - u_{s_1}^2$. Спектроскопический фактор для перехода в i -ое возбужденное состояние с $K\pi = 0+$ в реакции (dp) имеет вид:

$$S_{s_1} = u_{s_1}^2 (\psi_{s_1, s_1}^i)^2, \quad (5.13)$$

а в реакции (dt) имеет вид:

$$S_{s_1} = v_{s_1}^2 (\psi_{s_1, s_1}^i)^2 \quad (5.13')$$

В таблице 18 приведены для реакций (dp) значения спектроскопических факторов для переходов на состояния с $K\pi = 0+$. Расчеты выполнены при $\kappa^{(2)} = 10A^{-1/8} \frac{\hbar\omega_0}{\hbar\omega_0}$ и $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$ и при $\kappa^{(2)} = \kappa^{(2)} \exp$. Эти величины могут быть полезны при анализе экспериментальных данных. Например, в /43/ была изучена реакция $^{163}\text{Dy} (dp) ^{164}\text{Dy}$ и наблюдался в спектре протонов пик, соответствующий переходу на основное состояние ^{164}Dy , но не наблюдались пики, соответствующие возбужденным состояниям с $K\pi = 0+$. Из таблицы 12 видно, что спектроскопические факторы для перехода на возбужденные $K\pi = 0+$ состояния много меньше, чем для перехода в основное, поэтому возбужденные состояния с $K\pi = 0+$ не наблюдались в /43/.

Следует отметить, что экспериментальное обнаружение возбужденных неротационных $K\pi = 0+$ состояний в четных деформированных ядрах и состояний с $K\pi = 2+$, определение значений $\log ft$ для бета-переходов на них и сечений реакций (dp) и (dt) с возбужденным этими состояниями представляют весьма большой интерес с точки зрения изучения структуры деформированных четных ядер.

§ 3. Альфа-распад на коллективные состояния

Исследуем вопрос о том, как особенности коллективных состояний проявляются в вероятностях альфа-распадов на эти состояния. Получим сначала формулы, описывающие вероятности альфа-распадов на однофононные состояния. Согласно /65/, матричный элемент альфа-распада с основного состояния материнского четно-четного

ядра с волновой функцией $\Psi(N+2, Z+2)$ на однофононное состояние дочернего ядра с волновой функцией $Q_1^+ \Psi(N, Z)$ записывается в виде:

$$M = \Psi^+(N, Z) Q_1 \Lambda \Psi(Z+2, N+2), \quad (5.14)$$

где оператор Λ

$$\Lambda = \frac{1}{2} \sum_{\nu\nu', s_1 s_2} W_{\nu\nu', s_1 s_2} (\nu\nu' | s s') a_{\nu'} a_{\nu'}^{\dagger} a_{s_1} a_{s_2}^{\dagger} \quad (5.15)$$

Функция W описывает как прохождение альфа-частицы через потенциальный барьер, так и вероятность ее образования.

Вычисление матричного элемента альфа-распада четно-четного ядра на однофононное состояние проведем в приближении (5.6), (5.6') и получим

$$M_{Q_1} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\nu_1 \nu_2} W_{+; +; +} (\nu_1 \nu_2 | s s) (\psi_{\nu_1 \nu_2}^{\dagger} v_{\nu_1}(Z) v_{\nu_2}(Z) - \phi_{\nu_1 \nu_2}^{\dagger} u_{\nu_1}(Z) u_{\nu_2}(Z)) \cdot v_s(N+2) u_s(N) +$$

$$+\frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\nu_1 \nu_2} W_{+; +; +} (\nu_1 \nu_2 | s s) (\psi_{\nu_1 \nu_2}^{\dagger} v_{\nu_1}(Z) v_{\nu_2}(Z) - \bar{\phi}_{\nu_1 \nu_2}^{\dagger} u_{\nu_1}(Z) u_{\nu_2}(Z)) \cdot v_s(N+2) u_s(N) -$$

$$-\frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{s_1 s_2} W_{+; +; +} (\nu\nu | s_1 s_2) (\psi_{s_1 s_2}^{\dagger} v(N) v_{s_2}(N) - \phi_{s_1 s_2}^{\dagger} u_{s_1}(N) u_{s_2}(N)) v_{s_1}(Z+2) u_{s_2}(Z) +$$

$$+\frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{s_1 s_2} W_{+; +; +} (\nu\nu | s_1 s_2) (\psi_{s_1 s_2}^{\dagger} v(N) v_{s_2}(N) - \bar{\phi}_{s_1 s_2}^{\dagger} u_{s_1}(N) u_{s_2}(N)) \cdot v_{s_1}(Z+2) u_{s_2}(Z).$$

(5.16)

$\cdot v_{s_1}(Z+2) u_{s_2}(Z)$

Для сравнения приведем матричный элемент альфа-распада между основными состояниями четно-четных ядер:

$$M_0 = \sum_{\nu s} W_{+; +; +} (\nu\nu | s s) u_{\nu}(Z) v_{\nu}(Z+2) u_s(N) v_s(N+2) \quad (5.17)$$

и матричный элемент для альфа-распада на двухквaziчастичное состояние $(s_1 s_1; s_2 s_2)$:

$$M(s_1 s_2) = \sum_{\nu} W_{+; +; +} (\nu\nu | s_1 s_2) u_{\nu}(Z) v_{\nu}(Z+2) v_{s_1}(N+2) v_{s_2}(N+2). \quad (5.18)$$

Для характеристики скорости альфа-распада вводится так называемый коэффициент запрета (обозначенный через NF), который определяет замедление перехода на данное состояние по сравнению с переходом (при одинаковой энергии) между основными состояниями соответствующих четно-четных ядер. Коэффициент запрета для альфа-распада на однофононное состояние $Q_1^+ \Psi$ имеет вид:

$$NF(Q_1) = \left(\frac{M_0}{M_{Q_1}} \right)^2, \quad (5.19)$$

а на двухквaziчастичное состояние $(\rho_1 \rho_2)$ записывается так:

$$NF(\rho_1 \rho_2) = \left(\frac{M_0}{M(\rho_1 \rho_2)} \right)^2. \quad (5.19')$$

Из полученных выражений видно, что скорость альфа-распада в двухквaziчастичное состояние существенно меньше скорости распада в основное состояние, т.е.

$$NF(\rho_1 \rho_2) \gg 1. \quad (5.20)$$

По оценкам проведенным в /10/, $NF(\rho_1 \rho_2) \approx 150-500$. Из формул (5.16) и (5.17) видно, что вероятности альфа-переходов на однофононные состояния меньше вероятностей альфа-переходов на основные состояния. Это объясняется тем, что из сумм (5.16) из-за правил отбора, связанных с $\psi_{\rho\rho'}$, выбирается только ряд членов со своими весовыми множителями, которые, в свою очередь, меньше соответствующих величин в (5.17), поэтому

$$NF(Q_1) > 1. \quad (5.21)$$

По весьма грубым оценкам, проведенным в /66/, $NF(Q_1) \approx 10+20$ для альфа-распадов на $K\pi=0+$ состояния. Из сравнения (5.16) и (5.18) видно, что коэффициенты запрета для альфа-распада на однофононные состояния должны быть меньше коэффициентов запрета для альфа-распада на двухквaziчастичные состояния, т.е.

$$NF(Q_1) < NF(\rho_1 \rho_2). \quad (5.22)$$

Это связано с тем, что в вероятности альфа-перехода в (5.18) входит только одно нейтронное состояние $(s_1 s_2)$, а в (5.16) проводится суммирование по ряду двухквaziчастичных состояний.

Таким образом, характерной особенностью коллективных неротационных состояний в четно-четных деформированных ядрах является увеличение приведенных вероятностей альфа-переходов на них по сравнению с альфа-переходами на двухчастичные состояния и заметное уменьшение приведенных вероятностей по сравнению с альфа-переходами на основные состояния, т.е. $NF(Q_1)$ должны удовлетворять неравенству

$$1 < NF(Q_1) < NF(\rho_1 \rho_2). \quad (5.23)$$

В таблице 19 приведены все известные экспериментальные данные по факторам запрета для альфа-распадов на квадрупольные и октопольные состояния. Из таблицы видно, что во всех случаях $NF(Q_1) > 1$, причем $NF(Q_1)$ принимает значения от 3 до 300. Таким образом, имеющиеся экспериментальные данные подтверждают правильность неравенства (5.21) и не противоречат неравенству (5.22), поскольку нет экспериментальных данных по величинам $NF(\rho_1 \rho_2)$.

VI. Квазичастичная и коллективная структура состояний

§ 1. Структура квадрупольных возбужденных состояний

При рассмотрении поведения первых и вторых корней секулярных уравнений было отмечено, что одни из них существенно опущены относительно соответствующих полюсов, другие же находятся вблизи полюсов сингулярного уравнения. Несомненно, что чем более сильно опущена энергия данного состояния относительно полюса, тем сильнее коллективизировано данное состояние. Как известно, волновая функция коллективного состояния $Q_1^+ \Psi$ является суперпозицией разного рода двухквазичастичных состояний. Исследуем вопрос о структуре квадрупольных состояний, причем рассмотрение проведем отдельно для состояний с $K\pi = 2+$ и с $K\pi = 0+$.

Исследуем структуру состояний с $K\pi = 2+$. Подавляющее большинство наименших состояний с $K\pi = 2+$ обладает четко выраженными коллективными свойствами и в волновую функцию $Q_1^+ \Psi$ дает заметный вклад большое число двухквазичастичных состояний. Рассмотрим, с какими весами в данное состояние входят отдельные двухквазичастичные состояния. Для этой цели воспользуемся условием нормировки состояния $Q_1^+ \Psi$, которое запишем в следующем виде:

$$\frac{1}{Y_1^+ + Y_1^-} \left\{ \sum_{ss'} y_1(ss') + \sum_{\nu\nu'} y_1(\nu\nu') \right\} = 1, \quad (6.1)$$

где

$$y_1(\rho\rho') = \frac{\{f(\rho\rho')^2 + \bar{f}(\rho\rho')^2\} \chi_{\rho\rho'}^2 \omega_1(\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho'))}{\{[\epsilon(\rho) + \epsilon(\rho')]^2 - \omega_1^2\}^2}$$

Результаты расчетов, проведенных в /22/, представлены в таблице 20, где приведены наиболее важные двухквазичастичные состояния в нейтронной и протонной системах, величины матричных элементов $f(\rho\rho')$ (в безразмерных единицах /17/) и значения (в процентах) $y_1(\rho\rho')$ для первого корня ($i=1$) и $y_2(\rho\rho')$ для второго корня ($i=2$).

Следует отметить, что подавляющее большинство наименших состояний с $K\pi = 2+$ является коллективными и в их волновую функцию дает вклад большое число двухквазичастичных состояний, что продемонстрировано для Du ¹⁵⁸ и Yb ¹⁷⁶ в таблице 20. В таких случаях, как видно из рис. 2, для ϵ_1 ¹⁶⁶ корень ω_1 существенно опущен относительно значения первого полюса, а прямая $1/k$ пересекает кривую $F(\omega)$ под острым углом.

Большинство вторых возбужденных состояний и ряд третьих состояний с $K\pi = 2+$ ¹⁵⁸ обладает коллективными свойствами. Это продемонстрировано в таблице 20 для Du ¹⁷² и Yb ¹⁷². Если первый и второй полюса очень близки друг к другу, то волновая функция второго состояния является суперпозицией двух двухквазичастичных состояний, соответствующих этим двум полюсам. Так, например, в Du ¹⁶⁴ близко расположены протонный полюс $411+ + 411+ : \epsilon - \epsilon_0 = 0,270 \text{ h}\omega_0$ и нейтронный полюс $523+ - 521+ : \epsilon - \epsilon_0 = 0,272 \text{ h}\omega_0$.

В волновую функцию второго состояния с $K\pi = 2+$: с энергией 2 Мэв дают вклад протонный полюс - 36,84% и нейтронный полюс - 62,78%, что в сумме составляет 99,72%. Такая структура этого состояния находится в согласии с экспериментальными данными, полученными в ^{43/} из (d, p) -реакции.

Исследуем, как ведет себя волновая функция однофононного состояния, когда корень секулярного уравнения ω_1 приближается к значению полюса, например, $\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2)$ с матричным элементом $f(s_1, s_2)$. Найдем выражение для $Q_1^+ \Psi$ в пределе $\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2) - \omega_1 \rightarrow 0$, т.е.

$$Q_1^+ \Psi \Big|_{\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2) - \omega_1 \rightarrow 0} = \left\{ \frac{1}{2} \frac{\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2) + \omega_1}{\sqrt{\omega_1(\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2))}} A(s_1, s_2) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \frac{\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2) - \omega_1}{\sqrt{\omega_1(\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2))}} A(s_1, s_2) + (\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2) - \omega_1) L \right\} \Psi \Big|_{\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2) - \omega_1 \rightarrow 0} =$$

$$= A(s_1, s_2)^+ \Psi = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_{s_1}^+ - a_{s_2}^+ + a_{s_2}^+ - a_{s_1}^+) \Psi,$$

где через L обозначены остальные члены. Если полюсу соответствует матричный элемент $f(s_1, s_2)$, то получим

$$Q_1^+ \Psi \Big|_{\epsilon(s_1) + \epsilon(s_2) - \omega_1 \rightarrow 0} = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_{s_1}^+ - a_{s_2}^+ + a_{s_2}^+ - a_{s_1}^+) \Psi. \quad (6.2')$$

Таким образом, волновая функция однофононного состояния $Q_1^+ \Psi$ переходит в волновую функцию двухквазичастичного состояния, когда корень секулярного уравнения ω_1 вплотную подходит к i -му полюсу. Это верно также для всех октупольных состояний.

При используемых значениях k ⁽²⁾ для наименших состояний с $K\pi = 2+$ волновая функция однофононного коллективного состояния переходит в волновую функцию двухквазичастичного состояния только тогда, когда матричный элемент $f(\rho\rho')$, соответствующий первому полюсу, очень мал. В этом случае или первое, или второе состояние с $K\pi = 2+$ является двухквазичастичным. Следует отметить, что если матричный элемент, соответствующий данному полюсу, мал, то он не оказывает влияния на ход кривой $F(\omega)$, если не считать области, непосредственно прилегающей к этому полюсу. Из рис. 2 и таблицы 20 для Yb ¹⁷² видно, что чем меньше $f(\rho\rho')$, тем меньше область изменения (около полюса) регулярного хода кривой $F(\omega)$.

Если прямая $1/k$ пересекает $F(\omega)$ сначала под прямым углом, а потом под острым, то первое состояние будет двухквазичастичным, а второе - коллективным. Этот случай, по-видимому, осуществляется в Yb ¹⁷² и продемонстрирован на рис. 2. Как видно из таблицы 20, вклад нейтронного состояния $512+ - 521+$, вычисленный в /22/ с учетом эффекта блокировки, в состояние с $K\pi = 2+$: и энергией 1,488 Мэв

составляет 98,4%, а без учета эффекта блокировки, согласно ^{/26/}, - 97,6%. Проведенные расчеты подтверждают правильность трактовки этого состояния в ^{/15/} на основе анализа бета-распада Tm^{172} . Окончательным экспериментальным доказательством двухквazi-частичной структуры этого состояния являются опыты по кулоновскому возбуждению, так как рассчитанная величина $B(E2)$ для возбуждения этого состояния на два порядка меньше, чем аналогичная величина в соседних ядрах.

По случайному стечению обстоятельств второму полюсу в секулярном уравнении для Yb^{172} соответствует также малый матричный элемент $\langle (\nu\nu') | = 0,11$ с конфигурацией $pp\ 402+ - 411+$. Согласно расчетам ^{/22/}, коллективное состояние с $K\pi = 2+$ в Yb^{172} имеет энергию 1,9 Мэв. Двухквaziчастичное протонное состояние $402+ - 411+$ имеет энергию, соответствующую полюсу этого состояния. В расчетах ^{/22/} этот полюс расположен при 2,1 Мэв, а в расчетах ^{/15/} и в дальнейших расчетах со схемой II двухчастичное состояние $402+ - 411+$ имеет энергию 1,7 Мэв. Согласно экспериментальным данным ^{/45/}, второе состояние в Yb^{172} с $K\pi = 2+$ имеет энергию 1,559 Мэв.

Если $1/\kappa$ пересекает $F(\omega)$ сначала под острым углом, а потом под тупым, то первое состояние является коллективным, а второе - двухквaziчастичным. Этот случай осуществляется в Cf^{250} . В U^{238} и Pu^{240} положение является более сложным. Небольшое изменение или перемещение полюса нейтронного состояния $622+ - 631+$ приводит к изменению порядка коллективного и двухквaziчастичного состояний. Так, согласно расчетам ^{/26/} без учета эффекта блокировки, первые состояния U и Pu^{240} являются коллективными, и рассчитанная вероятность $B(E2)$ электромагнитного перехода согласуется с экспериментальными данными, полученными в ^{/51/}. В расчетах, проделанных ^{/22/}, при $\kappa^{(2)} = 11 A^{-1/3} \hbar \omega_0$ и $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$, первое состояние является двухквaziчастичным, а второе - коллективным, однако при $\kappa^{(2)} = 13 A^{-1/3} \hbar \omega_0$ и $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$ первое состояние является коллективным, а второе - двухквaziчастичным. Экспериментальные данные по кулоновскому возбуждению U и по бета-распаду на Pu^{240} указывают на то, что наблюдаемые состояния с $K\pi = 2+$ являются коллективными.

Для подтверждения правильности приведенных положений о соотношении коллективных и двухквaziчастичных состояний следует экспериментально изучить структуру двух первых состояний с $K\pi = 2+$: в U^{238} , Pu^{240} и Cf^{250} , а в Yb^{172} - первых трех состояний с $K\pi = 2+$.

Следуя ^{/22/}, исследуем структуру возбужденных состояний с $1\pi K = 0+0$. В таблице 21 продемонстрирован вклад отдельных двухквaziчастичных состояний в первое и второе состояния с $K\pi = 0+$. Как видно из этих таблиц, основной вклад в волновую функцию $Q_1^+ \Psi$ дают диагональные члены, тогда как суммарный вклад недиагональных членов не превышает 10%. Это связано, во-первых, с тем что величины диагональных матричных элементов больше, чем недиагональных, и, во-вторых, с тем, что среди

ближайших полюсов (3.17') большинство принадлежит тем, которые имеют диагональные матричные элементы. Следует заметить, что в секулярное уравнение недиагональные матричные элементы дают существенно больший вклад, чем в условии нормировки волновой функции, в котором усилена роль ближайших полюсов. Так, например, в Dy^{162} при $\kappa^{(2)} = 10 A^{-1/3} \hbar \omega_0$, $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$ вклад в условие нормировки волновой функции $Q_1^+ \Psi$ членов, соответствующих недиагональным матричным элементам, не превышает 1%. Однако, если в секулярном уравнении исключить члены, соответствующие недиагональным матричным элементам, то опускание энергии первого состояния с $K\pi = 0+$ относительно первого полюса $y^1 = 0$ изменится с 0,2 Мэв до 0,1 Мэв, т.е. опускание уменьшится в два раза.

Проведенные исследования показали, что если корень секулярного уравнения $\omega_1 = 2\epsilon(\rho_1)$, то есть совпадает с энергией первого полюса уравнения (3.27), соответствующего диагональному матричному элементу, то в этом случае структура волновой функции $Q_1^+ \Psi$ остается сложной, т.е. $Q_1^+ \Psi$ не переходит в волновую функцию двухквaziчастичного состояния. Если ω_1 равно значению полюса, соответствующего недиагональному матричному элементу, то $Q_1^+ \Psi$ является волновой функцией двухквaziчастичного состояния. Если корень ω_1 секулярного уравнения находится вблизи первого полюса $y^1 = 0$, как в случае Ni^{178} , то, как видно из таблицы 21, структура $Q_1^+ \Psi$ является сложной, хотя наибольший вклад дают два двухквaziчастичных состояния. Даже при $\kappa^{(2)} \rightarrow 0$ структура состояний $Q_1^+ \Psi$ является сложной, если только энергия этого состояния не совпадает со значением полюса, соответствующего недиагональному матричному элементу. Проведенные исследования показали, что в тех случаях, когда роль квадруполь-квадрупольных взаимодействий незначительна, как в случае Ni^{178} и Dy^{162} (при $\kappa^{(2)} = 0$), то волновая функция первого $K\pi = 0+$ состояния является суперпозицией двух двухквaziчастичных состояний, у которых квазичастицы расположены на одночастичном уровне, соответствующем поверхности Ферми, и на уровне, следующем за ним. Это находится в согласии с выводами о структуре $0+$ состояний, сделанными в ^{/11/}.

Таким образом, исключение духового состояния привело к усложнению структуры состояний с $K\pi = 0+$ по сравнению с коллективными состояниями, в образовании которых не принимают участие диагональные матричные элементы оператора квадрупольного момента.

§ 2. Структура октупольных возбужденных состояний

Исследуем структуру октупольных возбужденных состояний так же, как это сделано в § 1 для $K\pi = 2+$ состояний. В таблицах 22 и 23 приведен вклад в первые ок-

тупольные состояния с $K\pi = 0, 1, 2$ - и 3- отдельных двухквaziчастичных состояний для ряда ядер. Значения в таблицах 22 и 23 несколько отличаются от аналогичных величин в ^{136/}, поскольку приведенные в таблицах 22 и 23 результаты рассчитаны с учетом эффекта блокировки, а в ^{136/} - без учета эффекта блокировки.

Из таблицы 22 видно, что первое возбужденное состояние с $K\pi = 0$ - в U^{234} является коллективным, поскольку в волновую функцию три двухквaziчастичных состояния дают вклад более 10% каждое, два - более 5%, четыре - более 3% каждое и т.д. Энергия этого состояния меньше энергии первого полюса на 0,8 Мэв. Свойства первого состояния с $K\pi = 0$ - в U^{234} не являются исключением. Подавляющее большинство первых состояний с $K\pi = 0$ - является коллективным, что видно из таблицы 22 для Pu^{240} . Энергия большинства первых состояний с $K\pi = 0$ - опущены относительно первых полюсов более чем на 0,5 Мэв. В волновых функциях вторых октупольных состояний с данным $K\pi$ суммарный вклад первого и второго полюсов составляет, как правило, более 90%, в ряде случаев он достигает (95-98)%.

Наиниже состояния с $K\pi = 1$ - в большинстве случаев по своим свойствам довольно близки к двухквaziчастичным состояниям. Например, в U^{234} вклад нейтронного состояния $633\frac{1}{2} - 743\frac{1}{2}$, как видно из таблицы 22, составляет 83,8%; в Pu^{240} вклад нейтронного состояния $622\frac{1}{2} - 743\frac{1}{2}$ равен 87% и т.д. В Er^{166} вклад нейтронного состояния $633\frac{1}{2} - 523\frac{1}{2}$ составляет 97,8%, что подтверждает, в основных чертах, правильность интерпретации состояния с $K\pi = 1$ - в Er^{166} , данной в ^{115/}. Однако в Th^{230} наиниже состояние с $K\pi = 1$ - является коллективным. Энергия этого состояния опущена относительно первого полюса на 0,27 Мэв. Заметим, что в отдельных случаях вторые состояния с данным $K\pi$ обладают коллективными свойствами, тогда как первые состояния имеют структуру, близкую к двухквaziчастичным.

Наиниже состояния с $K\pi = 2$ - в среднем, пожалуй, несколько более коллективизированы по сравнению с первыми состояниями с $K\pi = 1$ -. Однако оба эти состояния с $K\pi = 1$ - и 2- значительно слабее коллективизированы по сравнению с состояниями с $K\pi = 0$ -, что четко продемонстрировано на рис. 6. В таблице 23 приведена структура низколежащих состояний с $K\pi = 2$ - в Dy^{160} и W^{182} . В этих ядрах вклад от наиболее важных двухквaziчастичных состояний составляет соответственно 95% и 97,5%. Интерпретация состояний с $K\pi = 2$ - в Dy^{160} , Yb^{174} и W^{182} , данная в ^{115/}, как двухквaziчастичных привела к некоторому завышению их энергий в Dy^{160} и Yb^{174} , в то время как в W^{182} влияние октуполь-октупольного взаимодействия на энергию состояния с $K\pi = 2$ - довольно мало. Следует заметить, что область изотопов Th и U наиболее благоприятна для существования низколежащих коллективных октупольных состояний. Причем это относится не только к состояниям с $K\pi = 0$ -, но и, в несколько меньшей степени, к состояниям с $K\pi = 1$ - и 2-.

Все состояния с $K\pi = 3$ - по своей структуре близки к двухквaziчастичным. Это четко продемонстрировано в таблице 23. Заметим, что энергии первого и второго состояния с $K\pi = 3$ - совпадают с энергиями, соответствующими первому и второму полюсам. Весьма малая роль октуполь-октупольного взаимодействия для состояний с $K\pi = 3$ - является следствием как уменьшения количества слагаемых в (3.17'), так и в основном уменьшением числа слагаемых с большими матричными элементами $f(\rho\rho')$ и $f(\rho\rho')^*$, о чем упоминалось ранее. Близость структуры состояний с $K\pi = 3$ - к двухквaziчастичной наглядно продемонстрирована на рис. 6. Из рис. 6 видно, что если для состояний с $K\pi = 1$ - и 2- сравнительно небольшое увеличение $\kappa^{(8)}$ приводит к заметному увеличению коллективизации состояний, то для состояний с $K\pi = 3$ - увеличение должно быть большим. Заметим, что в случае $K\pi = 3$ - область значений $\kappa^{(8)}$, где эти состояния являются коллективными и первые корни (3.17) существуют, - чрезвычайно мала. Из проведенных исследований следует, что интерпретация состояния с $K\pi = 3$ - в Er^{168} , данная в ^{114/}, является правильной, поскольку примеси других состояний, как видно из таблицы 23, не превышают 0,2%.

Таким образом, наиниже состояния с $K\pi = 0$ - в большинстве ядер обладают ярко выраженными коллективными свойствами. Наиниже состояния с $K\pi = 1$ - и 2- в ряде ядер являются коллективными, однако в большинстве случаев эти состояния по своим свойствам довольно близки к двухквaziчастичным состояниям. Так, для них примесь остальных состояний к двухквaziчастичному состоянию, соответствующему первому полюсу, составляет (2 - 20)%. Состояния с $K\pi = 3$ - являются практически двухквaziчастичными, поскольку примесь других состояний, как правило, не превышает 1%.

§ 3. F - и Q - запреты

При исследовании влияния парных корреляций на вероятности бета-распадов было показано ^{111/}, что строго запрещены бета-переходы, отнесенные к третьей группе (и названные в ^{115/} F-запрещенными). Как известно, к третьей группе отнесены а) бета-распады с изменением числа квазичастиц в протонной (нейтронной) системах более чем на единицу; б) бета-распады, где, наряду с изменением числа квазичастиц в протонной (нейтронной) системах на единицу, меняется положение других квазичастиц. Природа этих запретов различна, поэтому будем называть их Q- и F-запретами ^{122/}.

Q-запретом назван такой запрет, который возникает из-за большей, чем допускает оператор перехода соответствующего процесса, разницы в числе квазичастиц в начальном и конечном состояниях (в ^{110/} он назван Fq-запретом). F-запрет

связан с большим, чем допускает оператор соответствующего процесса. Изменением в положениях квазичастиц в начальном и конечном состояниях. Q - и F -запреты должны проявляться в альфа- бета- и гамма- переходах.

Следует отметить, что в модели независимых квазичастиц Q - и F -запреты являются строгими. F и Q запрещенные переходы могут идти только в том случае, если начальное или конечное состояния системы не являются чисто квазичастичными, а к ним имеются некоторые примеси. В модели независимых квазичастиц учтена только часть сил, действующих между нуклонами в ядре. Определение степени Q - и F -запретов позволит выяснить, насколько сильным оказывается влияние неучтенных остаточных сил на свойства основных и возбужденных состояний сильнодеформированных ядер. Величина Q - и F -запретов характеризует, с какой точностью данные состояния можно трактовать как квазичастичные.

Степень Q -запрета может быть определена, например, при бета-распаде с трехквазичастичного состояния типа $(3p)$ или $(3n)$ нечетной системы в основное состояние четной системы или при бета- распаде из одноквазичастичного состояния нечетной системы в четырехквазичастичное состояние типа $(4p)$ или $(4n)$ четной системы. Степень Q -запрета может быть также определена при гамма-переходе из четырехквазичастичного состояния в основное.

Степень F - запрета может быть определена при изучении бета-переходов на возбужденные состояния четных ядер. Переходы, наиболее удобные для экспериментального определения степени F - запрета, приведены в /18/. Степень F -запрета может быть определена при изучении вероятностей электромагнитных переходов. Наиболее удобными для этого являются гамма-переходы в ядрах с нечетным числом нейтронов и нечетным числом протонов. F - запреты в этих ядрах могут привести к образованию изомерных состояний. Первые экспериментальные указания на существование F - запретных изомеров получены в /87/ при изучении времен жизни возбужденных состояний ^{166}Ho .

В сверхтекучей модели ядра, в которой принимаются во внимание мультиполь-мультипольные взаимодействия, положение с Q - и F - запретами сильно меняется. В случаях, когда взаимодействия квазичастиц играют существенную роль, F -запрет перестает существовать. Так, большинство низших состояний четных деформированных ядер с $K\pi = 0+, 2+$ и $0-$ обладает ярко выраженными коллективными свойствами. В альфа-, бета- и гамма- переходах на эти состояния F -запрет будет отсутствовать. Однако представляет интерес исследование вопроса о том, насколько сильно эти переходы замедлены по сравнению с одночастичными, чтобы получить экспериментальную информацию о вкладе различных двухквазичастичных состояний. Состояния с $K\pi = 1-, 2-$ слабо коллективизированы, в переходах на эти состояния

F -запрет должен играть заметную роль. Например, бета-распад Ta^{182} с $K\pi = 3-$ и конфигурацией $p 404\downarrow - 510\uparrow$ на уровень 2- в W^{182} с энергией 1,280 Мэв является

F -запрещенным, если уровень 2- рассматривать как двухквазичастичный с конфигурацией $pp 514\uparrow - 402\downarrow$. Как показано в /38/, октуполь-октупольные взаимодействия приводят к тому, что доля состояния $pp 514\uparrow - 402\downarrow$ в состоянии с $K\pi = 2-$ в W^{182} составляет (85 - 97)% и имеется примесь других состояний. Согласно /81/, для этого бета-распада $\log ft = 8,1$, т.е. этот бета-переход замедлен по сравнению с обычным разрешенным переходом примерно в 100 раз. Этот бета-распад идет благодаря примеси к указанному двухквазичастичному состоянию протонных состояний $pp 404\downarrow - 532\downarrow$, $pp 404\downarrow - 521\uparrow$ и нейтронных состояний $nn 642\downarrow - 510\uparrow$ и $402\downarrow - 510\uparrow$. Проведенные оценки согласуются с измеренным на опыте замедлением этого бета-перехода.

Следует отметить, что F -запрет остается в силе при переходах на состояния, которые в модели с учетом взаимодействия квазичастиц, имеют двухквазичастичную структуру. В этом случае определение степени F -запрета позволяет получить сведения о силах, которые не учитываются в сверхтекучей модели ядра вообще.

Перейдем к обсуждению Q -запрета. В методе приближенного вторичного квантования волновая функция основного состояния четного ядра Ψ определена как бесфоновая, а волновые функции возбужденных состояний как однофоновые. Как видно из (3.8), волновая функция основного состояния Ψ содержит бесквазичастичную, четырехчастичную и т.д. части. В этой трактовке строгий Q -запрет перестает существовать. Однако в этом случае Q запрещенные переходы будут сильно ослаблены по сравнению с аналогичными, но Q -разрешенными переходами. Определение степени Q -запрета дает важную информацию о примеси многоквазичастичных состояний. Согласно нашим расчетам, Q -запрещенные переходы должны быть сильно ослаблены.

VIII. Заключение

Необходимо отметить, что сверхтекучая модель ядра является довольно грубой. Особой критики заслуживает как введение мультиполь-мультипольного взаимодействия (без обменных членов), так и методы решения задачи многих тел в этом случае. Поскольку весьма трудно сколько-нибудь строго обосновать мультиполь-мультипольное взаимодействие, то можно рассуждать так: постулируем, что гамильтониан взаимодействия имеет вид (2.1), приближенно решим задачу и вывод о применимости модели сделаем на основе сравнения теории с экспериментом. Выполнение этой программы оказалось возможным по той причине, что число параметров в этой задаче много меньше числа описываемых экспериментальных фактов. Действительно, константы

G_N и G_Z определяются из значений парных энергий, а при описании энергий квадрупольных и октупольных состояний используются два свободных параметра $\kappa^{(2)}$ и $\kappa^{(3)}$.

Из сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными можно сделать следующий вывод: согласие оказалось удивительно хорошим. Основные свойства квадрупольных и октупольных состояний описаны правильно. Ничем нельзя поставить под сомнение такие результаты, как опускание энергий гамма-вибрационных состояний ниже бета-вибрационных в изотопах диспрозия и эрбия, как опускание октупольных $K\pi = 0^-$ состояний ниже бета- и гамма-вибрационных в изотопах тория, урана и плутония и другие. Все эти факты указывают на то, что в рамках сверхтекучей модели ядра удалось правильно описать ту часть остаточных взаимодействий между нуклонами, которая играет наиболее существенную роль в атомных ядрах при сравнительно небольших энергиях возбуждения.

Следует отметить, что среднее поле ядра играет решающую роль при определении свойств неротационных возбужденных состояний в четно-четных деформированных ядрах. Во всех ядрах действуют парные и мультиполь-мультипольные силы, которые одинаковы в соседних ядрах и константы которых монотонно убывают с ростом A . Опускание и тем самым коллективизация состояния с данным $K\pi$ в одном ядре, поднятие его и приближение к двухквaziчастичному в другом ядре определяется средним полем. Таким образом, среднее поле управляет парными и мультиполь-мультипольными силами и определяет конкретные особенности каждого ядра.

Необходимо отметить, что в рамках сверхтекучей модели ядра получено единое описание как двухквaziчастичных, так и коллективных неротационных состояний четных деформированных ядер.

Из хорошего согласия теории с экспериментом можно сделать заключение, что среднее поле ядра достаточно правильно описывается потенциалом Нильссона.

В заключение следует отметить, что исследования сложных ядер на основе сверхтекучей модели ядра не решили всех проблем. Эти исследования только показали, что микроскопический подход к описанию свойств ядер является многообещающим. Поэтому весьма важными являются различные попытки выхода за рамки метода приближенного вторичного квантования /29-31/, а также развитие новых методов /68/. Однако следует иметь в виду, что точность вычисления различных характеристик ядер на основе сверхтекучей модели ядра ограничена главным образом грубостью описания среднего поля. Поэтому наряду с развитием более совершенных методов решения ядерной задачи многих тел необходимо более точно описывать среднее поле ядра.

В заключение выражаю глубокую благодарность Н.Н. Боголюбову и П.Фогелю за интересные обсуждения и помощь, а А.А. Корнейчуку, К.М. Железновой и Г.Юнгклаузен за составление программы и проведение численных расчетов.

1. Коммутационные соотношения между операторами $A(\rho\rho')$, $\bar{A}(\rho\rho')$, $B(\rho\rho')$, $\bar{B}(\rho\rho')$ и их эрмитово-сопряженными имеет следующий вид:

$$[\bar{A}(\rho\rho'), \bar{A}(\rho_2\rho_2')] = \delta_{\rho\rho_2} \delta_{\rho'\rho_2'} - \delta_{\rho\rho_2'} \delta_{\rho'\rho_2} - \frac{1}{2} \{ \delta_{\rho\rho_2} B(\rho_2'\rho_2') +$$

$$+ \delta_{\rho'\rho_2'} B(\rho_2\rho_2) - \delta_{\rho\rho_2'} B(\rho_2\rho_2') - \delta_{\rho'\rho_2} B(\rho_2'\rho_2) \}, \quad (П.1)$$

$$[B(\rho\rho'), B(\rho_2\rho_2')] = \delta_{\rho_2\rho_2'} B(\rho\rho_2') - \delta_{\rho\rho_2'} B(\rho_2\rho_2'), \quad (П.2)$$

$$[\bar{B}(\rho\rho'), \bar{B}(\rho_2\rho_2')] = \delta_{\rho\rho_2'} B(\rho_2\rho_2') - \delta_{\rho'\rho_2} B(\rho_2\rho_2'), \quad (П.2')$$

$$[B(\rho\rho'), A(\rho_2\rho_2')] = -\delta_{\rho\rho_2'} A(\rho'\rho_2) - \delta_{\rho\rho_2} A(\rho'\rho_2'), \quad (П.3)$$

$$[B(\rho\rho'), \bar{A}(\rho_2\rho_2')] = \delta_{\rho\rho_2'} \bar{A}(\rho_2'\rho_2') - \delta_{\rho\rho_2} \bar{A}(\rho_2\rho_2'), \quad (П.3')$$

$$[\bar{B}(\rho\rho'), A(\rho_2\rho_2')] = -\delta_{\rho\rho_2'} \bar{A}(\rho_2\rho_2') - \delta_{\rho\rho_2} \bar{A}(\rho_2'\rho_2'), \quad (П.4)$$

$$[\bar{B}(\rho\rho'), \bar{A}(\rho_2\rho_2')] = \delta_{\rho\rho_2'} A(\rho'\rho_2) - \delta_{\rho\rho_2} A(\rho'\rho_2'), \quad (П.4')$$

$$[\bar{A}(\rho\rho'), A(\rho_2\rho_2')] = -\frac{1}{2} \{ \delta_{\rho\rho_2'} \bar{B}(\rho_2\rho_2') + \delta_{\rho\rho_2} \bar{B}(\rho_2'\rho_2') -$$

$$- \delta_{\rho'\rho_2'} \bar{B}(\rho_2\rho_2) - \delta_{\rho'\rho_2} \bar{B}(\rho_2'\rho_2) \}. \quad (П.5)$$

Нетрудно получить коммутационные соотношения, эрмитовски сопряженные к указанным выше. Остальные коммутационные соотношения между этими операторами равны нулю.

2. Коммутационные соотношения между операторами Q_1 , Q_1^+ и $B(\rho\rho')$ имеют следующий вид:

$$[Q_1, Q_1^+] = \frac{1}{2} \sum_{\mu_1 \mu_2} (\psi_{\mu_1 \mu_2}^1 \psi_{\mu_1 \mu_2}^{1'} - \phi_{\mu_1 \mu_2}^1 \phi_{\mu_1 \mu_2}^{1'} + \bar{\psi}_{\mu_1 \mu_2}^1 \bar{\psi}_{\mu_1 \mu_2}^{1'} - \bar{\phi}_{\mu_1 \mu_2}^1 \bar{\phi}_{\mu_1 \mu_2}^{1'}) +$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{\nu_1 \nu_2} (\psi_{\nu_1 \nu_2}^1 \psi_{\nu_1 \nu_2}^{1'} - \phi_{\nu_1 \nu_2}^1 \phi_{\nu_1 \nu_2}^{1'} + \bar{\psi}_{\nu_1 \nu_2}^1 \bar{\psi}_{\nu_1 \nu_2}^{1'} - \bar{\phi}_{\nu_1 \nu_2}^1 \bar{\phi}_{\nu_1 \nu_2}^{1'}) -$$

$$- \frac{1}{2} \sum_{\mu_1 \mu_2 \mu_3} (\psi_{\mu_1 \mu_2 \mu_3}^1 \psi_{\mu_1 \mu_2 \mu_3}^{1'} - \phi_{\mu_1 \mu_2 \mu_3}^1 \phi_{\mu_1 \mu_2 \mu_3}^{1'} + \bar{\psi}_{\mu_1 \mu_2 \mu_3}^1 \bar{\psi}_{\mu_1 \mu_2 \mu_3}^{1'} - \bar{\phi}_{\mu_1 \mu_2 \mu_3}^1 \bar{\phi}_{\mu_1 \mu_2 \mu_3}^{1'}) B(s_3 s_2) +$$

$$+(\psi_{s_1 s_2}^i \bar{\psi}_{s_1 s_3}^{i'} - \psi_{s_1 s_3}^{i'} \bar{\psi}_{s_1 s_2}^i - \psi_{s_1 s_2}^{i'} \bar{\psi}_{s_1 s_3}^i + \psi_{s_1 s_3}^i \bar{\psi}_{s_1 s_2}^{i'}) B(s_3 s_2) -$$

$$- \frac{1}{2} \sum_{\nu_1 \nu_2 \nu_3} \{ (\psi_{\nu_1 \nu_2}^i \bar{\psi}_{\nu_1 \nu_3}^{i'} - \psi_{\nu_1 \nu_3}^{i'} \bar{\psi}_{\nu_1 \nu_2}^i + \psi_{\nu_1 \nu_2}^{i'} \bar{\psi}_{\nu_1 \nu_3}^i - \psi_{\nu_1 \nu_3}^i \bar{\psi}_{\nu_1 \nu_2}^{i'}) B(\nu_3 \nu_2) +$$

$$+(\psi_{\nu_1 \nu_2}^i \bar{\psi}_{\nu_1 \nu_3}^{i'} - \psi_{\nu_1 \nu_3}^{i'} \bar{\psi}_{\nu_1 \nu_2}^i + \psi_{\nu_1 \nu_2}^{i'} \bar{\psi}_{\nu_1 \nu_3}^i - \psi_{\nu_1 \nu_3}^i \bar{\psi}_{\nu_1 \nu_2}^{i'}) B(\nu_3 \nu_2) \} . \quad (П.6)$$

$$[B(\rho\rho'), Q_1^+] = \sum_{\rho_2} \{ (\psi_{\rho_2 \rho}^i \bar{\psi}_{\rho_2 \rho'}^{i'} + \psi_{\rho_2 \rho'}^{i'} \bar{\psi}_{\rho_2 \rho}^i + \psi_{\rho_2 \rho}^{i'} \bar{\psi}_{\rho_2 \rho'}^i + \psi_{\rho_2 \rho'}^i \bar{\psi}_{\rho_2 \rho}^{i'}) Q_1^+ +$$

$$+(\psi_{\rho_2 \rho}^i \bar{\psi}_{\rho_2 \rho'}^{i'} + \psi_{\rho_2 \rho'}^{i'} \bar{\psi}_{\rho_2 \rho}^i + \psi_{\rho_2 \rho}^{i'} \bar{\psi}_{\rho_2 \rho'}^i + \psi_{\rho_2 \rho'}^i \bar{\psi}_{\rho_2 \rho}^{i'}) Q_1^+ \} . \quad (П.7)$$

3. Коммутационные соотношения между операторами $A(\rho\rho')$, $\bar{A}(\rho\rho')$ и эрмитово-сопряженными накладывают на функции $\psi_{\rho\rho'}^i$, $\phi_{\rho\rho'}^i$, $\bar{\psi}_{\rho\rho'}^i$ и $\bar{\phi}_{\rho\rho'}^i$ дополнительные соотношения. Пусть $Q_1^+ |> = 0$, тогда из

$$\langle [A(\rho\rho'), A(\rho_2 \rho_2')] \rangle = 0$$

строго следует, что

$$\sum_i (\psi_{\rho\rho'}^i \phi_{\rho_2 \rho_2'}^i - \psi_{\rho_2 \rho_2'}^i \phi_{\rho\rho'}^i) = 0, \quad (П.8)$$

и далее

$$\sum_i (\bar{\psi}_{\rho\rho'}^i \bar{\phi}_{\rho_2 \rho_2'}^i - \bar{\psi}_{\rho_2 \rho_2'}^i \bar{\phi}_{\rho\rho'}^i) = 0, \quad (П.8')$$

$$\sum_i (\psi_{\rho\rho'}^i \bar{\phi}_{\rho_2 \rho_2'}^i - \phi_{\rho\rho'}^i \bar{\psi}_{\rho_2 \rho_2'}^i) = 0, \quad (П.8'')$$

Из условия

$$\langle [A(\rho\rho'), A(\rho_2 \rho_2')] \rangle = \sum_i (\psi_{\rho\rho'}^i \bar{\psi}_{\rho_2 \rho_2'}^i - \phi_{\rho\rho'}^i \bar{\phi}_{\rho_2 \rho_2'}^i)$$

следует, что

$$\sum_i (\psi_{\rho\rho'}^i \bar{\psi}_{\rho_2 \rho_2'}^i - \phi_{\rho\rho'}^i \bar{\phi}_{\rho_2 \rho_2'}^i) =$$

$$= \delta_{\rho \rho_2} \delta_{\rho' \rho_2'} + \delta_{\rho \rho_2'} \delta_{\rho' \rho_2} - \frac{1}{2} \{ \delta_{\rho \rho_2} \langle B(\rho_2' \rho_2') \rangle +$$

$$+ \delta_{\rho' \rho_2'} \langle B(\rho_2 \rho) \rangle + \delta_{\rho \rho_2'} \langle B(\rho_2 \rho') \rangle + \delta_{\rho' \rho_2} \langle B(\rho_2' \rho) \rangle \} . \quad (П.9)$$

Л и т е р а т у р а

- ✓ 1. O. Natan, S.G. Nilsson. Коллективное ядерное движение и обобщенная модель. Монография "Альфа-, бета- и гамма- спектроскопия", под ред. К. Зигбана.
- ✓ 2. Н.Н. Боголюбов. Лекции по квантовой статистике. Изд. Радянска Школа, Киев, 1947
- ✓ 3. J. Bardeen, L. Cooper, J. Schrieffer. Phys. Rev., 108, 1175 (1957); Н.Н. Боголюбов, В.В. Толмачев, Д.В. Ширков. Новый метод в теории сверхпроводимости. Изд. АН СССР, 1958.
- ✓ 4. S.T. Beljaev. Selected Topics in Nucl. Theory, Intern. Atomic Energy Agency, 1963, с. 291.
- ✓ 5. M. Baranger. Phys. Rev., 120, 957 (1960).
- ✓ 6. L.S. Kisslinger, R.A. Sorensen. Mat. Fys. Dan. Vid. Selsk., 32, N.9 (1960).
7. T. Tamura, T. Udagawa. Prog. Theor. Phys., 26, 947 (1961); Nucl. Phys., 35, 383 (1962); S. Yoshida. Nucl. Phys., 38, 380 (1962); К.Л. Бирбраер, К.И. Ерохина, И.Х. Лембер. Изд. АН СССР, сер. физ., 27, 1501 (1963);

8. Д.Ф. Зарецкий, М.Г. Урин. ЖЭТФ, 41, 898 (1961); 42, 304 (1962); 43, 1021 (1962).
9. D.Bes, Z.Szymanski. Nuovo Cim., 26, 787 (1962).
10. В.Г. Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. Госатомиздат, 1963; Selected Topics in Nucl. Theory, Intern. Atomic Energy Agency 1963, с.233.
11. В.Г. Соловьев. ДАН СССР, 133, 325 (1960); Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 1, N.11 (1961).
12. С.Т. Беляев. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 31, N.11 (1959).
13. В.Г. Соловьев. ЖЭТФ, 35, 823 (1958); Nucl. Phys., 9, 655 (1958/1959).
14. Т. Вереш, В.Г. Соловьев, Т. Шиклош. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 1045 (1962); Н.И. Пятов, В.Г. Соловьев. Известия АН СССР, сер. физ., 28, 11, 1817 (1964).
15. C.J.Gallagher, V.G.Soloviev. Math. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk., 2, N2 (1962).
16. V.G.Soloviev, T.Siklos. Nucl. Phys., 59, 145 (1964).
17. S.G.Nilsson. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 29, N.16 (1955); B.Mottelson, S.Nilsson. Mat.Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 1, N.8 (1959).
18. В.Г. Соловьев. ЖЭТФ, 43, 248 (1962).
19. S.Yoshida. Phys. Rev., 123, 2122 (1961).
20. J.P.Elliott and D.H.Flowers. Proc. Roy. Soc. (London), 24, 2A, 57 (1957); G.Brown, M.Bolsterli. Nucl. Phys., 29, 89 (1962).
21. J.Sawicki. Nucl. Phys., 23, 285 (1961).
22. В.Г. Соловьев. Nucl. Phys. (в печати); Препринт ОИЯИ, P-1811, Дубна, 1964.
23. V.G.Soloviev, P.Vogel. Physics Letters, 6, 126 (1963);
В.Г. Соловьев, П. Фогель, А.А. Корнейчук. ДАН СССР 154, 72 (1964).
24. R.Sheline. Rev. Mod. Phys., 32, 1 (1960).
25. E.R.Marshalek, J.O.Rasmussen. Nucl. Phys., 43, 438 (1963).
26. Лю Юань, В.Г. Соловьев, А.А. Корнейчук. ЖЭТФ, 47, 252 (1964).
27. J.Hogaasen-Feldman. Nucl. Phys., 28, 258 (1961).
28. М.К. Волков, А. Павликовски, В. Рыбарска, В.Г. Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 27, 878 (1963).
29. G.Fano, J.Sawicki. Nuovo Cim., 25, 586 (1962); T.Tamura, T.Udagawa. Nucl. Phys., 53, 33 (1964).
30. С.Т. Беляев, В.Г. Зелевинский. Nucl. Phys., 39, 582 (1962); Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 127 (1964).
31. Giu Do Dang, A.Klein. Phys. Rev., 133, B257 (1964).
32. Ken-ji Hara. Progr. Theor. Phys., 32, 88 (1964).
33. S.G.Nilsson, O.Prior. Mat. Fys. Medd. Vid. Selsk., 32, N.16 (1960).
34. D.Bes. Nucl. Phys., 49, 544 (1963).
35. D.Bes. Nucl. Phys. (в печати).

36. В.Г. Соловьев, П. Фогель, А.А. Корнейчук. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 1589 (1964).
37. V.G.Soloviev. Proc. Congress Intern. de Physique Nucleaire II, 591 (1964).
38. V.G.Soloviev, P.Vogel. Proc. Congress Intern. de Physique Nucleaire II, 594 (1964).
39. Y.Yoshizawa, B.Elbeq, B.Herskind, M.Olesen. Proc. Conf. on Reactions between Complex Nuclei, April 14-18 (1963), p. 289.
40. R.Kenefick, R.Sheline. Phys. Rev., 135, B939 (1964).
41. F.Schima, E.Funk, J.W.Mihelich. Bull. Am. Phys. Soc., 9, 497 (1964).
42. R.Graetzer, G.Hagemann, B.Elbeq. Bull. Am. Phys. Soc., 9, 664 (1964).
43. W.Shelton, R.Sheline. Phys. Rev., 133, B624 (1964).
44. T.Badica, K.Gromov, V.Morozov, A.Basina, B.Dzhelepov, A.Novgorodov. Proc. Congress Intern. de Physique Nucleaire II, 588 (1964).
45. G.Hansen. Experimental Investigations of Decay Schemes of Deformed Nuclei, Riso Report, N.92 (1964).
46. H.Bakhru, S.Mukherjee. Nucl. Phys., 55, 161 (1964).
47. L.Marklund, B. van Nooijen, Z.Grabowski. Nucl. Phys., 15, 533 (1963).
48. Л.В. Прошев, А.М. Демидов, В.А. Иванов, В.Н. Лушенко, В.И. Пелехов. ДАН СССР, 141, 59 (1961).
49. E.Hyde, I.Perlman, G.Seaborg. The Nuclear Properties of the Heavy Elements. Prentice-Hall INC, New Jersey, 1964.
50. S.Bjornholm, M.Lederer, F.Asaro, I.Perlman. Phys. Rev., 130, 2000 (1963).
51. B.Elbeq. Determination of Nuclear Transition Probabilities by Coulomb Excitation. Ejnar Munksgaards Forlag, Copenhagen, 1963.
52. S.Bjornholm, F.Boehm, A.Knutson, O.B.Nielsen. Nucl. Phys., 42, 469 (1963).
53. S.Vandenbosch, H.Diamond, R.Sjoblom, P.Fields. Phys. Rev., 115, 115 (1959).
54. J.Unk, P.Day, S.Vandenbosch. Nucl. Phys., 36, 284 (1962).
55. O.W.Schult, U.Gruber, B.P.Maier, F.W.Stanek. Z.Phys., 180, 298. (1964).
56. Б.С. Дзепелов, Л.К. Пекер, В.О. Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер. Изд. АН СССР, 1963.
57. G.Staehle, M.L.Pool. Bull. Am. Phys. Soc., 9, 718 (1964).
58. П. Фогель. Ядерная физика (в печати); Препринт ОИЯИ, E-1703, Дубна.
59. K.McGowan, P.H.Stelson. Bull. Am. Phys. Soc., 3, 228 (1958).
60. S.Bjornholm, O.B.Nielsen. Nucl. Phys., 42, 642 (1963).
61. P.G.Hansen, H.L.Nielsen, K.Wilsky. Nucl. Phys., 54, 657 (1964).
62. S.Bjornholm, O.Nathan, O.B.Nielsen, R.K.Sheline. Nucl. Phys., 4, 313 (1957).
63. Б.Н. Захарьев, Н.И. Пятов, В.И. Фурман. ЖЭТФ, 41, 1669 (1961).
64. D.Bogdan. Nucl. Phys., 48, 273 (1963); D.Bogdan, T.Badica. Phys. Lett., 12, 40 (1964).
65. В.Г. Соловьев. ДАН СССР, 144, 1281 (1962); Phys. Lett., 1, 202 (1962).
66. М.К. Волков, Т. Вереш. ДАН СССР, 148, 799 (1963).

67. R.Kästner, A.Andreeff, K.F.Alexander. Proc. Congress Intern. de Physique Nucleaire II, 566 (1964).

68. A.B. Мигдал. ЖЭТФ, 43, 1940 (1962); 46, 1680 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 января 1965 г.

Таблица I
Одночастичные уровни среднего поля и характеристики основных состояний нейтронной системы в области $150 \leq A \leq 186$

N	$K\pi[Nn_z\Lambda]$	$E(s)/\hbar\omega_0$	$C_n/\hbar\omega_0$	$\lambda_n/\hbar\omega_0$	N	$K\pi[Nn_z\Lambda]$	$E(s)/\hbar\omega_0$	$C_n/\hbar\omega_0$	$\lambda_n/\hbar\omega_0$
✖	1/2 - 550	0,00 -			108	9/2 + 624	1,55 + 0,124		1,559
✖	3/2 - 541	0,06 -			110	1/2 - 510 +	1,62 + 0,135		1,613
✖	5/2 - 532	0,12 -			112	3/2 - 512	1,66 + 0,142		1,660
✖	7/2 - 523	0,37 +			114	7/2 - 503	1,71 + 0,146		1,703
✖	5/2 + 402	0,39 -				9/2 - 505	1,74 +		
	1/2 - 541	0,41 +				3/2 - 501	1,75 +		
	7/2 + 404	0,58 -				1/2 + 651	1,78 +		
	1/2 + 400	0,60 +				1/2 + 640	1,79 +		
	9/2 - 514	0,61 +				11/2 + 615	1,83 +		
	3/2 + 402	0,66 +				1/2 - 770	1,97 -		
	1/2 - 530	0,82 +			✖	3/2 + 642	2,03 +		
	11/2 - 505	0,85 +			✖	1/2 - 501	2,09 +		
	3/2 - 532	0,91 +				5/2 - 503	2,15 +		
90	1/2 + 660	0,95 +	0,137	0,968	✖	3/2 - 761	2,16 -		
92	3/2 + 651	1,00 +	0,136	1,018		3/2 + 631			
94	3/2 - 521	1,04 +	0,131	1,068		13/2 + 606			
96	5/2 + 642 +	1,08	0,120	1,123		5/2 - 752			
98	5/2 - 523 +	1,11	0,104	1,195		5/2 + 633			
100	7/2 + 633 +	1,26	0,106	1,273					
102	1/2 - 521 +	1,30	0,104	1,341					
104	5/2 - 512 +	1,36	0,099	1,419					
106	7/2 - 514 +	1,48	0,111	1,497					

Таблица 2

Одночастичные уровни среднего поля и характеристики основных состояний протонной системы в области 1504 А < 186

Z	$K\pi[N\pi_z \Lambda]$	$E^{(s)}/\hbar\omega_0$	$C_p/\hbar\omega_0$	$\lambda_p/\hbar\omega_0$	Z	$K\pi[N\pi_z \Lambda]$	$E^{(s)}/\hbar\omega_0$	$C_p/\hbar\omega_0$	$\lambda_p/\hbar\omega_0$
*	1/2 + 440 +	0,39			II/2 - 505 +	2,04			
*	3/2 + 431 +	0,46			*	1/2 + 660 +	2,11		
	5/2 + 422 +	0,67				3/2 - 532 +	2,18		
*	1/2 - 301 +	0,74			*	3/2 + 651 +	2,25		
	1/2 + 431 +	0,82			*	1/2 - 530 +	2,32		
	1/2 - 550 +	0,98			*	5/2 + 642 +	2,39		
	7/2 + 413 +	0,99				5/2 - 523 +	2,46		
	1/2 + 420 +	1,06			*	3/2 - 521 +	2,53		
	9/2 + 404 +	1,08			*	7/2 + 633	2,60		
	3/2 - 541 +	1,10				7/2 - 514 +	2,70		
60	3/2 + 422 +	1,20	0,124	1,252		5/2 - 512 +	2,88		
62	5/2 - 532 +	1,31	0,127	1,325		9/2 - 505 +	3,08		
64	5/2 + 413 +	1,36	0,129	1,391		7/2 - 503 +	3,18		
66	3/2 + 411 +	1,42	0,127	1,458					
68	7/2 - 523 +	1,48	0,123	1,528					
70	1/2 + 411 +	1,56	0,121	1,601					
72	9/2 - 514 +	1,66	0,123	1,671					
74	7/2 + 404 +	1,69	0,121	1,737					
76	5/2 + 402 +	1,76	0,118	1,808					
	3/2 + 402 +	1,86							
	1/2 + 400 +	1,90							
	1/2 - 541 +	1,97							

Таблица 3

Одночастичные уровни среднего поля и характеристики основных состояний нейтронной системы в области 228 А < 254

N	$K\pi[N\pi_z \Lambda]$	$E^{(s)}/\hbar\omega_0$	$C_n/\hbar\omega_0$	$\lambda_n/\hbar\omega_0$	N	$K\pi[N\pi_z \Lambda]$	$E^{(s)}/\hbar\omega_0$	$C_n/\hbar\omega_0$	$\lambda_n/\hbar\omega_0$
					138	3/2 + 631	0,711	0,119	0,734
					140	5/2 - 752	0,72	0,112	0,778
*	5/2 - 523	-0,24			142	5/2 + 633	0,78	0,104	0,826
*	1/2 - 512	-0,19			144	7/2 - 743	0,85	0,099	0,880
*	3/2 + 651	-0,16			146	1/2 + 631	0,90	0,097	0,936
*	7/2 - 514	-0,06			148	5/2 + 622	0,97	0,099	0,994
*	5/2 + 642	-0,04			150	7/2 + 624	1,03	0,107	1,048
*	1/2 - 510	0,03			152	9/2 - 734	1,10	0,117	1,094
	7/2 + 633	0,08			154	1/2 + 620	1,17	0,126	1,133
*	3/2 - 512	0,10				7/2 + 613	1,19		
*	9/2 - 505	0,16				3/2 + 622	1,20		
	9/2 + 624	0,27				II/2 - 725	1,22		
	1/2 + 651	0,41				9/2 + 615	1,23		
	3/2 - 501	0,44				1/2 - 761	1,33		
	5/2 - 503	0,45				1/2 - 750	1,35		
	II/2 + 615	0,48				9/2 + 604	1,41		
	1/2 - 770	0,52				13/2 - 716	1,43		
	1/2 + 640	0,55				3/2 + 611	1,45		
	1/2 - 501	0,56				3/2 - 752	1,47		
	3/2 + 642	0,59				II/2 + 606	1,48		
	13/2 + 606	0,62				5/2 + 613	1,52		
	3/2 - 761	0,66			*	5/2 - 743	1,56		
					*	3/2 - 707	1,58		
					*	15/2 - 707	1,62		
					*	1/2 + 611	1,65		

Таблица 4

Одночастичные уровни среднего поля, характеристики основных состояний протонной системы в области $228 \leq A \leq 254$

Z	$K\pi [N\pi_z A]$	$E(\nu) / \hbar\omega_0$	$C_p / \hbar\omega_0$	$\lambda_p / \hbar\omega_0$	Z	$K\pi [N\pi_z A]$	$E(\nu) / \hbar\omega_0$	$C_p / \hbar\omega_0$	$\lambda_p / \hbar\omega_0$
					100	7/2 + 633	0,99	0,104	1,045
*	1/2 - 550	0,01				7/2 - 514	1,07		
*	3/2 - 541	0,07				1/2 - 521	1,16		
	5/2 - 532	0,15				9/2 + 624	1,17		
*	3/2 + 422	0,19				5/2 - 512	1,22		
	7/2 - 523	0,23				9/2 - 505	1,33		
*	5/2 + 413	0,24			111/2 + 615	1/2 - 512	1,36		
*	3/2 + 411	0,25				3/2 - 512	1,48		
*	1/2 + 411	0,39				7/2 - 503	1,50		
	5/2 + 402	0,43				1/2 - 510	1,54		
	7/2 + 404	0,44				1/2 + 651	1,59		
	9/2 - 514	0,48			133/2 + 606	5/2 - 503	1,61		
	3/2 + 402	0,49				5/2 - 503	1,65		
	1/2 - 541	0,50			*	3/2 - 501	1,69		
	1/2 + 660	0,55			*	1/2 - 501	1,73		
111/2 - 505	0,60				*	1/2 + 640	1,77		
1/2 + 400	0,62				*	1/2 - 770	1,80		
3/2 - 532	0,65				*	3/2 + 642	1,82		
90 3/2 + 651	0,68	0,141	0,753		*	3/2 - 761	1,86		
92 1/2 - 530	0,75	0,130	0,803		*	3/2 + 631	1,92		
94 5/2 + 642	0,83	0,120	0,859		*	5/2 - 752	1,95		
96 5/2 - 523	0,86	0,110	0,921						
98 3/2 - 521	0,99	0,109	0,987						

Таблица 5

Энергии первых возбужденных состояний с $K\pi = 2+$ (в Мэв). Расчеты при

$$\kappa^{(2)} = kA^{-1/2} \hbar\omega_0, \quad \kappa_{np}^{(2)} = q\kappa^{(2)}$$

Ядро	Опыт	ссылка	первый полюс	Расчеты по схеме I		Расчеты по схеме II.
				$k=9,5$ $q=1$ ω_1	$k=8,2$ $q=1,3$ ω_1	
			ω_1			
Na ¹⁵⁰	1,060	3,9	2,15	1,7	1,5	1,4
Sm ¹⁵²	1,086	15	2,15	1,6	1,4	1,2
Sm ¹⁵⁴	1,444	40	2,20	1,6	1,3	1,3
Gd ¹⁵⁴	0,998	15	2,13	1,4	1,1	1,3
Gd ¹⁵⁶	1,156	15	2,20	1,4	1,1	1,3
Gd ¹⁵⁸	1,190	41,48	2,88	1,3	1,0	1,3
Gd ¹⁶⁰	1,020	39	2,33	1,3	1,0	1,1
Dy ¹⁵⁸	0,945	42	2,05	1,0	0,95	0,95
Dy ¹⁶⁰	0,966	15	2,04	0,97	0,93	0,93
Dy ¹⁶²	0,890	39	2,04	0,87	0,81	0,83
Dy ¹⁶⁴	0,770	39,43	2,03	0,82	0,75	0,76
Er ¹⁶⁴	0,861	39,42	1,90	0,88	0,83	0,87
Er ¹⁶⁶	0,788	15	1,90	0,82	0,79	0,80
Er ¹⁶⁸	0,822	15	1,89	1,0	1,0	1,0
Er ¹⁷⁰	0,930	39	1,40	1,2	1,2	1,2
Yb ¹⁶⁸	0,986	42	2,00	1,4	1,4	1,3
Yb ¹⁷²	1,468	15	1,40	1,4	1,4	1,4
Yb ¹⁷⁴			2,09	1,8	1,8	1,5
Yb ¹⁷⁶	1,270		2,05	1,5	1,4	1,2
Hf ¹⁷⁴			1,39	1,4	1,8	1,4
Hf ¹⁷⁶	1,343	57	2,06	1,7	1,7	1,5
Hf ¹⁷⁸	1,480	46	2,04	1,4	1,3	1,2
W ¹⁸⁰			2,03	1,0	0,94	0,7
W ¹⁸²	1,222	15	2,10	0,7	0,6	-
W ¹⁸⁴	0,904	15	1,80	-	-	-
W ¹⁸⁶	0,730	59	1,78	-	-	-
Os ¹⁸⁴			1,60			
Os ¹⁸⁶	0,768	15	1,60			
Os ¹⁸⁸	0,633	47	1,60			

Таблица 6

Энергии первых возбужденных состояний с $K\pi = 2+$ (в Мэв).Расчет при $\kappa^{(2)} = kA^{-1/2} k\omega_0$, $\kappa_{np}^{(2)} = q\kappa^{(2)}$.

Ядро	Опыт ω_1	ссылка	Первый полюс	Расчеты по схеме I		Расчет по схеме II
				$k=11$ $q=1$ ω_1	$k=9$ $q=1,3$ ω_1	$k=10$; $q=1$ ω_1
Th ²²⁸	0,069	49	1,82	0,71	1,0	1,0
Th ²³⁰	0,780	50	1,78	0,77	1,0	1,0
Th ²³²	0,788	51	1,45	0,81	1,0	1,0
Th ²³⁴			1,46	0,99	1,1	1,2
U ²³²	0,868	52	1,54	1,0	1,2	1,2
U ²³⁴	0,922	50	1,45	1,0	1,1	1,1
U ²³⁶			1,46	1,1	1,2	1,3
U ²³⁸	1,062	51	1,05	1,05	1,05	1,05
Pu ²³⁶			1,45	1,1	1,2	1,2
Pu ²³⁸	1,030	50	1,45	1,2	1,2	1,3
Pu ²⁴⁰	0,942	50	1,04	1,0	1,0	1,0
Pu ²⁴²			1,55	1,1	1,2	1,3
Cm ²⁴²			1,04	1,04	1,04	1,04
Cm ²⁴⁴			1,51	1,1	1,3	1,3
Cm ²⁴⁶			1,80	0,9	1,0	1,0
Cf ²⁵⁰	1,032	53	1,39	0,6	0,9	0,8
Cf ²⁵²			1,39	0,5	0,8	0,7
Fm ²⁵²			1,11	0,5	0,8	0,7
Fm ²⁵⁴	0,692	54	1,11	0,3	0,7	0,6

Таблица 7

Энергии вторых возбужденных состояний с $K\pi = 2+$ (в Мэв).Расчет при $\kappa^{(2)} = 10A^{-1/2} k\omega_0$, $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$.

Ядро	Опыт ω_2	ссылка	Полюса		Расчет по схеме I ω_2
			первый	второй	
Gd ¹⁵⁶			2,20	2,30	2,3
Dy ¹⁶⁰			2,04	2,15	2,1
Dy ¹⁶⁴	1,987	43	2,00	2,04	2,0
Er ¹⁶⁶			1,90	2,02	1,9
Yb ¹⁷²	1,559	45	1,40	1,70	1,7
Hf ¹⁷⁸			2,04	2,05	2,04
W ¹⁸²			2,10	2,11	2,1
W ¹⁸⁴			1,80	2,02	1,9
Os ¹⁸⁸			1,57	1,76	1,6
Th ²³²			1,45	1,74	1,6
U ²³⁸			1,05	1,52	1,3
Pu ²⁴⁰			1,04	1,58	1,4
Cf ²⁵⁰			1,39	1,82	1,4

Таблица 8

Энергии первых возбужденных неротационных состояний с $K\pi = 0^+$ (в Мэв).Расчеты при $\kappa^{(2)} = kA^{-1/2} \hbar \omega_0$, $\kappa_{np}^{(2)} = q\kappa^{(2)}$

Ядро	Опыт ω_1	Ссылка	Первый полос	Расчет по схеме I		Расчет по схеме II
				$k=9,5$ $q=1$ ω_1	$k=8,5$ $q=1,3$ ω_1	$k=8,4; q=1$ ω_1
Nd ¹⁵⁰	0,690	39	2,00	2,0	-	-
Sm ¹⁵²	0,685	15	2,00	2,0	-	-
Sm ¹⁵⁴	(1,020)	40	2,10	2,0	0,8	-
Gd ¹⁵⁴	0,680	15	2,00	2,0	-	-
Gd ¹⁵⁶	1,040	39	1,98	1,2	1,0	-
Gd ¹⁵⁸			1,83	1,4	1,3	0,8
Gd ¹⁶⁰			1,55	1,4	1,4	1,2
Dy ¹⁵⁸	0,991	42	1,60	1,1	1,2	0,9
Dy ¹⁶⁰			1,60	1,5	1,5	1,2
Dy ¹⁶²			1,54	1,4	1,4	1,3
Dy ¹⁶⁴			1,58	1,5	1,5	1,5
Er ¹⁶⁴	1,248	44	1,54	1,4	1,4	1,3
Er ¹⁶⁶	1,460	15	1,66	1,6	1,6	1,5
Er ¹⁶⁸			1,41	1,4	1,3	1,4
Er ¹⁷⁰			1,48	1,4	1,4	1,2
Yb ¹⁶⁸	1,191		1,74	1,6	1,6	1,3
Yb ¹⁷²			1,48	1,48	1,48	1,2
Yb ¹⁷⁴			1,66	1,6	1,6	1,4
Yb ¹⁷⁶			1,46	1,4	1,4	1,4
Hf ¹⁷⁴	0,827	42	1,36	1,3	1,2	1,0
Hf ¹⁷⁶	1,250	57	1,36	1,36	1,3	1,3
Hf ¹⁷⁸	1,197	15	1,36	1,36	1,3	1,3
W ¹⁸⁰	0,980		1,45	1,45	1,4	1,4
W ¹⁸²			1,53	1,53	1,5	1,5
W ¹⁸⁴			1,52	1,52	1,5	1,1
W ¹⁸⁶			1,52	1,52	1,5	-
Os ¹⁸⁴			1,53	1,52	1,5	1,4
Os ¹⁸⁶			1,60	1,6	1,6	-
Os ¹⁸⁸ , 1,086			1,74	1,7	1,7	-

Таблица 9

Энергии первых неротационных возбужденных состояний с $K\pi = 0^+$ (в Мэв).Расчет при $\kappa^{(2)} = kA^{-1/2} \hbar \omega_0$, $\kappa_{np}^{(2)} = q\kappa^{(2)}$

Ядро	Опыт ω_1	Ссылка	Первый полос	Расчеты по	Расчеты ω_1 по
				схеме I $k=11; q=1$ ω_1	схеме II $k=8,8; q=1$
Th ²²⁸	-	-	1,28	1,27	-
Th ²³⁰	0,634	50	1,28	1,00	-
Th ²³²	0,725	51	1,24	1,23	-
Th ²³⁴	-	-	1,12	1,10	0,9
U ²³²	0,693	52	1,28	1,14	0,7
U ²³⁴	0,810	50	1,24	1,24	1,0
U ²³⁶	-	-	1,11	1,11	1,0
U ²³⁸	0,994	51	1,20	1,00	0,7
Pu ²³⁶	-	-	1,19	1,12	1,0
Pu ²³⁸	0,940	50	1,11	1,10	1,0
Pu ²⁴⁰	0,870	50	1,19	1,03	0,8
Pu ²⁴²			1,16	1,13	1,0
Cm ²⁴²			1,19	1,08	0,8
Cm ²⁴⁴			1,16	1,15	1,1
Cm ²⁴⁶			1,27	1,21	1,3
Cf ²⁵⁶			0,92	0,92	0,92
Cf ²⁵²			0,92	0,92	0,92
Fm ²⁵²			1,21	1,18	1,0
Fm ²⁵⁴			1,27	1,15	0,9

Таблица IО

Энергии вторых возбужденных неротационных состояний с $K\pi = 0+$ (в МэВ).
 Расчет при $\kappa^{(2)} = 11A^{-1/2} \kappa \omega_0$, $\kappa_{np}^{(2)} = \kappa^{(2)}$.

Ядро	Опыт ω_2	Ссылка	Полуса		Расчет по схеме I ω_2
			первый	второй	
Dy ¹⁶²			1,54	1,59	1,57
Er ¹⁶⁴			1,54	1,66	1,60
Hf ¹⁷⁸	1,440	15	1,36	1,54	1,43
Os ¹⁸⁸	1,765	47	1,68	1,69	1,68
Th ²³²			1,24	1,26	1,25
U ²³⁴	1,044	50,56	1,24	1,26	1,26
U ²³⁸			1,20	1,54	1,52
Pu ²⁴⁰			1,19	1,20	1,19

Таблица II

Энергии октупольных состояний (в МэВ).

Расчет при

$$\kappa_n^{(3)} = \kappa_p^{(3)} = \kappa_{np}^{(3)} = \kappa^{(3)}; \kappa^{(3)} = 0,00102 \kappa \omega_0.$$

Ядро	$K\pi = 0-$			$K\pi = 1-$			$K\pi = 2-$			Ссылка
	Опыт ω_2	Первый полус	Расчет ω_2	Опыт ω_2	Первый полус	Расчет ω_2	Опыт ω_2	Первый полус	Расчет ω_2	
Sm ¹⁵²	0,963	1,50	1,15		1,79	1,63	-	2,15	2,12	15
Sm ¹⁵⁴	0,927	1,50	0,91		1,79	1,53		2,17	2,16	40
Gd ¹⁵⁴		2,15	1,33	≈1,3	1,82	1,64		2,02	1,81	15
Gd ¹⁵⁶		2,05	1,08	1,242	1,82	1,52		2,02	1,80	15
Gd ¹⁵⁸		2,01	1,01		1,82	1,59		2,02	1,79	
Dy ¹⁵⁸		2,05	1,20		1,86	1,65		1,40	1,19	
Dy ¹⁶⁰		2,01	1,17		1,97	1,76	1,264	1,40	1,18	15
Dy ¹⁶²		1,87	1,36		2,02	1,99		1,40	1,15	
Dy ¹⁶⁴		2,49	1,70		1,76	1,72	0,977	1,40	1,15	55
Er ¹⁶⁴		1,87	1,43		1,97	1,96		2,15	1,92	
Er ¹⁶⁶	1,663	2,04	1,70	1,826	1,74	1,72		2,15	1,89	15
Er ¹⁶⁸		2,04	1,70		1,60	1,53		2,15	2,05	
Yb ¹⁶⁸		2,04	1,76		1,70	1,69		2,17	1,94	
Yb ¹⁷²		2,02	1,73	1,605	1,56	1,48		2,15	2,24	45
Yb ¹⁷⁴		2,02	1,76		2,02	1,92	1,321	1,72	1,43	15
Hf ¹⁷⁴		2,16	1,89		1,29	1,27		1,79	1,60	
Hf ¹⁷⁶	1,722	2,16	1,88	1,159	1,29	1,27	1,280	1,72	1,38	57
Hf ¹⁷⁸		2,50	2,18		1,29	1,27		1,79	1,53	
W ¹⁸⁰		2,65	2,20		1,35	1,34		1,36	1,17	
W ¹⁸²		2,50	2,20		1,92	1,91	1,290	1,36	1,22	15

Таблица I2

Энергии оккупольных состояний (в Мэв). Расчет при

$$\kappa_n^{(3)} = \kappa_p^{(3)} = \kappa_{np}^{(3)} \equiv \kappa^{(3)}, \quad \kappa^{(3)} = 0,00052 \text{ а.е.}$$

Ядро	$K\pi = 0-$			$K\pi = 1-$			$K\pi = 2-$			Ссыл- ка
	Опыт	Первый полюс	Расчет	Опыт	Первый полюс	Расчет	Опыт	Первый полюс	Расчет	
Th ²²⁸	0,328	1,670	0,120		1,630	1,280	1,123	1,900	1,700	49
Th ²³⁰	0,508	1,600	0,545	0,954	1,520	1,250		1,770	1,560	50
Th ²³²		1,750	0,780		1,220	1,120	(1,045)	1,560	1,420	51
Th ²³⁴		1,760	0,790		1,410	1,220		1,890	1,830	
U ²³²	0,564	1,590	0,650		1,500	1,320		1,560	1,510	52
U ²³⁴	0,795	1,690	0,860		1,210	1,140		1,560	1,390	49
O ²³⁶		1,690	0,875		1,400	1,260		1,550	1,540	
U ²³⁸	0,632	1,580	0,790		1,340	1,220		1,550	1,550	51
Pu ²³⁶		1,270	0,880		1,210	1,130		1,550	1,390	
Pu ²³⁸	0,600	1,270	0,890		1,400	1,270		1,920	1,390	50
Pu ²⁴⁰	0,610	1,270	0,830		1,340	1,220		1,920	1,470	50
Cm ²⁴²		1,560	1,060		1,330	1, 210		1,730	1,720	
Cm ²⁴⁴		1,700	1,140		1,530	1,500		1,480	1,270	
Cm ²⁴⁶		1,800	1,260		1,200	1,170		1,480	1,250	
Cf ²⁵⁰		1,450	1,240		1,530	1,460		0,980	0,980	
Fm ²⁵⁴		1,300	1,140		1,580	1,540		1,580	1,480	

Таблица I3

Приведенные вероятности электромагнитных переходов (в одночастичных единицах)
 для ядер в области $150 \leq A \leq 186$. Расчет при $\kappa^{(2)} = kA^{-1/2} \hbar\omega_0$, $q=1$, $\kappa^{(1)} = \rho \hbar\omega_0$,
 $\epsilon_{eff} = \epsilon$.

Ядро	B(E2) с уровня $K\pi = 2+$		B(E2) с уровня $K\pi = 2+$		B(E3) с уровня $K\pi = 3-0$		Ссылки
	Опыт	Расчет $k=9,5$	Опыт	Расчет $\kappa = \kappa_{exp}$	Опыт	Расчет $\kappa = \kappa_{exp}$ $\rho = 0,00102$	
Na ¹⁵⁰	3,6	1,8	3,9	5,0	5,4	4,0	39
Sm ¹⁵²	5,0	2,0	4,5	3,4	4,5	3,2	39
Sm ¹⁵⁴		2,3	2,9		3,0	5,8	
Gd ¹⁵⁴	7,0	2,9	4,8	4,4	5,5	3,4	39
Gd ¹⁵⁶	2,8	3,3	4,1	3,3	2,8	5,5	39
Gd ¹⁶⁰	3,4	3,9	4,6			6,0	39
Gd ¹⁶⁰	3,2	5,2	4,3			5,0	39
Dy ¹⁶²	3,4	6,1	4,8			4,5	39
Dy ¹⁶⁴	4,1	6,1	5,8			5,0	39
Er ¹⁶⁴	6,8	5,7	4,9		0,50	4,0	39
Er ¹⁶⁶	7,3	4,8	4,9		0,30	4,0	39
Er ¹⁶⁸	5,5	4,8	4,5			4,0	39
Er ¹⁷⁰	4,9	2,7	4,2			4,3	39
Yb ¹⁶⁸		2,5	4,4		1,0	4,0	
Yb ¹⁷⁰		2,2	3,4			3,8	
Yb ¹⁷²		0,02				3,9	
Yb ¹⁷⁶		2,2				1,7	
Hf ¹⁷⁶		2,3				3,5	
Hf ¹⁷⁸		2,6				4,0	
W ¹⁸²		6,6	3,3			3,0	
W ¹⁸⁴	5,5		4,0			2,8	59
W ¹⁸⁶	5,5	6,1	5,2			2,2	59

Таблица 14

Приведенные вероятности электромагнитных переходов (в одночастичных единицах) для ядер в области $228 \leq A \leq 254$. Расчет при

$$\kappa^{(2)} = kA^{-1/2} \hbar \omega_0, \quad q = 1, \quad \kappa^{(3)} = \rho \hbar \omega_0.$$

Ядро	В(E2) с сост. $K\pi=2+$		В(E) с сост. $I\pi K=2+0$		В(E3) с сост. $I\pi K=3-0$		Ссылки
	Опыт	Расчет $k=11$ $\epsilon_{eff}=0.7e$	Расчет $\kappa = \kappa_{exp}$ $\epsilon_{eff}=0.7e$	Опыт	Расчет $\rho=0.00052$ $\epsilon_{eff}=e$		
Th ²²⁸		6,5				29,5	
Th ²³⁰		4,8	4,7			15,4	
Th ²³²	3	4,0	4,9	12		14,5	51
U ²³⁰		4,1				16,0	
U ²³²		3,4	3,0			15,0	
U ²³⁴		2,5				11,5	
U ²³⁶		2,0				11,5	
U ²³⁸	2	2,5	0,45	21		13,0	51
Pu ²³⁸		1,4				8,0	
Pu ²⁴⁰		2,2				9,5	
Pu ²⁴²		2,5				9,5	
Cm ²⁴⁴		2,2				8,0	
Cm ²⁴⁶		3,0				8,5	
Cf ²⁵⁰		4,8				5,5	
Cf ²⁵²		6,4				6,0	
Fm ²⁵²		5,3				1,5	
Fm ²⁵⁴		8,3				2,2	

Таблица 15

Экспериментальные значения $\log ft$ для бета-переходов на состояния с $I\pi K=2+2$

Начальное состояние	Бета-переход	Энергия (Мэв)	$\log ft$	Ссылка
Разрешенные переходы				
p411 n633	3+ $Tm^{168} \rightarrow Er^{168}$	0,822	~8,4	15
p651 n631	3+ $Ac^{228} \rightarrow Th^{228}$	0,969	7,3	62
p530 n752	3+ $Pa^{228} \rightarrow Th^{228}$	0,969	>8,0	49
p642 n631	2+ $Np^{238} \rightarrow Pu^{238}$	1,030	6,2	49
p642 n624	1+ $Np^{240} \rightarrow Pu^{240}$	0,942	6,9	56
Переходы первого запрещения				
p411 n521	3- $Eu^{152} \rightarrow Sm^{152}$	1,087	9,5	15
p411 n521	3- $Eu^{154} \rightarrow Gd^{154}$	0,998	11,6	15
p411 n521	3- $Tb^{156} \rightarrow Gd^{156}$	1,154	7,8	15
p411 n521	3- $Tb^{160} \rightarrow Dy^{160}$	0,966	8,9	15
p411 n512	2- $Tm^{172} \rightarrow Yb^{172}$	1,468	6,8	15
p404 n510	3- $Ta^{182} \rightarrow W^{182}$	1,22	10,2	61
p402 n510	3- $Re^{184} \rightarrow W^{184}$	0,904	7,1	56
p521 n620	2- $Hf^{250} \rightarrow Cf^{250}$	1,032	6,3	53
p633 n725	2- $Es^{254} \rightarrow Fm^{254}$	0,692	6,8	54

Таблица 16

Экспериментальные значения $\log ft$ для бета-переходов на состояния с $I\pi K = 1-0$

Начальное состояние	Бета-переход	Энергия состояния (МэВ)	$\log ft$	Ссылка
p411 n521	$\text{Eu}^{152} \rightarrow \text{Sm}^{152}$	0,963	5,8	15
p523 n633	$\text{Ho}^{166} \rightarrow \text{Er}^{166}$	1,663	6,8	15
n530 n631	$\text{Pa}^{234} \rightarrow \text{U}^{234}$	0,790	>8,0	60
p651 n631	$\text{Ac}^{228} \rightarrow \text{Th}^{228} \text{ x}$	0,328	>9,7	62
p530 n752	$\text{Pa}^{228} \rightarrow \text{Th}^{228} \text{ x}$	0,328	>8,7	49
p642 n624	$\text{Np}^{240} \rightarrow \text{Pu}^{240}$	0,597	6,3	56

x) K - запрещенные

Таблица 17

Вероятности бета-переходов на состояния с $K\pi = 0+$.

Расчет при $\kappa = \kappa_{exp}^{(2)}$ (и при $\kappa^2 = 10A^{-1/2} \hbar \omega_0$, $g=1$, где нет экспериментальных данных)

Начальное состояние	Бета-распад	Опыт			Расчет			
		i	ω_i МэВ	$\log ft$	ссылка	ω_i МэВ	τ^2	$\log ft$
p 523 n 523	$\text{Ho}^{162} \rightarrow \text{Dy}^{162}$	g	0	4,7	15	0	I	4,7
		I	-	-	-	1,4	1,5	4,5
		2	-	-	-	1,6	0,2	5,4
p 523 n 523	$\text{Tm}^{164} \rightarrow \text{Er}^{164}$	g	0	≤ 50	44	0	I	5,0
		I	1,248	-	44	1,23	2,8	4,6
		2	-	-	-	1,6	0,07	6,5
		3	-	-	-	1,9	0,13	5,9
p 523 n 633	$\text{Ho}^{166} \rightarrow \text{Er}^{166}$	g	0	8,1	15	0	I	8,1
		I	1,460	7,5	15	1,4	0,4	8,5
		2	-	-	-	1,7	0,5	8,4
p 514 n 514	$\text{Ta}^{178} \rightarrow \text{Hf}^{178}$	g	0	4,8	15	0	I	4,8
		I	1,197	5,1	15	1,27	1,46	4,6
		2	1,440	4,7	15	1,45	0,2	5,5
p 530 n 631	$\text{Pa}^{234} \rightarrow \text{U}^{234}$	g	0	5,5	58	0	I	5,5
		I	0,811	7,0	58	1,24	0,1	5,5
		2	1,045	6,7	58	1,26	0,33	6,0

Таблица 18

Спектроскопические факторы для переходов на состояния с $K\pi = 0+$
в реакции (dp)
Расчет при $\chi^{(2)} \approx \chi_{exp}^{(2)}$ (и при $\chi^{(2)} = 10A^{-1/3} k \omega_0, q=1$, где нет
экспериментальных данных)

Реакция	Опыт		Расчет				
	S_i	i	ω_i МэВ	$u_{i_1}^2$	ω_{i_1} МэВ	$\psi_{i_1 i_2}^2$	S_{i_1}
$Gd^{155}(dp) Gd^{156}$	521	g	0	0,58	0	-	0,42
	I	-	-	-	1,2	2,8	1,6
$Dy^{161}(dp) Dy^{162}$	642	g	0	0,34	0	-	0,66
	I	-	-	-	1,4	0,59	0,2
	2	-	-	-	1,6	0,86	0,3
$Er^{167}(dp) Er^{168}$	633	g	0	0,45	0	-	0,55
	I	-	-	-	1,35	0,83	0,38
$Hf^{177}(dp) Hf^{178}$	514	g	0	0,43	0	-	0,57
	I	1,197	-	-	1,27	0,03	0,013
	2	1,440	-	-	1,45	0,17	0,073

Таблица 19

Альфа-переходы с основных состояний на первые возбужденные состояния с $I\pi K=2+2$,
0+0, 1-0 четно-четных деформированных ядер

Альфа-переход	Конечные состояния		Фактор запрета HF	Ссылка
	$K\pi$	Энергия (МэВ)		
$U^{234} \rightarrow Th^{230}$	0-	0,510	300	50
	0+	0,640	40	50
	2+	0,780	> 20	50
$Pu^{238} \rightarrow U^{234}$	0+	0,810	4	50
	2+	0,922	> 20	50
	0+	1,044	> 10	50
$Cm^{242} \rightarrow Pu^{238}$	0-	0,660	160	50
	0+	0,940	10	50
	2+	1,030	> 20	50
$Cm^{244} \rightarrow Pu^{240}$	0-	0,610	100	50
	0+	0,870	3	50
	2+	0,942	100	50

Таблица 20

Вклад двухквaziчастичных состояний в коллективные состояния с $K\pi = 2+$
 при $\chi^{(2)} = 10A^{-4/3} \hbar \omega_0$ ($\chi_{np}^{(2)} = \chi^{(2)}$) (в процентах).

Конфигурация двухквaziчаст. состояний	$f(\rho\rho')$	Dy^{158}		Yb^{172}		Yb^{176}	
		$i=1$	$i=2$	$i=1$	$i=3$	$i=1$	$i=2$
Нейтронные состояния							
523† - 521†	-1,28	1,7	0,01	0,05	6,8	0,2	10^{-5}
512† - 521†	+0,14	10^{-3}	10^{-5}	99,4	0,4	0,02	10^{-6}
512† - 510†	-1,82	0,07	10^{-4}	0,11	6,3	36,5	0,02
514† - 512†	-1,50	0,02	10^{-4}	0,01	1,6	34,0	1,0
505† - 503†	-1,70	1,0	0,01	0,01	1,2	0,6	10^{-4}
642† - 660†	-0,77	7,3	1,4	10^{-4}	0,06	0,01	10^{-6}
633† - 651†	-0,68	1,5	0,33	10^{-3}	0,6	0,03	10^{-6}
532† + 530†	-1,06	2,0	0,04	10^{-4}	0,02	10^{-3}	10^{-7}
521† + 521†	-1,45	4,1	0,06	0,04	7,7	0,3	10^{-5}
512† + 510†	-1,82	0,02	10^{-4}	10^{-3}	0,5	5,0	10^{-3}
651† + 660†	+0,85	9,5	6,0	10^{-4}	0,04	0,01	10^{-6}
Протонные состояния							
413† - 411†	+1,28	25,6	40,7	0,07	10,7	3,9	10^{-3}
402† - 411†	-0,11	0,01	10^{-4}	10^{-3}	9,5	0,2	98,9
402† - 400†	+1,86	0,2	10^{-3}	0,02	3,9	1,4	10^{-4}
413† - 411†	+1,28	1,1	0,01	10^{-3}	0,1	0,08	10^{-5}
404† - 402†	+1,52	1,8	0,01	0,01	1,8	2,7	10^{-4}
523† - 541†	-0,50	0,5	0,01	10^{-4}	0,06	0,04	10^{-5}
411† + 411†	+1,47	40,0	51,7	0,16	34,3	9,0	0,01

Таблица 21

Вклад двухквaziчастичных состояний в коллективные с $K\pi = 0+$
 (в процентах) при $\chi^{(2)} = kA^{-4/3} \hbar \omega_0$, $\chi_{np}^{(2)} = \chi^{(2)}$.

Конфигурация двухквaziчаст. состояний	$f(\rho\rho')$	Dy^{158}		Dy^{162}		$k=0$		Hf^{178}	
		$i=1$	$i=2$	$i=1$	$i=2$	$i=1$	$i=2$	$i=1$	$i=2$
Нейтронные состояния									
505† - 505†	-1,58	10,0	0,6	0,11	0,02	0,08	0,02	10^{-4}	10^{-3}
660† - 660†	+2,61	27,0	2,9	1,1	0,03	0,01	0,03	10^{-3}	0,03
651† - 651†	+2,11	21,5	3,0	2,2	0,04	0,007	0,05	10^{-3}	0,03
521† - 521†	+0,48	16,5	3,0	0,1	0,2	0,1	0,2	10^{-4}	0,01
642† - 642†	+1,45	0,8	0,2	43,9	37,9	47,3	36,0	10^{-3}	0,02
523† - 523†	+0,41	4,7	3,6	45,0	43,1	48,9	41,0	10^{-4}	0,03
514† - 514†	-0,55	0,1	0,08	0,05	10^{-3}	0,03	10^{-3}	1,8	10,2
624† - 624†	-0,11	0,04	10^{-3}	0,02	10^{-3}	0,02	10^{-3}	1,0	6,5
541† - 510†	+0,07	0,01	0,06	10^{-4}	10^{-3}	10^{-3}	0,002	0,004	0,02
532† - 521†	+0,16	1,17	0,22	0,03	0,01	10^{-3}	0,007	10^{-4}	10^{-4}
532† - 512†	-0,48	0,17	0,003	0,02	10^{-3}	10^{-4}	10^{-3}	0,003	0,01
660† - 651†	+0,80	0,34	0,13	0,07	0,004	10^{-3}	0,005	0,02	0,07
Протонные состояния									
411† - 411†	-0,22	2,1	40,5	2,2	8,6	1,31	10,3	10^{-3}	0,03
404† - 404†	-1,22	1,21	0,15	0,2	0,02	0,006	0,03	50,3	32,0
532† - 532†	+1,00	3,8	0,26	0,6	0,03	0,02	0,04	0,005	0,04
523† - 523†	+0,20	3,1	47,7	2,8	10,0	1,5	12,1	0,02	0,25
514† - 514†	-0,67	0,8	0,2	0,1	0,002	0,004	0,02	46,4	48,0
431† - 411†	+0,49	0,21	0,01	0,03	0,002	0,001	0,002	10^{-4}	0,03
420† - 411†	-0,17	0,08	0,004	0,01	10^{-3}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-3}
422† - 411†	+0,05	0,01	10^{-3}	0,002	10^{-4}	10^{-4}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-5}

Таблица 22

Вклад двухквaziчастичных состояний в первые октупольные состояния

с $K\pi = 0-$ и $K\pi = 1-$ (8%)

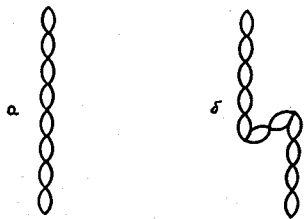
$K\pi = 0-$			$K\pi = 1-$			
Конфигурац. двухквaziчаст. состояний	$f(\rho\rho')$	U^{234}	P_U^{240}	Конфигурац. двухквaziчаст. состояний	$f(\rho\rho')$	U^{234}
Нейтронные состояния						
651† - 761†	7,21	3,67	2,96	631† - 761†	1,22	0,10
642† - 761†	3,17	1,35	1,55	642† - 752†	-3,09	0,08
631† - 761†	-2,46	3,34	0,26	631† - 752†	3,68	0,55
633† - 752†	2,34	17,59	0,88	633† - 743†	-2,51	93,80
622† - 752†	-2,10	10,76	5,98	622† - 743†	3,62	1,65
624† - 743†	1,62	3,92	18,01	615† - 734†	3,81	0,08
615† - 725†	-4,12	2,21	1,77	633† - 761†	1,72	0,12
606† - 716†	-4,65	2,15	1,81			
640† - 750†	-5,71	3,41	2,80			
Протонные состояния						
660† - 530†	-4,13	8,60	2,27	400† - 521†	2,61	0,14
440† - 530†	-1,53	2,26	0,56	402† - 523†	-2,18	0,07
400† - 510†	3,12	1,26	1,09	633† - 523†	1,06	0,03
651† - 532†	-1,47	1,39	0,32	642† - 521†	4,17	0,56
651† - 521†	-3,10	10,32	9,15	651† - 530†	4,35	1,21
642† - 523†	-1,25	9,69	31,91	660† + 530†	-3,15	0,14
624† - 514†	-3,04	1,38	1,13	400† + 521†	2,51	0,05

Таблица 23

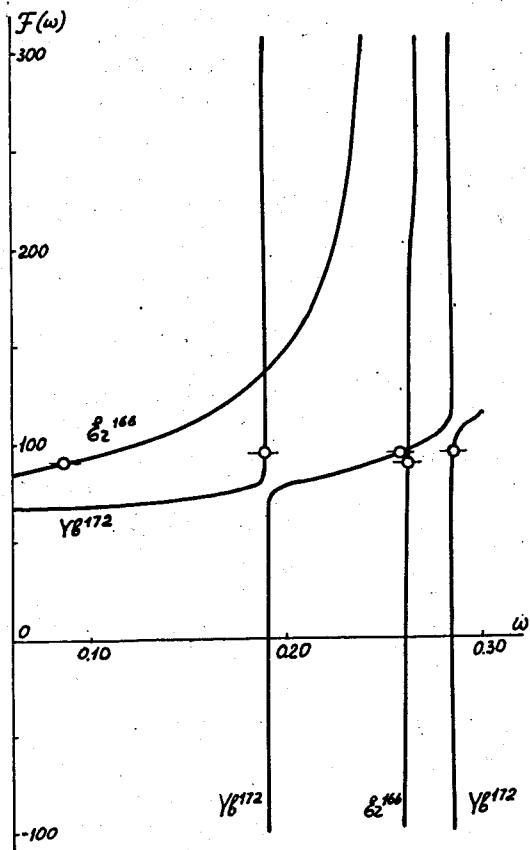
Вклад двухквaziчастичных состояний в первые октупольные состояния

с $K\pi = 2-$ и $K\pi = 3-$ (8%)

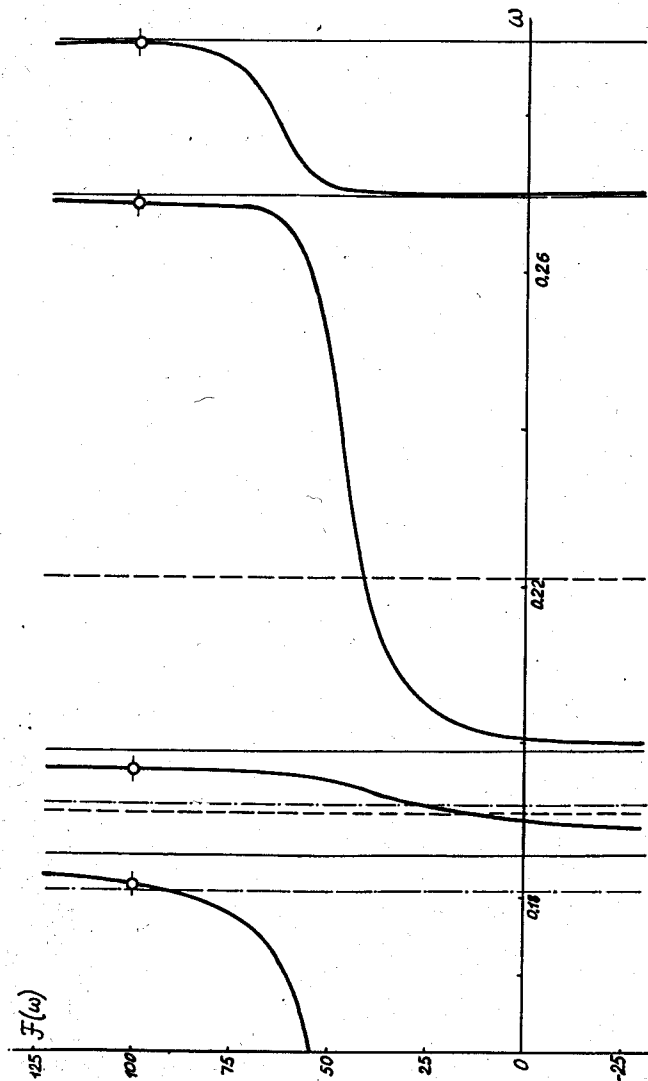
$K\pi = 2-$				$K\pi = 3-$		
Конфигурации двухквaziчаст. состояний	$f(\rho\rho')$	D_U^{160}	W^{182}	Конфигурац. двухквaziчаст. состояний	$f(\rho\rho')$	E_2^{168}
Нейтронные состояния						
400† - 512†	-3,88	0,15	0,002	400† - 503†	6,03	$3,10^{-3}$
402† - 514†	-7,33	0,09	0,006	402† - 505†	5,50	$3,10^{-3}$
624† - 512†	-4,35	0,02	1,04	615† - 512†	5,49	$1,5 \cdot 10^{-3}$
633† - 521†	-4,24	2,31	0,006	624† - 521†	4,20	$1,5 \cdot 10^{-3}$
642† - 530†	-3,62	0,98	0,0006	633† - 521†	0,877	99,82
660† + 521†	-0,52	0,06	0,0001	642† + 521†	0,408	$2,5 \cdot 10^{-3}$
Протонные состояния						
420† - 532†	3,42	0,06	0,007	420† - 523†	-2,88	$2,3 \cdot 10^{-3}$
410† - 523†	-7,06	0,01	0,04	411† - 523†	-0,411	$1,1 \cdot 10^{-3}$
422† - 523†	-7,77	0,04	0,002	411† - 514†	-4,17	0,13
411† - 523†	3,76	95,06	0,01	402† - 505†	-5,51	$1,0 \cdot 10^{-3}$
413† - 514†	0,703	0,06	0,002			
402† - 514†	3,29	0,09	97,52			



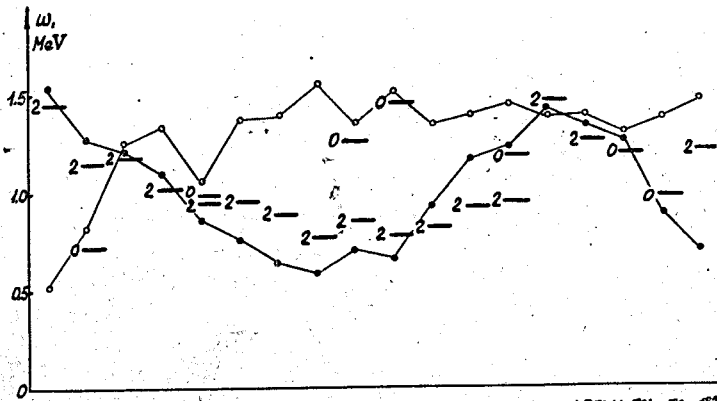
Р и с. 1. Диаграммы, которые учитываются в методе приближенного вторичного квантования.



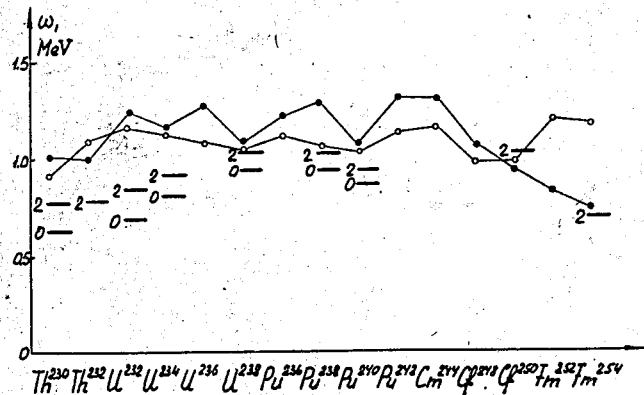
Р и с. 2. Поведение функции $F(\omega)$ для состояний с $K_{\pi} = 2+$ для $\delta_{\pi} = 100$ и $\gamma_b = 172$ (пересечение $F(\omega)$ с прямой $1/\kappa$ при $\kappa = 10 \sqrt{\delta_{\pi} \omega_0}$ обозначено черточкой $\text{---} \circ \text{---}$).



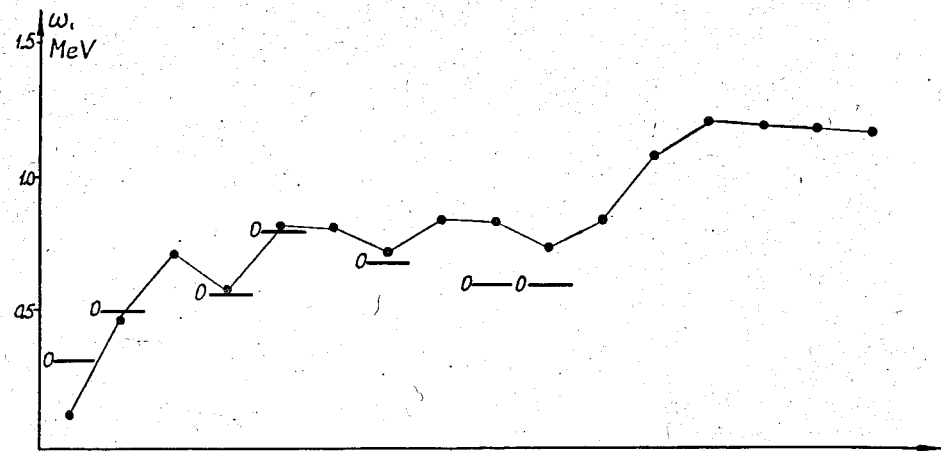
Р и с. 3. Поведение функции $F(\omega)$ для состояний с $K_{\pi} = 0+$ для $\delta_{\pi} = 172$. Вертикальные прямые обозначают полюсы $F(\omega)$, вертикальные штриховые прямые обозначают нулевые, а штрих-пунктирные — простые полюсы (3.30) при $\omega = 2/\kappa$; черточка $\text{---} \circ \text{---}$ обозначает пересечение $F(\omega)$ с прямой $1/\kappa$ при $\kappa = 10 \sqrt{\delta_{\pi} \omega_0}$.



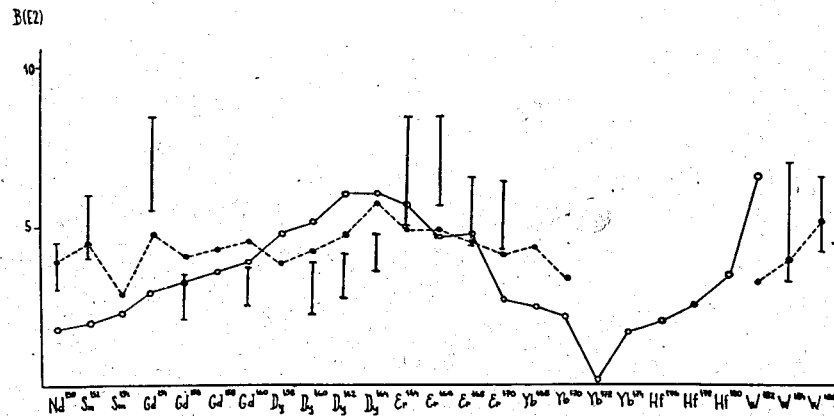
Р и с. 4. Энергии первых возбужденных квадрупольных состояний с $K\pi = 2+$ и $K\pi = 0+$ в области $154 \leq A \leq 182$. Расчет при $\kappa^{(2)} = -10 \kappa^{(4)} \hbar \omega_0^2$, $\kappa^{(2)} = \kappa^{(4)}$. Обозначения: Энергии $K\pi = 2+$ состояний: 2—экспериментальные, \blacktriangle —теоретические; энергии $K\pi = 0+$ состояний: 0—экспериментальные, \blacktriangle —теоретические.



Р и с. 6. Энергия первых возбужденных квадрупольных состояний с $K\pi = 2+$ и $K\pi = 0+$ в области $228 \leq A \leq 254$. Расчет при $\kappa^{(2)} = -10 \kappa^{(4)} \hbar \omega_0^2$, $\kappa^{(2)} = \kappa^{(4)}$. Обозначения — см. рис. 4.



Р и с. 8. Энергии первых возбужденных октупольных состояний с $K\pi = 0-$ в области $228 \leq A \leq 254$. Расчет при $\kappa^{(3)} = 0,00062 \hbar \omega_0^3$. Обозначения: 0—эксперимент, \blacktriangle —расчет.



Р и с. 9. Величины $B(E2)$ в одночастичных единицах, экспериментальные данные приведены с указанием ошибок, расчет — $\text{---} \circ \text{---}$ при $\kappa^{(2)} = 9,5 \kappa^{(4)} \hbar \omega_0^2$ и $\text{---} \circ \text{---}$ при значениях $\omega_1 = \omega_1$.