

Ф - 342

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 6417

С.И.Федотов

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
В РАМКАХ СВЕРХТЕКУЧЕЙ МОДЕЛИ

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1972

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук В.Г. Соловьев

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук С.И. Дроздов,

кандидат физико-математических наук В.Г. Калинин

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Физико-
энергетический институт, г. Обнинск.

Автореферат разослан " " 1972 г.

Защита диссертации состоится " " 1972 г.
на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической
физики Объединенного института ядерных исследований,
г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объеди-
ненного института ядерных исследований.

Ученый секретарь Совета

Р.А. Асанов

4 - 6417

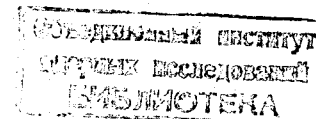
С.И.Федотов

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
В РАМКАХ СВЕРХТЕКУЧЕЙ МОДЕЛИ

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Сверхтекучая модель ядра, учитывающая в качестве остаточных взаимодействий парные корреляции сверхпроводящего типа и мультиполь-мультипольные взаимодействия, положила начало широкому изучению структуры ядер на основе полумикроскопического подхода.

Математической основой этой модели служит метод приближенного вторичного квантования, предложенный Н.Н. Боголюбовым /1/, и методы, развитые при построении теории сверхпроводимости /2/. Н.Н. Боголюбов первым /3/ указал на возможность сверхтекучести ядерной материи, затем А. Бор и др. /4/ поставили вопрос о существовании сверхтекучих состояний в атомных ядрах. Теория парных корреляций в атомных ядрах была построена независимо В.Г. Соловьевым /5/ и С.Т. Беляевым /6/.

В диссертации в рамках сверхтекучей модели ядра с использованием одночастичных энергий и волновых функций потенциала Саксона-Вудса проведено исследование структуры целого ряда деформированных ядер редкоземельных элементов и некоторых изотопов гафния и тантала. Изучены свойства коллективных неро-

тационных состояний четно-четных ядер (глава 2) и свойства неротационных состояний нечетных ядер (глава 3). Большое внимание уделено сравнению теоретических и экспериментальных данных.

В первой главе диссертации дано изложение полумикроскопического описания сложных ядер.

В § 1 показано, как, используя обобщенный вариационный принцип Хартри-Фока-Боголюбова, из взаимодействия самого общего типа строго выделяется среднее поле ядра и взаимодействие, приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа /7/.

В § 2 обсуждается общий вид гамильтониана сверхтекучей модели. В сверхтекучей модели взаимодействие между нуклонами в ядре разделено на три части:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_{coll}, \text{ где}$$

H_{av} - среднее поле ядра, которое обычно в практических исследованиях берется в виде феноменологических ядерных потенциалов. В диссертации расчеты проводятся на основе собственных энергий и волновых функций аксиально-симметричного потенциала Саксона-Вудса. По сравнению с ранее употребляемым потенциалом Нильссона потенциал Саксона-Вудса является более реалистичным, он имеет конечную глубину и размытый край. Его волновые функции имеют более правильное поведение на границе и периферии ядра.

H_{pair} - взаимодействие, приводящее к парным корреляциям нуклонов сверхпроводящего типа. Принято считать, что остаточные взаимодействия, приводящие к парным корреляциям

нуклонов сверхпроводящего типа, являются короткодействующими. В настоящей диссертации, как и в работе /7/, матричные элементы от этих взаимодействий по собственным волновым функциям среднего поля приближенно считаются постоянными.

H_{coll} содержит мультиполь-мультипольное взаимодействие, ответственное за коллективные свойства ядер. В проведенных расчетах были приняты во внимание квадруполь-квадрупольное и октуполь-октупольное взаимодействия.

В § 3 рассматриваются сверхтекучие свойства сложных ядер в приближении независимых квазичастиц. На основе данных работы /7/ получена система уравнений для определения корреляционной функции и химического потенциала. Приведено выражение для энергии произвольного квазичастичного состояния с учетом эффекта блокировки (влияние неспаренных частиц на сверхтекучие свойства системы).

§ 4 посвящен изучению взаимодействия квазичастиц в рамках метода приближенного вторичного квантования. Получены секулярные уравнения для определения энергий квадрупольных и октупольных состояний и волновые функции этих состояний /8/. В диссертации изучаются только однофононные состояния в гармоническом приближении.

Вторая глава посвящена исследованию коллективных неротационных состояний деформированных четно-четных ядер в области $150 \leq A \leq 176$ /9,10/.

В § 1 обсуждаются особенности решений секулярных уравнений для квадрупольных и октупольных состояний и волновые функции этих состояний. В сверхтекучей модели волновые функции коллективных неротационных состояний рассматриваются, как

суперпозиция двухквaziчастичных состояний. В случае, когда энергия коллективного состояния приближается к полюсу секулярного уравнения, волновая функция этого состояния переходит в двухквaziчастичную волновую функцию. Когда же значение первого корня секулярного уравнения существенно меньше значения первого полюса, первое однофононное состояние сильно коллективизировано, т.е. волновая функция этого состояния включает значительное число двухквaziчастичных состояний.

В § 2 обсуждаются параметры расчетов характеристик однофононных состояний. Точность в проводимых расчетах существенным образом зависит от точности описания среднего поля. Поэтому изучение характеристик однофононных состояний в рассматриваемых ядрах проводилось с одночастичными энергиями и волновыми функциями потенциала Саксона-Вудса. Несферичность ядра и размытость его края были также учтены и в спин-орбитальном члене потенциала Саксона-Вудса. Следует отметить, что расчеты, проводимые на базе анизотропного потенциала Саксона-Вудса, имея ряд преимуществ перед расчетами с потенциалом Нильссона, в то же время сохраняют все их сильные стороны (асимптотические квантовые числа одночастичных состояний и т.д.). К тому же эти расчеты являются и более последовательными, т.к. одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса вычисляются с одними и теми же параметрами для всех оболочек без дополнительных сдвигов уровней и подоболочек, что обычно делается в расчетах с потенциалом Нильссона.

С учетом того, что одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса зависят от массового числа A , вся область изучаемых ядер была разбита на три зоны: $A = 155$,

$A = 165$ и $A = 173$. Для каждой зоны, с использованием метода, предложенного в работах /11/, были рассчитаны собственные значения энергий и волновые функции потенциала Саксона-Вудса. Для каждой зоны по A были использованы свои параметры потенциала Саксона-Вудса, незначительно изменяющиеся (в пределах 3%) при переходе от одной зоны к другой. В разложении радиуса ядра по мультиполям была учтена только квадрупольная деформация. Дальнейшее уточнение среднего поля, путем учета гексадекапольной деформации, было проведено в третьей главе. Вычисления в зонах $A = 155$ и $A = 165$ проведены при деформациях $\beta_{20} = 0,31$, а в зоне $A = 173$ при $\beta_{20} = 0,26$. С волновыми функциями потенциала Саксона-Вудса были рассчитаны матричные элементы от операторов $r^\lambda Y_{\lambda\mu}$. Как правило, матричные элементы, разрешенные по правилам отбора по асимптотическим квантовым числам, достаточно близки друг к другу для потенциалов Саксона-Вудса и Нильссона. Однако, в связи с тем, что волновые функции потенциала Саксона-Вудса имеют более правильное поведение на границе и периферии ядра, ряд матричных элементов существенно разнится по величине. Например, матричные элементы вида:

$$\langle N, n_z \Lambda | r^\lambda Y_{\lambda\mu} | N \pm 2, n'_z \Lambda \rangle$$

в случае, если n_z сильно отличается от n'_z , могут отличаться по величине на два порядка.

Константы парного взаимодействия были выбраны так, чтобы получить правильные значения парных энергий. Используя 43 нейтронных и 40 протонных уровней среднего поля, расположенных симметрично относительно поверхности Ферми, мы получили следующие значения этих констант:

$$G_N = 0,150 \text{ Мэв}, \quad G_Z = 0,192 \text{ Мэв}.$$

Константы квадруполь-квадрупольных и октуполь-октупольных взаимодействий выбирались так, чтобы получить наилучшее описание энергий первых γ -вибрационных и октупольных состояний.

Зависимость этих констант от A была взята в виде:

$$\kappa^{(2)} = \frac{K^{(2)}}{A^{7/3}}; \quad \kappa^{(3)} = \frac{K^{(3)}}{A^3}.$$

В расчетах были использованы следующие значения констант мультиполь-мультипольного взаимодействия:

$$\kappa^{(2)} = (3 + 2,7) \cdot 10^{-3} \frac{\text{Мэв}}{\text{fm}^4},$$

$$\kappa^{(3)} = (4,24 + 4,06) \cdot 10^{-5} \frac{\text{Мэв}}{\text{fm}^6}$$

для состояний с $K^\pi = 1^-$ и 2^- и

$$\kappa^{(3)} = (4,46 + 4,06) \cdot 10^{-5} \frac{\text{Мэв}}{\text{fm}^6}$$

для состояний с $K^\pi = 0^-$.

В § 3 рассчитываются энергии и структура квадрупольных возбужденных состояний /9/. Получено достаточно хорошее описание энергий γ -вибрационных состояний, причем расчеты с волновыми функциями Саксона-Вудса лучше согласуются с экспериментальными данными по сравнению с расчетами с волновыми функциями потенциала Нильссона. Теория дает достаточно правильное описание изменений энергий γ -вибрационных состояний при переходе от одного ядра к другому. Правильно описано опускание энергии этих состояний в изотопах диспрозия и эрбия и рост энергии в изотопах самария, гадолиния, иттербия и гафния.

Рассматриваемые нижайшие $K^\pi = 2^+$ - состояния являются в большинстве своем коллективными, в их волновые функции дает вклад большое число двухквaziчастичных компонент. Исключение представляют нижайшие 2^+ - состояния в ^{172}Yb и ^{174}Hf , являющиеся практически двухквaziчастичными. Вторые 2^+ -состояния в этих ядрах оказались коллективными. Что касается вторых 2^+ - состояний в других ядрах, то они оказались коллективизированными значительно слабее первых 2^+ - состояний.

В рамках рассматриваемого подхода изучены энергия и структура возбужденных 0^+ - состояний. Расчеты проведены со значением $\kappa^{(2)}$, достаточно близким к тем, с которыми считались энергии γ -вибрационных состояний. Рассчитанные значения энергий 0^+ - состояний несколько хуже описывают соответствующие экспериментальные данные по сравнению с энергиями 2^+ - состояний. Однако результаты расчетов дают достаточно правильную общую картину поведения первых 0^+ - состояний. Так, энергии этих состояний опущены достаточно низко в начале области изучаемых ядер, далее они растут с увеличением A .

На основании проведенных исследований γ -вибрационных состояний четно-четных ядер можно сделать вывод, что наиболее важная (определяющая свойства этих состояний) часть ядерных сил учтена правильно. Поэтому для подавляющего большинства ядер получено вполне хорошее описание экспериментальных значений энергий (см. таблицу 1).

§ 4 посвящен изучению энергии и структуры октупольных возбужденных состояний /10/. Расчеты показывают, что теория достаточно хорошо описывает энергии первых октупольных состояний. В большинстве изучаемых ядер октупольные состояния с

$K^\pi = 0^-$, 1^- и 2^- носят коллективный характер. Что касается состояний с $K^\pi = 3^-$, то они по своей структуре близки к двухквартицистичным, их энергии практически совпадают со значениями первых полжосов, а примеси в их волновых функциях от других состояний, как правило, не превышают 1%.

В § 5 рассматриваются приведенные вероятности переходов на коллективные состояния /9,10/. Данные по приведенным вероятностям электромагнитных переходов дают непосредственные сведения о структуре возбужденных состояний. Принято считать критерием коллективности состояния увеличение приведенной вероятности $E\lambda$ -перехода по сравнению со значением, соответствующим одночастичному переходу.

Расчеты всех приведенных вероятностей перехода были проведены с одной и той же величиной эффективного заряда $e_{eff} = 0,2$. Полученные значения $B(E2)$ (таблица 1) близки к экспериментальным и подтверждают сделанные ранее выводы о том, что первые состояния являются четко выраженными коллективными состояниями (исключение ^{172}Yb и ^{174}Hf).

Из анализа $B(E3)$ величин следует, что октупольные состояния в начале области изучаемых ядер являются более коллективными по сравнению с состояниями в середине и конце этой области. Для большинства ядер октупольные состояния с $K^\pi = 0^-$ коллективизированы сильнее, чем состояния с $K^\pi = 1^-$ и 2^- . Следует отметить, что, согласно расчетам, сильно увеличилась коллективизация состояний $K^\pi = 1^-$ и 2^- по сравнению с расчетами, проведенными со схемой Нильссона.

В ^{150}Nd , в изотопах самария и гадолиния сильно коллективными являются все три состояния с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$, причем величины $B(E3)_{s.p.u.}$ достигают значения 10.

Для изотопов Dy характерно уменьшение коллективизации состояний $K^\pi = 1^-, 2^-$ по сравнению с состояниями $K^\pi = 0^-$. Для состояний $K^\pi = 1^-$ заметно уменьшение коллективизации с ростом N , так что в ^{164}Dy вклад первого полжоса в это состояние равен 97,8%. Состояния $K^\pi = 2^-$ коллективизированы существенно сильнее (что соответствует эксперименту), чем по данным, полученным со схемой Нильссона. Так, в ^{162}Dy и ^{164}Dy вклад первого полжоса в волновую функцию состояния $K^\pi = 2^-$ составляет 50%, в то время как по расчетам со схемой Нильссона он равен 97%.

В изотопах эрбия, иттербия и гафния существенно уменьшается коллективизация состояний $K^\pi = 1^-$, так что для большинства изотопов это состояние близко к двухквартицистичному. Расчеты, проведенные во второй главе, показывают, что для большинства ядер получено удовлетворительное описание экспериментальных значений энергий и приведенных вероятностей переходов квадрупольных и октупольных состояний с использованием лишь трех свободных параметров - констант мультипольного взаимодействия $\kappa^{(2)}$, $\kappa^{(3)}$ и величин эффективного заряда e_{eff} . Из проведенных исследований можно сделать вывод, что расчеты вибрационных состояний в четно-четных деформированных ядрах в рамках сверхтекучей модели дают общую правильную картину. Для дальнейшего уточнения этой картины, вероятнее всего, необходим выход за рамки квазибозонного приближения.

Глава третья посвящена изучению неротационных состояний в нечетных ядрах той же массовой области /12-16/.

Таблица I.

Энергии первых $K^\pi=2^+$ -состояний (в Мэв) и величины $B(E2; 0^0 \rightarrow 2^2)$ переходов с $\beta_{eff}=0,2$ (в одночастичных единицах) для ядер в области $150 \leq A \leq 174$

Элемент	A	Энергии $K^\pi=2^+$ -состояний (в Мэв)				$B(E2)/B(E2)_{s.p.}$	
		экспе- римент	зона по A	тео- рия	первый полос	экспе- римент	теория
Nd	150	1,060	155	1,0	2,2n	-	4,7
	Sm	152		1,088	1,1	2,2n	3,4
Gd	154	1,437		1,1	2,3n	2,7	3,9
	156	-		1,0	2,3n	-	3,8
	154	0,998		1,1	2,2n	4,7	4,4
	156	1,155		1,1	2,3n	4,0	4,2
Dy	158	1,185		1,0	2,3n	2,7	4,1
	160	0,988		0,95	1,9n	2,8	3,6
	156	0,890		0,98	2,2n	8,7	5,0
	158	0,948		0,97	2,3n	6,3	4,7
Er	160	0,966	0,94	2,3n	5,7	4,9	
	162	0,890	165	0,78	2,2n	4,8	4,7
	164	0,761		0,78	1,8n	4,4	3,5
	160	-		0,95	2,0p	-	4,4
	162	0,897		0,95	2,0p	7,1	4,2
	164	0,858		0,80	2,0p	7,1	4,1
	166	0,786		0,78	1,8n	5,8	3,3
168	0,821	1,0		1,8n	5,8	3,8	
Yb	170	0,931	1,3	1,4n	4,0	2,9	
	166	-	1,3	2,2n	-	1,5	
	168	0,986	0,96	2,8n	4,5	2,9	
	170	1,140	1,5	1,8n	2,8	2,0	
Hf	172	1,486	173	1,5	1,5n	1,3	0,04
	174	1,630		1,5	1,9n	1,4	1,6
	176	1,254		1,0	2,1n	2,1	1,8
	170	-		1,0	2,0n	-	2,5
	172	-		1,5	1,7n	-	1,8
	174	-		1,5	1,5n	-	0,02
	176	1,343		1,5	2,0n	-	1,4

В § 1, следуя работе /17/, выведено секулярное уравнение для определения энергии неротационных состояний в нечетных ядрах. В рамках метода приближенного вторичного квантования проведен учет взаимодействия квазичастиц с фононами. В расчетах обычно учитывают два нижайших фонона с $\lambda = 2, \mu = 0, 2$ и $\lambda = 3, \mu = 0, 1$ и 2. Такое ограничение достаточно оправдано, так как оно сохраняет все основные коллективные вибрационные состояния деформированных ядер.

Приводится вид секулярного уравнения для случая одновременного описания двух одночастичных состояний с одинаковыми значениями K^π .

Изучаемые секулярные уравнения не имеют ни одного свободного параметра, т.к. характеристики фононов фиксированы в соседних четно-четных ядрах.

В § 2 обсуждаются одночастичные энергии и волновые функции потенциала Саксона-Вудса, полученные с учетом гексадекапольной деформации в формуле разложения радиуса ядра по мультиполям. В результате параметры потенциала несколько видоизменились по сравнению с использованными во второй главе. Наибольшее изменение (в пределах 10%) претерпели константы спин-орбитального взаимодействия и параметры диффузности. Изменение параметров потенциала несущественно сказалось при расчете большинства матричных элементов. Вычисления в зоне $A = 155$ проведены при квадрупольной деформации $\beta_{20} = 0,3$ и гексадекапольной деформации $\beta_{40} = 0,04$ для ядер с нечетным числом нейтронов и $\beta_{20} = 0,28, \beta_{40} = 0,06$ для ядер с нечетным числом протонов; в зоне $A = 165$ при $\beta_{20} = 0,28, \beta_{40} = 0,02$ для нечетных N - и Z -ядер; в зоне $A = 173$ при $\beta_{20} = 0,28; \beta_{40} = -0,02$, для нечетных N -ядер и $\beta_{20} = 0,27; \beta_{40} = -0,02$ для нечетных Z -ядер.

В § 3 изучается смешивание компонент с $\Delta N = \pm 2$ /14/. Имеются экспериментальные указания на существование в ряде нечетных ядер редкоземельной области состояний, волновые функции которых содержат значительную смесь компонент с $N = 4$ и $N = 6$. На примере состояний 400^+ , 680^+ и 402^- , 651^+ в изотопах самария, гадолиния и диспрозия с нечетным числом нейтронов показано, что такое смешивание имеет место и становится особенно сильным в интервале $\Delta\beta_{20} = 0,01$ около квазипересечения уровней. Причем этот интервал существенно больше интервала смешивания волновых функций потенциала Нильссона. Введение гексадекапольной деформации в форму ядра приводит к увеличению интервала смешивания $\Delta\beta_{20}$.

Показано, как влияет на смешивание компонент $N = 4$ и $N = 6$ взаимодействие квазичастиц с фононами. Расчеты проведены для указанных выше изотопов при $\beta_{40} = 0,04$ и β_{20} в интервале $0,29-0,34$. Для каждого значения β_{20} фононы вычислены со значениями констант $\kappa^{(\lambda)}$, как и в /13/. Для примера в таблице 2 показаны результаты расчетов смешивания компонент с $N = 4$ и $N = 6$ вблизи точки квазипересечения состояний 402^- и 651^+ при $\beta_{20} = 0,31$ и $\beta_{40} = 0,04$. В таблице приведены для первых двух корней ($i = 1, 2$) энергии возбуждения ($\eta_i(3/2) - \eta_F$) и вклады (в процентах) одноквазичастичных компонент P_{4i} и P_{6i} . Из таблицы ясно видно сильное смешивание компонент. В результате учета взаимодействия квазичастиц с фононами интервал $\Delta N = \pm 2$ смешивания расширяется до $\Delta\beta_{20} = 0,03$, а для отдельных ядер еще больше. Это обстоятельство дает возможность наблюдать на опыте $\Delta N = \pm 2$ смешивание. Если бы интервал $\Delta\beta_{20}$ был весьма мал, как в расчетах, основанных на потенциале Нильссона без учета взаимодействия квазичастиц

с фононами, то вероятность экспериментального наблюдения $\Delta N = \pm 2$ -смешивания была бы очень мала, так как маловероятно, что значение равновесной деформации ядра попадет в этот узкий интервал.

В § 4 рассматривается влияние изменения равновесных деформаций возбужденных состояний по сравнению с равновесными деформациями основных состояний на их структуру и энергию /16/. Известно, что равновесные деформации β_e возбужденных одноквазичастичных состояний, одночастичная энергия которых сильно меняется с ростом параметра деформации, могут отличаться от равновесной деформации β_0 ядра в основном состоянии /18/.

Расчеты по методу оболочечной поправки Струтинского /19/ равновесных деформаций основных и возбужденных состояний рассматриваемых нечетных ядер показали, что эффект ($\Delta\beta = \beta_e - \beta_0$) имеет место для состояний 505^+ , 541^- и 404^- . В некоторых ядрах изменение квадрупольной деформации $\Delta\beta_{20}$ достигает значения до $0,035$, а гексадекапольной $\Delta\beta_{40}$ - до $0,032$. В тех случаях, когда $\Delta\beta_{20}$ и β_{40} превышают $0,01$, эффект $\beta_e \neq \beta_0$ следует принимать во внимание при расчетах энергий и волновых функций возбужденных состояний.

Показано, что учет эффекта $\beta_e \neq \beta_0$ для состояний 505^+ в нечетных N -изотопах самария, гадолиния и диспрозия, а также для состояний 541^- и 404^- в нечетных Z -изотопах гольмия, тулия, лютеция и тантала привел к лучшему согласию с экспериментом рассчитанных энергий, по сравнению с расчетами, не учитывавшими этого эффекта /13, 15/. Особенно большое улучшение получено для энергий состояний 505^+ в нечетных N -ядрах (см. таблицу 3). Эффект $\beta_e \neq \beta_0$ не оказывает существенного влияния на структуру состояний.

Таблица 2

Смесь компонент с $M = 4$ и $M = 6$ вблизи точки квазипересечения состояний
 4024 и 6511 при $\beta_{sp} = 0,31$ и $\beta_{sp} = 0,04$

Ядро	$153Sm$		$155Sm$		$155Gd$		$157Gd$		$159Gd$		$161Gd$		$157Dy$		$159Dy$		$161Dy$		$163Dy$	
	I	2	I	2	I	2	I	2	I	2	I	2	I	2	I	2	I	2	I	2
$h_i^{(1/2)} h_f^{(1/2)}$ (с.с.б.)	6	264	211	541	0	220	205	480	415	739	638	934	75	188	240	420	491	648	543	845
P_{yi}	66	66	23	66	24	64	26	58	24	56	27	50	29	57	28	52	42	43	22	50
$P_{\beta i}$	62	20	60	20	60	21	53	25	50	23	44	27	53	27	46	27	33	37	43	22

В § 5 рассчитаны энергия и структура неротационных состояний ядер с нечетным числом нейтронов и с нечетным числом протонов /12,13,15/. Всего было исследовано около 30 ядер, основное внимание уделялось ядрам, спектры которых не были рассчитаны ранее. Изучались энергия и структура возбужденных неротационных состояний вплоть до 1,5 Мэв и некоторых состояний выше 1,5 Мэв. Результаты вычислений представлены в виде таблиц. В качестве примера в таблице 4 показаны результаты расчета энергий и волновых функций для ^{161}Dy . В четвертом столбце таблицы приведен полученный из условия нормировки волновой функции вклад (в процентах) в исследуемое состояние нескольких наибольших компонент.

Показано, что возбужденные состояния нечетных деформированных ядер имеют сложную структуру, т.е. в их волновую функцию дают вклад несколько компонент типа квазичастица плюс фонон. И только нижайшие состояния и некоторые из высоко-возбужденных близки к одноквазичастичным. Отдельные состояния имеют чисто коллективный характер (вибрационного типа), т.е. в их волновой функции преобладает одна компонента квазичастица-фонон. Кроме этого, конечно, имеются трехквазичастичные и более сложные состояния.

Для коллективных γ -вибрационных состояний были рассчитаны приведенные вероятности $E2$ -переходов (в одночастичных единицах), достигающие величин нескольких единиц.

Теоретические значения энергий низколежащих неротационных состояний вполне удовлетворительно согласуются с экспериментальными значениями.

Из проведенных в третьей главе исследований можно сделать вывод, что, учитывая взаимодействия квазичастиц с фоно-

Таблица 3

Энергия и структура состояний 505 ↑

Ядро	Энергия, кэВ		Структура при $\Delta\beta_{20} \neq 0, \Delta\beta_{40} \neq 0$	
	Экс-перим	Теория		
		$\beta_e: \beta_0$ [13]		$\beta_{20}: \beta_0$ [16]
¹⁵³ Sm	94	470	100	505 ↑ 97%
¹⁵⁵ Sm	-	800	460	505 ↑ 98%
¹⁵⁷ Gd	426	830	490	505 ↑ 98%
¹⁵⁹ Gd	681	1100	820	505 ↑ 99%
¹⁶¹ Gd	-	1490	1140	505 ↑ 99%
¹⁵⁹ Dy	352	820	470	505 ↑ 99%
¹⁶¹ Dy	486	1100	760	505 ↑ 99%

Ядро ¹⁶¹Dy

Таблица 4.

K ⁿ	Энергия, кэВ		Структура
	Экс-перимент	Теория	
5/2 ⁺	0	0	642 ↑ 96%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 2%
3/2 ⁻	75	20	521 ↑ 94%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 3%
5/2 ⁻	27	28	523 ↑ 93%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 5%
3/2 ⁺	679	560	651 ↑ 51%, 402 ↑ 27%, 660 ↑ + Q ₁ (22) 10%
1/2 ⁻	370	400	521 ↑ 66%, 523 ↑ + Q ₁ (22) 19%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 14%
1/2 ⁺	608	780	660 ↑ 36%, 400 ↑ 27%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 20%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 14%
3/2 ⁺	551	660	402 ↑ 51%, 651 ↑ 28%, 400 ↑ + Q ₁ (22) 14%, 404 ↑ + Q ₁ (22) 3%
1/2 ⁺	774	620	400 ↑ 45%, 660 ↑ 23%, 402 ↑ + Q ₁ (22) 30%, 402 ↑ + Q ₁ (22) 2%
7/2 ⁺	-	760	633 ↑ 91%, 521 ↑ + Q ₁ (32) 5%
5/2 ⁻	-	950	512 ↑ 80%, 523 ↑ 2%, 510 ↑ + Q ₁ (22) 9%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 3%
11/2 ⁻	486	760	505 ↑ 99%,
9/2 ⁺	-	1120	624 ↑ 6%, 642 ↑ + Q ₁ (22) 94%
1/2 ⁻	-	1130	530 ↑ 4%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 92%
7/2 ⁻	-	1180	521 ↑ + Q ₁ (22) 99%
1/2 ⁻	-	1214	510 ↑ 3%, 523 ↑ + Q ₁ (22) 93%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 2%
9/2 ⁻	-	1230	523 ↑ + Q ₁ (22) 100%
3/2 ⁻	-	1300	532 ↑ 75%, 530 ↑ + Q ₁ (22) 14%, 642 ↑ + Q ₁ (31) 3%
5/2 ⁺	-	1450	402 ↑ 7%, 521 ↑ + Q ₁ (31) 79%, 400 ↑ + Q ₁ (22) 12%
1/2 ⁻	-	1460	510 ↑ 5%, 642 ↑ + Q ₁ (32) 86%, 512 ↑ + Q ₁ (22) 6%
3/2 ⁻	-	1470	512 ↑ 0,4%, 521 ↑ + Q ₁ (20) 99%
7/2 ⁺	-	1480	521 ↑ + Q ₁ (32) 100%
7/2 ⁺	1416	1490	404 ↑ 2,4%, 651 ↑ + Q ₁ (22) 82%, 523 ↑ + Q ₁ (31) 8%
3/2 ⁻	-	1500	642 ↑ + Q ₁ (31) 100%
3/2 ⁻	1977	1840	512 ↑ 14%, 521 ↑ + Q ₁ (22) 93%

нами и принимая во внимание эффект $\beta_e \neq \beta_0$, можно получить более правильное описание энергий и структуры неротационных состояний в нечетных деформированных ядрах по сравнению с расчетами в рамках модели независимых квазичастиц.

Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в работах /9,10,12-16/ и доложены на XIX - XXII ежегодных совещаниях по структуре ядра и ядерной спектроскопии, на международном симпозиуме по структуре ядра в Дубне (1968 г.), представлены на международной конференции по свойствам ядерных состояний в Канаде (1969 г.), а также обсуждались на Краковско-Россендорфском семинаре по структуре ядра в Кракове (1970 г.) и на международной школе по теоретической физике в Триесте (Италия, 1971 г.).

Литература

1. Н.Н. Боголюбов. Избранные труды в трех томах, т. 2, Изд. "Наукова Думка", Киев, 1970.
2. J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer. Phys.Rev. 108, 1175 (1957).
Н.Н. Боголюбов. ЖЭТФ, 34, 58, 73 (1958).
Н.Н. Боголюбов, В.В. Толмачев, Д.В. Ширков. Новый метод в теории сверхпроводимости. М., Изд-во АН СССР, 1958.
3. Н.Н. Боголюбов. ДАН СССР, 119, 52 (1958).
4. A. Bohr, V. Mottelson, D. Pines. Phys.Rev. 110, 936 (1958).
5. В.Г. Соловьев. ЖЭТФ, 35, 823 (1958); 36, 1869 (1959); Nucl.Phys., 9, 655 (1958/59).
6. S.T. Belyaev. Mat.Fys. Medd.Dan.Vid.Selsk., 31, No.11 (1959).

7. В.Г. Соловьев. Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. Госатомиздат, 1963.
8. В.Г. Соловьев. Atomic Energy Rev., 3, 117 (1965).
9. А.А. Корнейчук, Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов, Г. Шульц. ЯФ, 9, 750 (1969).
10. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. ДАН СССР, 189, 987 (1969).
11. Б.Н. Калинин, Я. Грабовский, Ф.А. Гареев. Acta Phys.Pol. 30, 999 (1967);
Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинин. Acta Phys.Pol. 32, 461 (1967).
12. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. Сообщение ОИЯИ, P4-5228, Дубна (1970).
13. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. Изв. АН СССР, сер. физ. 35, 747 (1971).
14. Ф.А. Гареев, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. ЯФ, 14, 1165 (1971).
15. В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 706 (1972).
16. Д.А. Арсеньев, В.В. Пашкевич, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов. Препринт ОИЯИ, P4-6345, Дубна (1972).
17. V.G. Soloviev, Phys.Lett., 16, 308 (1965).
18. V.G. Soloviev, Phys.Lett., 21, 311 (1966).
19. V.M. Strutinsky, Nucl.Phys., A95, 420 (1967); A122, 1 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
24 апреля 1972 года.