

A-853



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4-5758

Д.А. Арсеньев

РАВНОВЕСНЫЕ ДЕФОРМАЦИИ ЯДЕР
И ИЗОМЕРЫ ФОРМЫ

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1971

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель -

доктор физико-математических наук
профессор В.Г.СОЛОВЬЕВ

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук В.М.СТРУТИНСКИЙ
кандидат физико-математических наук И.Н.МИХАЙЛОВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Объединенный институт ядерных исследований,
Лаборатория ядерных проблем.

Автореферат разослан " " 1971 г.

Защита диссертации состоится " " 1971 г.
на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ

Ученый секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ

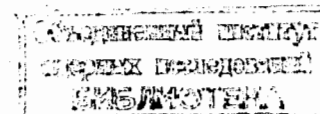
4-5758

Д.А. Арсеньев

РАВНОВЕСНЫЕ ДЕФОРМАЦИИ ЯДЕР И ИЗОМЕРЫ ФОРМЫ

Специальность 055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук



Хорошо известно, что описание ядер с помощью сверхтекучей модели^{/1/} дало возможность развить не только качественные, но и количественные методы решения задач ядерной физики. Согласно этой модели действие нуклон-нуклонных сил в ядре проявляется в образовании среднего поля, общего для всех нуклонов, и остаточного двухнуклонного взаимодействия сверхтекучего типа.

Одним из основных вопросов, возникающих при исследовании свойств ядер, является определение равновесной формы ядер. Форма ядерной поверхности может быть описана разложением по угловым гармоникам:

$$R = R_0 \left[1 + \sum_{\ell, m} \alpha_{\ell, m} Y_{\ell, m}^*(\theta, \varphi) \right], \quad (I)$$

где R_0 - средний радиус ядра,

$\alpha_{\ell, m}$ - параметры деформации,

θ, φ - угловые координаты точки на ядерной поверхности.

Определение равновесной формы связано с исследованием зависимости потенциальной энергии ядер от параметров деформации $\alpha_{\ell, m}$. Как было отмечено в^{/2/}, эта зависимость, вообще говоря, может быть разной для основных и возбужденных состояний ядер. Переходы между состояниями с различными равновесными деформациями будут задержанными, так как они связаны с перестройкой среднего поля. Такое замедление получило название изомерии формы^{/3/}.

В диссертации проводится исследование зависимости энергии основных и квазичастичных возбужденных состояний ядер от деформаций, описываемых второй гармоникой в разложении (I). Для та-

ких деформаций удобно перейти к параметрам β и γ , связанным с внутренней системой координат ядра^{/4/}.

Расчеты проведены для широкой области ядер. На основе расчетов предлагается модель описания свойств ядер, лежащих в переходных областях, т.е. таких, в которых происходит переход от деформированных ядер к сферическим.

Расчет зависимости энергии основных состояний ядер от параметров деформации проводился двумя методами: методом Беса-Шимманского^{/5/} и Струтинского^{/6/}. Изучение зависимости энергии возбужденных состояний ядер от деформации проводилось в рамках сверхтекучей модели^{/1/}.

Диссертация состоит из введения и четырех глав.

Во введении дается обзор методов расчета равновесной формы ядер в основном и возбужденных состояниях и приводится сравнение результатов расчетов, полученных этими методами.

В первой главе диссертации исследованы свойства одночастичных уровней нильссоновского потенциала среднего поля^{/2/}, который используется в расчетах, и приводятся результаты расчетов зависимости потенциальной энергии основных и возбужденных состояний сильнодеформированных ядер в областях $150 < A < 190$ и $A > 220$ ^{/8/}.

На рис. I дана зависимость энергии изотопов *Gd* и *Hf* от γ -деформации. Из рисунка видно, что для сильнодеформированных ядер устойчивой является форма вытянутого эллипсоида вращения ($\gamma = 0^\circ$), причем разность энергий, соответствующая сплюснутой и вытянутой форме, достаточно велика и составляет 2-4 Мэв.

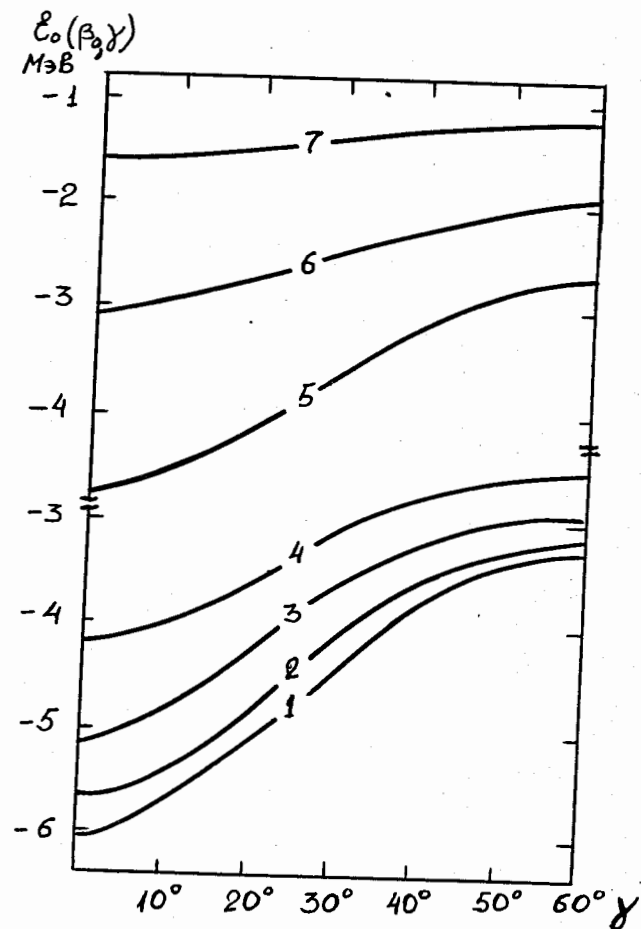


Рис. I. Зависимость энергии основных состояний изотопов *Gd* и *Hf* от γ -деформации. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют ^{174}Hf , ^{176}Hf , ^{178}Hf , ^{180}Hf , а 5, 6, 7 - ^{156}Gd , ^{154}Gd , ^{152}Gd .

Для изучения зависимости, возбужденных состояний от γ деформации необходимо установить соответствие между квантовыми числами уровней при $\gamma = 0^\circ$ и 60° .

При малых значениях β , когда уровни, принадлежащие разным подоболочкам, не пересекаются в плоскости $\gamma = 0^\circ$ или 60° , одночастичные энергетические поверхности $\epsilon_\lambda(\beta, \gamma)$ также не пересекаются друг с другом. Таким образом, каждому уровню при $\gamma = 0^\circ$ можно поставить в соответствие тот уровень при $\gamma = 60^\circ$, который лежит на той же энергетической поверхности. Для больших β поверхности, принадлежащие одной и той же оболочке, но разным подоболочкам, могут пересечься друг с другом только при $\gamma = 0^\circ$ или 60° . При других γ происходит "квази-пересечение" и волновые функции уровней изменяются так, как будто произошло пересечение. По этой причине правило, установленное для малых β - деформаций, распространяется на все деформации. Соответствие, установленное таким образом, не зависит от деформации.

Существование одноквазичастичных возбужденных состояний с равновесной деформацией β_e, γ_e , не равной деформации β_0, γ_0 , возможно в том случае, если уменьшение энергии квазичастичного состояния с изменением β и γ превалирует над ростом энергии четно-четного остова. Для одноквазичастичных состояний можно сформулировать следующие правила, когда возможны отклонения β_e, γ_e от β_0, γ_0 :

1) $\gamma_e, \beta_e > \beta_0, \gamma_0$ - если квазичастица находится на дырочном уровне среднего поля, энергия которого быстро растет с ростом β и γ или на частичном уровне, энергия которого сильно уменьшается с ростом β, γ .

2) $\beta_e, \gamma_e < \beta_0, \gamma_0$ - если квазичастица находится на дырочном уровне, энергия которого быстро уменьшается с ростом β, γ , или на частичном уровне, энергия которого сильно растет с β и γ .

Для двухквазичастичных состояний эффекты, связанные с одночастичными состояниями, складываются.

Из рис. I видно, что энергии основных состояний четно-четных сильнодеформированных ядер резко возрастают при увеличении γ от 0° до 60° и выше. Изменение же энергий одночастичных уровней с ростом γ является существенно меньшим по сравнению с изменением энергий основных состояний.

Это обстоятельство позволяет понять результаты расчетов равновесных деформаций возбужденных состояний сильнодеформированных ядер^{/8/}, согласно которым не существует возбужденных состояний с $\gamma_e \neq 0^\circ$.

Изменение энергий одночастичных уровней при изменении β является более резким, чем при изменении γ , а зависимость энергий основных состояний четно-четных ядер от β - деформации в точке минимума близка к параболической. Результаты расчетов подтвердили выводы, сделанные в^{/2/} о возможности существования возбужденных состояний в сильнодеформированных ядрах, равновесные деформации которых отличаются от равновесных деформаций основных состояний. Однако это отличие не превышает, по-видимому, 0,05.

Значения величин равновесных деформаций находятся в согласии с экспериментальными.

Результаты расчетов зависимости энергий основных и возбужденных состояний сильнодеформированных ядер позволили сделать следующие выводы:

1. Полные энергии основных состояний четно-четных ядер имеют минимумы при $\gamma = 0^\circ$ и значениях β_0 , согласующихся с экспериментальными. Зависимость энергии от β и γ -деформации вблизи минимума близка к параболической, что свидетельствует о малой ангармоничности β и γ колебаний.

2. Отдельные квазичастичные возбужденные состояния могут иметь равновесную деформацию β_e , отличную от β_0 .

3. Не имеется возбужденных состояний с $\gamma_e \neq 0^\circ$.

Во второй главе диссертации приводятся результаты расчетов энергий основных и возбужденных состояний ядер области $50 \leq Z, N \leq 82^{9/10}$.

Пример зависимости энергии основного и двух двухквартичных возбужденных состояний ядра ^{126}Ba от β -деформации приведен на рис. 2. Из рисунка видно, что основной особенностью поведения энергии как функции β является близость по энергии двух минимумов при $\beta < 0$ и $\beta > 0$.

Результаты расчетов зависимости энергий основных состояний четно-четных ядер этой области от γ -деформации показали^{9/}, что не существует энергетического барьера при переходе из одного минимума по β в другой при изменении γ .

Расчеты показали, что существует область ядер, равновесной формой которых является сплюснутый эллипсоид вращения.

В таблице I приведены результаты расчетов зависимости энергий основных состояний четно-четных ядер. Из таблицы I вид-

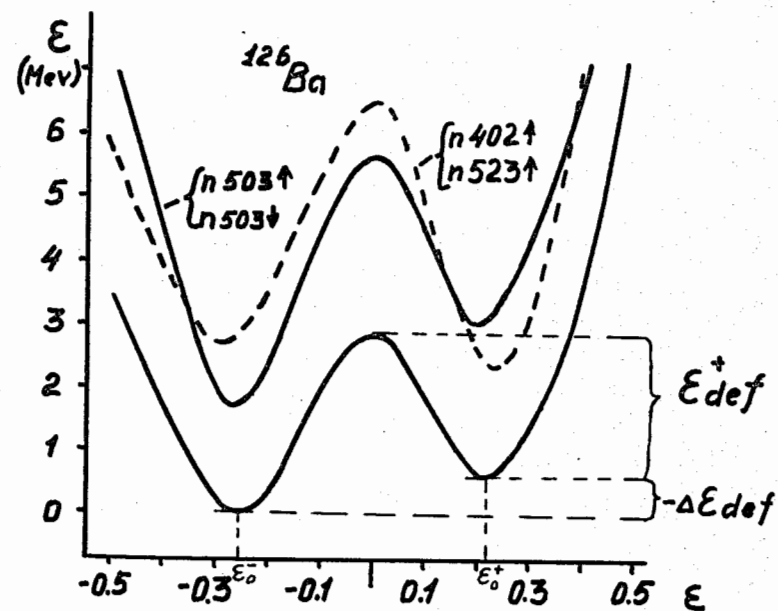


Рис. 2. Зависимость энергий основного и двух двухквартичных возбужденных состояний ядра ^{126}Ba от β деформации. ($\beta \approx 0,95\epsilon$)

Таблица I

Отрицательные ϵ_0^- , положительные ϵ_0^+ деформации;
 квадрупольные моменты $Q_0(\epsilon_0^-)$ и $Q_0(\epsilon_0^+)$ в барнах;
 энергия деформации $\mathcal{E}_{def}^+ = \mathcal{E}(0) - \mathcal{E}(\epsilon_0^+)$ и разность
 энергий деформации $\Delta \mathcal{E}_{def} = \mathcal{E}(\epsilon_0^-) - \mathcal{E}(\epsilon_0^+)$ в Мэв основ-
 ных состояний ядер.

Nuclide	ϵ_0^-	$Q_0(\epsilon_0^-)$	ϵ_0^+	$Q_0(\epsilon_0^+)$	\mathcal{E}_{def}^+	$\Delta \mathcal{E}_{def}$
^{114}Xe	-0.25	-3.1	0.21	3.2	1.1	+0.1
^{116}Xe	-0.25	-3.1	0.25	3.9	1.4	0
^{118}Xe	-0.25	-3.1	0.25	4.0	1.6	-0.2
^{120}Xe	-0.24	-3.0	0.25	4.0	1.5	-0.4
^{122}Xe	-0.22	-2.8	0.21	3.2	1.3	-0.6
^{124}Xe	-0.21	-2.7	0.18	2.7	1.0	-0.5
^{126}Xe	-0.17	-2.2	0.15	2.3	0.7	-0.2
^{116}Ba	-0.31	-4.0	0.31	5.5	2.8	+0.1
^{118}Ba	-0.30	-3.9	0.30	5.3	3.2	+0.1
^{120}Ba	-0.29	-3.8	0.29	5.1	3.3	0
^{122}Ba	-0.27	-3.6	0.28	4.9	3.2	-0.2
^{124}Ba	-0.26	-3.5	0.26	4.6	2.8	-0.5
^{126}Ba	-0.25	-3.4	0.22	3.8	2.2	-0.7
^{128}Ba	-0.23	-3.2	0.19	3.2	1.6	-0.4
^{130}Ba	-0.17	-2.5	0.15	2.6	0.9	-0.1
^{122}Ce	-0.30	-4.2	0.31	5.9	5.1	+0.5
^{124}Ce	-0.30	-4.2	0.30	5.7	5.0	+0.3
^{126}Ce	-0.28	-4.0	0.29	5.6	4.5	-0.1
^{128}Ce	-0.28	-4.0	0.26	5.0	3.6	-0.4
^{130}Ce	-0.26	-3.8	0.22	4.2	2.6	-0.4
^{132}Ce	-0.22	-3.4	0.18	3.4	1.7	-0.1
^{134}Ce	-0.16	-2.6	0.15	2.9	0.7	-0.1
^{128}Nd	-0.30	-4.5	0.30	6.1	6.0	+0.4
^{130}Nd	-0.29	-4.4	0.28	5.7	5.0	0
^{132}Nd	-0.28	-4.3	0.25	5.1	3.7	-0.2
^{134}Nd	-0.25	-4.0	0.21	4.3	2.5	-0.1
^{136}Nd	-0.19	-3.2	0.16	3.3	1.2	-0.1
^{132}Sm	-0.30	-4.8	0.29	6.2	6.0	+0.3
^{134}Sm	-0.29	-4.7	0.27	5.9	4.7	0
^{136}Sm	-0.27	-4.5	0.23	5.0	3.2	0
^{138}Sm	-0.20	-3.6	0.19	4.2	1.7	-0.1
^{140}Sm	-0.15	-2.8	0.12	2.7	0.4	-0.2

но, что, вероятнее всего, сплюснутую форму имеют ядра в районе ^{126}Ba , для которого разность энергий деформаций достигает наибольшей отрицательной величины. В таблице II приведены результаты расчетов энергий основных состояний нечетных и нечетно-нечетных ядер. Сравнение результатов, приведенных в этих таблицах, показывает, что в некоторых случаях добавление одной частицы к четно-четному остову может изменить величину равновесной деформации основного состояния. Например, если для ^{126}Xe $\beta_0 = -0,17$, то для ^{127}Xe , $\beta_0 = -0,16$ и аналогично у ^{116}Ba $\beta_0 = -0,31$, а у ^{117}Ba $\beta_0 = -0,33$.

Из таблиц видно, что величина разности энергий деформаций, соответствующих сплюснутой и вытянутой форме у ядер этой области, мала $|\Delta \mathcal{E}_{def}| < 0,7$ Мэв и расчеты зависимости энергий возбужденных состояний, нечетных ядер (приведенные в таблице III), показали, что существует много возбужденных состояний, названных изомерами формы, равновесная деформация которых отличается знаком от равновесной деформации основного состояния. Расчеты, проведенные в $^{10}/$, показали, что такие состояния можно найти и в четно-четных и нечетно-нечетных ядрах этой области. Недавно такие состояния экспериментально были обнаружены в ядре ^{127}Cs $^{11}/$.

Величины рассчитанных равновесных деформаций находятся в согласии с экспериментальными, полученными недавно из измерения времен жизни первых Z^+ состояний.

Экспериментальное изучение ^{129}La $^{12}/$, что это ядро, по-видимому, имеет форму сплюснутого эллипсоида.

Таблица II

Деформации ϵ_0^- и ϵ_0^+ ; энергия деформации и разность энергий деформаций соответственно для основных состояний ядер.

odd-Z					doubly odd				
115Cs	-0.30	0.25	2.1	0	116Cs	-0.32	0.30	2.8	0
117Cs	-0.30	0.28	2.5	0	118Cs	-0.30	0.29	3.2	0
119Cs	-0.26	0.27	2.7	-0.1	120Cs	-0.25	0.26	3.2	-0.1
121Cs	-0.25	0.26	2.6	-0.4	122Cs	-0.25	0.26	3.2	-0.4
123Cs	-0.25	0.25	2.3	-0.6	124Cs	-0.25	0.22	2.5	-0.9
125Cs	-0.24	0.20	1.8	-0.6	126Cs	-0.24	0.20	2.0	-0.5
127Cs	-0.21	0.17	1.3	-0.4	128Cs	-0.19	0.16	1.4	-0.2
129Cs	-0.17	0.15	0.8	-0.1	130Cs	-0.15	0.15	0.7	-0.1
119La	-0.32	0.31	4.5	+0.4	120La	-0.32	0.31	5.2	+0.5
121La	-0.30	0.30	4.6	+0.3	122La	-0.30	0.30	5.3	+0.4
123La	-0.29	0.30	4.5	+0.2	124La	-0.29	0.29	5.0	+0.1
125La	-0.28	0.28	4.0	-0.2	126La	-0.27	0.27	4.1	-0.5
127La	-0.27	0.25	3.2	-0.5	128La	-0.28	0.23	3.2	-0.5
129La	-0.26	0.21	2.4	-0.3	130La	-0.25	0.20	2.3	-0.1
131La	-0.21	0.19	1.4	-0.1	132La	-0.17	0.16	1.3	0
133La	-0.15	0.13	0.5	-0.1	134La	-0.13	0.11	0.5	-0.1
123Pr	-0.32	0.32	6.4	+0.7	124Pr	-0.31	0.32	7.1	+0.8
125Pr	-0.30	0.31	6.3	+0.6	126Pr	-0.30	0.30	6.8	+0.6
127Pr	-0.30	0.29	5.7	+0.2	128Pr	-0.29	0.28	5.8	0
129Pr	-0.29	0.27	4.8	-0.1	130Pr	-0.29	0.26	4.7	-0.3
131Pr	-0.28	0.24	3.7	-0.2	132Pr	-0.28	0.23	3.4	-0.1
133Pr	-0.25	0.20	2.5	0	134Pr	-0.20	0.19	2.1	0
135Pr	-0.19	0.16	1.2	-0.1	136Pr	-0.15	0.15	1.0	-0.1
odd - N									
115Xe	-0.30	0.26	1.7	0	125Ba	-0.25	0.25	3.0	-0.8
117Xe	-0.26	0.27	2.1	0	127Ba	-0.25	0.21	2.3	-0.6
119Xe	-0.25	0.26	2.2	-0.2	129Ba	-0.15	0.17	1.6	-0.3
121Xe	-0.24	0.25	2.1	-0.4	131Ba	-0.15	0.15	0.9	-0.4
123Xe	-0.23	0.21	1.5	-0.8	123Ce	-0.30	0.30	5.8	+0.5
125Xe	-0.21	0.18	1.1	-0.4	125Ce	-0.29	0.30	5.6	+0.3
127Xe	-0.16	0.15	0.7	-0.1	127Ce	-0.28	0.28	4.6	-0.4
117Ba	-0.33	0.30	3.6	+0.1	129Ce	-0.28	0.24	3.5	-0.7
119Ba	-0.31	0.30	3.9	+0.2	131Ce	-0.25	0.20	2.5	-0.2
121Ba	-0.29	0.29	4.1	+0.1	133Ce	-0.19	0.16	1.5	0
123Ba	-0.27	0.28	3.8	-0.2	135Ce	-0.14	0.12	0.6	-0.1

Таблица III

Энергии и равновесные деформации одноквазичастичных возбужденных состояний нечетных ядер.

state	E_{exc}	ϵ_0	state	E_{exc}	ϵ_0	state	E_{exc}	ϵ_0	state	E_{exc}	ϵ_0				
123 54 ^e 69				125 56 ^{Ba} 69				127 56 ^{Ba} 71				129 56 ^{Ce} 71			
503†	0	-0.23	503†	0	-0.25	503†	0	-0.25	503†	0	-0.28				
505†	430	-0.20	420†	350	-0.28	503†	200	-0.24	503†	210	-0.25				
420†	440	-0.24	503†	440	-0.27	501†	330	-0.25	501†	300	-0.28				
503†	480	-0.20	505†	630	-0.25	431†	410	-0.22	431†	520	-0.25				
431†	580	-0.19	422†	740	-0.28	431†	450	-0.22	501†	610	-0.27				
431†	610	-0.19	523†	770	0.25 ^M	501†	570	-0.25	431†	620	-0.22				
402†	770	0.21	402†	800	0.25 ^M	404†	600	0.21	402†	680	0.24				
501†	790	-0.22	501†	840	-0.26	523†	600	0.21 ^M	400†	690	-0.28				
422†	850	-0.24 ^M	411†	890	0.25	402†	700	0.22	523†	700	0.24 ^M				
523†	850	0.22 ^M	431†	930	-0.23	420†	770	-0.26 ^M	404†	730	0.23 ^M				
404†	900	0.20 ^M	431†	1030	-0.22 ^M	505†	810	-0.15	505†	1050	-0.24				
123 55 ^{Cs} 68				125 55 ^{Cs} 70				127 57 ^{La} 70				129 57 ^{La} 72			
413†	0	-0.25	413†	0	-0.24	411†	0	-0.27	411†	0	-0.26				
505†	50	-0.25	505†	50	-0.23	413†	130	-0.26	413†	130	-0.25				
411†	370	-0.25	411†	420	-0.25	505†	170	-0.28	411†	160	-0.25				
413†	490	-0.24	413†	500	-0.22	411†	210	-0.28	505†	170	-0.22				
330†	610	-0.30	420†	650	0.20	505†	260	-0.21	505†	180	-0.26				
420†	640	0.25	422†	670	0.20 ^M	422†	350	-0.25	422†	250	-0.23				
422†	650	0.25 ^M	330†	770	-0.30	550†	490	0.25 ^M	550†	290	0.21 ^M				
550†	660	0.25 ^M	422†	770	-0.20 ^M	541†	510	0.25 ^M	420†	360	0.20 ^M				
404†	780	0.26	550†	790	0.21 ^M	420†	530	0.25 ^M	541†	430	0.21 ^M				
411†	810	-0.24	505†	830	-0.23	422†	650	0.25 ^M	422†	490	0.20 ^M				
505†	820	-0.25	411†	830	-0.23	330†	700	-0.32	413†	650	0.20 ^M				
123 59 ^{Pr} 64				127 51 ^{Fm} 66				125 60 Nd 65				129 62 Sm 67			
404†	0	0.32	532†	0	0.30	413†	0	0.32	411†	0	0.30				
541†	30	0.31	413†	200	0.31	532†	100	0.32	523†	430	0.31				
532†	110	0.33	404†	450	0.33	411†	310	0.32	413†	430	0.31				
420†	290	0.32	411†	530	0.30	411†	540	0.32	532†	600	0.30				
422†	450	0.32	541†	590	0.29	541†	780	0.35	541†	610	0.33				
413†	520	0.31	420†	920	0.30	523†	800	0.32	411†	830	0.32				
550†	540	-0.29	523†	1080	0.30	422†	1000	-0.32	402†	890	0.28				
411†	730	-0.32 ^M	422†	1120	0.30	505†	1100	-0.31	420†	1070	-0.31				
505†	770	-0.32 ^M	550†	1200	0.29	420†	1110	-0.31	503†	1120	-0.31 ^M				
411†	800	-0.32	411†	1200	-0.32	422†	1110	-0.32 ^M	422†	1220	-0.32 ^M				
411†	810	0.32	505†	1260	-0.32 ^M	503†	1160	-0.32 ^M	404†	1440	0.28 ^M				

На основании расчетов сделаны следующие выводы:

1. Внутри области $50 \leq Z, N \leq 82$ ядра деформированы, и энергия деформации достигает 6 Мэв.

2. Энергии ядер принимают минимальные значения, когда ядра имеют аксиально-симметричную форму.

3. Равновесная форма ядер может быть либо сплюснутой, либо вытянутой, причем разность энергий деформаций, соответствующих сплюснутой и вытянутой форме ядра, мала по абсолютной величине.

4. При изменении параметра деформации γ от 0° до 60° соответствующего переходу от вытянутой формы к сплюснутой не обнаружено существенного энергетического барьера, поэтому эти ядра будут "мягкими" по отношению к γ -деформациям.

5. Существуют квазичастичные возбужденные состояния, равновесная деформация которых отличается от равновесной деформации основного состояния.

Такие возбужденные состояния являются изомерами формы. В этой области ядер изомеры формы должны встречаться среди низлежащих возбужденных состояний, в том числе и в сильнодеформированных ядрах (с энергией деформации > 3 Мэв).

6. Основные результаты не изменяются как при расчетах с разными схемами одночастичных уровней, так и при расчетах разными методами.

В третьей главе диссертации приведены результаты расчетов зависимости энергии ядер, лежащих в области $28 \leq Z \leq 50 \leq N \leq 82$ от деформации^{/13/}.

Оказалось, что ядра, лежащие в середине этой области, деформированы. Результаты расчетов приведены в таблице IV.

Из таблицы видно, что для большинства деформированных ядер равновесной является форма сплюснутого эллипсоида вращения. Энергии деформации этих ядер не превышают 4 Мэв, что свидетельствует об их мягкости по отношению к β -деформациям.

Проведенное недавно экспериментальное изучение этих ядер^{/14/} показало, что они действительно деформированы, так как вероятности $B(E2)$ -переходов с первых 2^+ -состояний достигают большой величины. Для некоторых ядер они больше одночастичных в 200-500 раз, а такое усиление вероятностей характерно для сильнодеформированных ядер.

Надо отметить, однако, что экспериментальное изучение нейтроноизбыточных ядер представляет собой очень сложную задачу и ошибки пока велики.

Результаты расчетов позволили сделать следующие выводы:

1. Несферические ядра области $28 < Z < 50 < N < 82$ оказались мягкими по отношению как к β , так и γ -деформациям. Наибольшая величина энергии деформации достигает 4 Мэв.

2. Минимум энергии ядер достигается либо при $\gamma = 0^\circ$, либо при $\gamma = 60^\circ$.

3. Для большинства ядер равновесной формой является сплюснутый эллипсоид вращения.

В четвертой главе диссертации изучается изомерный переход $8^- \rightarrow 6^+$ в ядре ^{130}Ba .

На основании расчетов зависимости энергии основного и возбужденных состояний ядра ^{130}Ba была предложена следующая ин-

Таблица IV

Равновесные деформации, квадрупольные моменты, энергия деформации и разность энергий деформации основных состояний ядер.

Ядро	ϵ_0^-	$Q_0(\epsilon_0^-)$		E_{def}^-	ΔE_{def}	Ядро	ϵ_0^-	$Q_0(\epsilon_0^-)$		E_{def}^-	ΔE_{def}
		барн	Мэв					барн	Мэв		
-	-	барн	Мэв	Мэв		-	-	барн	Мэв	Мэв	
^{108}Ru	-0,25	-2,3	2,0	-0,6		^{96}Kr	-0,32	-2,3	2,7	-1,0	
^{110}Ru	-0,24	-2,2	2,1	-0,7		^{98}Kr	-0,32	-2,3	3,2	-1,2	
^{112}Ru	-0,24	-2,3	2,0	-0,8		^{100}Kr	-0,31	-2,2	3,4	-1,2	
^{104}Mo	-0,27	-2,3	2,3	-0,8		^{102}Kr	-0,30	-2,2	3,4	-1,3	
^{106}Mo	-0,26	-2,3	2,6	-0,9		^{104}Kr	-0,29	-2,2	3,2	-1,4	
^{108}Mo	-0,25	-2,2	2,7	-1,1		^{106}Kr	-0,28	-2,2	2,6	-1,4	
^{110}Mo	-0,24	-2,2	2,6	-1,3		^{94}Se	-0,29	-2,0	2,3	-0,6	
^{112}Mo	-0,23	-2,1	2,2	-1,3		^{96}Se	-0,29	-2,0	2,8	-0,8	
^{100}Zr	-0,28	-2,3	2,2	-0,9		^{98}Se	-0,29	-2,0	3,0	-0,8	
^{102}Zr	-0,28	-2,3	2,6	-0,9		^{100}Se	-0,28	-2,0	3,1	-1,0	
^{104}Zr	-0,28	-2,3	2,9	-1,0		^{102}Se	-0,27	-1,9	2,9	-1,0	
^{106}Zr	-0,27	-2,3	3,0	-1,2		^{104}Se	-0,26	-1,9	2,4	-1,0	
^{108}Zr	-0,26	-2,2	2,8	-1,4		^{94}Ge	-0,27	-1,7	2,2	-0,4	
^{110}Zr	-0,24	-2,1	2,3	-1,5		^{96}Ge	-0,27	-1,8	2,4	-0,5	
^{98}Sr	-0,30	-2,3	2,4	-0,9		^{98}Ge	-0,26	-1,7	2,5	-0,6	
^{100}Sr	-0,30	-2,3	2,9	-1,0		^{100}Ge	-0,24	-1,6	2,4	-0,6	
^{102}Sr	-0,30	-2,4	3,1	-1,0		^{102}Ge	-0,23	-1,6	2,0	-0,6	
^{104}Sr	-0,29	-2,3	3,2	-1,2							
^{106}Sr	-0,28	-2,2	3,0	-1,4							
^{108}Sr	-0,26	-2,1	2,4	-1,6							

терпретация этого изомерного перехода /15/: состояние 8^- является двухквартичным нейтронным состоянием $n\ 7/2^+ [404]$, $n\ 9/2^- [514]$, и разряжается M2-переходом на состояние 6^+ квазиротационной полосы.

Для описания этого перехода была предложена следующая модель /16/:

1. Основное состояние и уровни квазиротационных полос в ядрах переходных областей можно описывать в рамках модели Бора-Моттельсона с коллективным потенциалом, не зависящим от γ /7/ (рис. 3).

2. Связь коллективного движения ядра с квартичными возбуждениями приводит к дополнительной зависимости энергии возбужденных состояний от γ такой, что некоторые возбужденные состояния (и, в частности, состояние 8^- в ядре ^{130}Ba) можно рассматривать в рамках коллективной модели с эффективным потенциалом, имеющим глубокий минимум при $\gamma = 0^\circ$ (или 60°) (рис. 4). (Т.е. "жесткости" относительно γ -колебаний /18/ основного и возбужденных состояний могут сильно отличаться).

Тогда волновые функции состояний 6^+ и 8^- могут быть записаны в виде:

$$\psi(6^+) = \frac{1}{\sqrt{16\pi^2 3!19!!}} \mathcal{F}(\beta) [[\alpha_2^* \alpha_2^*] \alpha_2^*]_{6\mu} \quad (2)$$

и

$$\psi(8^-) = \sqrt{\frac{17}{24\pi^2 \gamma_0^2}} \mathcal{F}(\beta) e^{-\frac{\gamma^2}{2\gamma_0^2}} [D_{M8}^8 (\alpha_5^* \alpha_{5'}^*)_{K=8} + D_{M-8}^8 (\alpha_5^* \alpha_{5'}^*)_{K=-8}] |0\rangle, \quad (3)$$

где $\alpha_{2\mu} = D_{M0}^2 \cos \gamma + \frac{D_{M2}^2 + D_{M-2}^2}{\sqrt{2}} \sin \gamma \quad (4)$

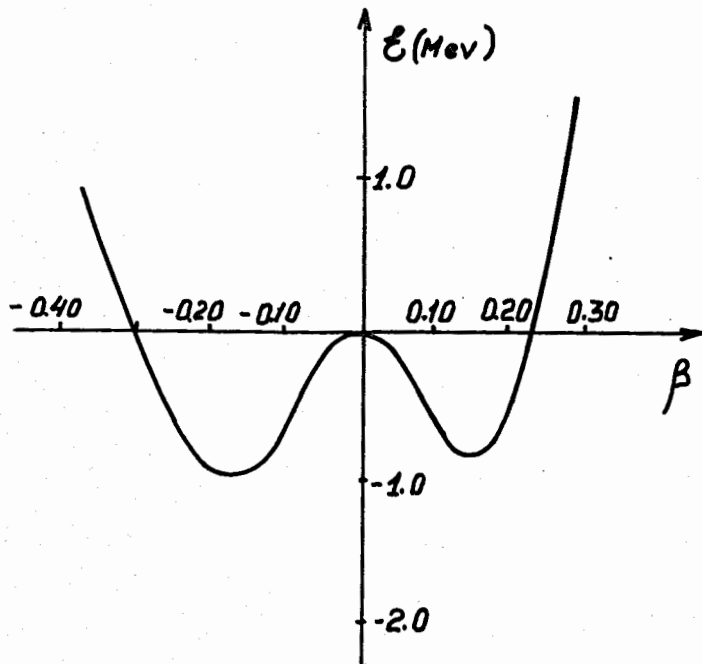


Рис. 3. Зависимость энергии основного состояния ядра ^{130}Ba от β деформации.

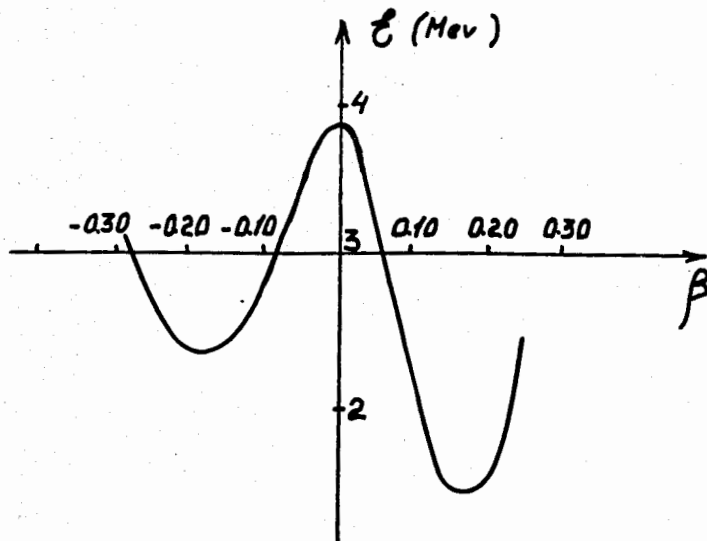


Рис. 4. Зависимость энергии низколежащего двухкварзичастичного нейтронного состояния $n\ 7/2^+[404]$, $n\ 9/2^-[514]$ от β - деформации. 18

$$\int_0^\infty \beta^4 F(\beta) d\beta = 1, \quad (5)$$

а a_s^+ - оператор рождения квазичастицы с квантовыми числами s ; $|0\rangle$ вакуумное состояние.

При учете взаимодействия квазичастиц с γ - колебаниями, гамильтониан которого имеет вид^{/19/}

$$H_{int} = -\hbar\omega_0\beta_0\gamma_0\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)\sum_{s,s'} \gamma_{s,s'}^{22} a_s^+ a_{s'}^+ v_{s,s'}, \quad (6)$$

и вклада в волновую функцию 6^+ состояния компоненты с $K = 6$, расчет по теории возмущений фактора задержки M2 перехода дает величину $F \approx 10^{-6}$, что хорошо согласуется с экспериментально измеренным^{/15/}.

Надо отметить, что модель с не зависящим от γ коллективным потенциалом хорошо описывает отношение энергий уровней в квазиротационных полосах переходных ядер, что может служить хорошим подтверждением вывода о мягкости этих ядер по отношению к γ - деформациям.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /8-10, 13, 16/ и обсуждались на всесоюзных и международных конференциях по ядерной физике.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.Г.Соловьев. "Теория сложных ядер". Издательство "Наука".
Москва, 1971 г.
2. В.Г.Соловьев Phys. Lett. 21, 311 (1966)
Progress in Nucl. Phys. 10, 239 (1967)
3. Малов Л.А., Поликанов С.М., Соловьев В.Г.
Ядерная физика, 4, 528 (1966).
4. О.Бор. НСФ 9, I (1955).
5. D.R.Bes and Z.Szymanski Nucl. Phys. 28, 63 (1961)
6. В.М.Струтинский. Ядерная физика, 3, 614 (1966)
Nucl. Phys. A95, 420 (1967);
Nucl. Phys. A122, I (1968).
7. С.Г.Нильссон. Статья в сборнике "Деформация атомных ядер".
Издательство ИЛ Москва 1958 г.
8. Арсеньев Д.А., Малов Л.А., Пашкевич В.В., Соловьев В.Г.,
Известия АН СССР, сер. физ. XXXII (1968);
Препринт ОИЯИ Е4-3703 Дубна (1968).
9. Арсеньев Д.А., Малов Л.А., Пашкевич В.В., Собичевски А.,
Соловьев В.Г. Ядерная физика 8, 883 (1968).
Contr. to Int. Symp. Nucl. Str. Dubna p. 92 (1968)
10. Арсеньев Д.А., Собичевски А., Соловьев В.Г.,
Nucl. Phys. A126, 15 (1969);
Препринт ОИЯИ Р4-4054. Дубна (1968).
11. T.V.Conlon Nucl. Phys. A161, 289 (1971).
12. K.F.Alexander and W.Neubert Contr. to Int. Symp. Nucl.
Str. Dubna p. 18 (1968)
13. Арсеньев Д.А., Собичевски А., Соловьев В.Г.
Nucl. Phys. A139, 269 (1969); Proc. of the Int. Conf.
on Properties of Nuclear States, Montreal, 25-30 August
Препринт ОИЯИ Р4-4660. (1969)

14. B.Cheifetz at all Phys. Rev. Letters 25, 38 (1970)
15. H.Rotter, K.F.Alexander, C.H.Droste, S.Morek, W.Neubert
and S.Chojnacki Nucl. Phys. A133, 648 (1969)
16. Арсеньев Д.А., Джолос Р.В. Программа XXI Всесоюзного совеща-
ния по ядерной спектроскопии и структуре ядра.
Москва 27 января - 4 февраля 1971 г.
Препринт ОИЯИ Е4-5607. Дубна (1971).
17. L.Wilets, M.Jean Phys. Rev. 102, 788 (1958)
18. А.С.Давыдов. Возбужденные состояния атомных ядер. Москва
1967.
Давыдов А.С., Овчаренко В.И. Препринт ИТР -67-14 (1967).
19. V.G.Soloviev Atom. Energy Rev. 3, 117 (1965)

Рукопись поступила в издательский отдел
15 апреля 1971 года.