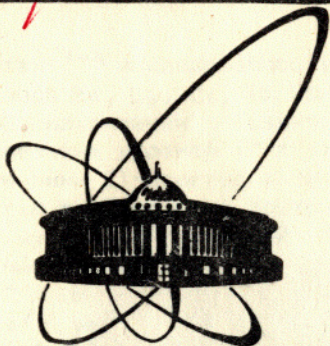


83-174

2952/83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-83-174

6/6-83

В.В.Воронов, Дао Тиен Кхоа

О НИЗКОЛЕЖАЩИХ  $1^-$ -СОСТОЯНИЯХ  
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Направлено в журнал  
"Physics Letters B"

1983



В работах<sup>/1-3/</sup> исследовалось упругое рассеяние  $\gamma$ -квантов на ряде изотопов Sm, Ba, Ce, Nd. Измерение углового распределения и линейной поляризации  $\gamma$ -квантов позволило идентифицировать ряд низколежащих уровней  $1^-$  в этих ядрах. Для них измерены парциальные ширины E1-переходов на основные состояния. Характерной особенностью возбуждаемых состояний  $1^-$  является то, что их энергия лежит чуть ниже суммарной энергии уровней  $2_1^+$  и  $3_1^-$ . Это наводит на мысль, что возбуждаемые при рассеянии  $\gamma$ -квантов состояния  $1^-$  являются двухфононными состояниями  $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_1^-$ . Как показано в<sup>/3/</sup>, имеется специфическая зависимость приведенных вероятностей  $V(E1, 1^- \rightarrow 0_{г.с.}^+)$  от числа нейтронов N в изотопах Sm.  $V(E1)$  имеет максимальное значение для магического числа N = 82, затем уменьшается и достигает минимума при N = 86. Далее происходит постепенный рост величин  $V(E1)$ . Для ядер с N = 80 известно одно экспериментальное значение  $V(E1)$  для  $^{136}\text{Ba}$ . Оно близко к значению  $V(E1)$ , полученному для  $^{144}\text{Nd}$  (N=84). Таким образом, вблизи магического числа N = 82 наблюдается характерное изменение величин  $V(E1)$ . В данной работе мы попытаемся объяснить такое поведение приведенных вероятностей E1-переходов.

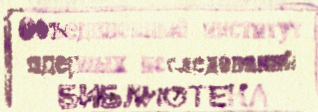
Дипольные возбуждения многих сферических ядер исследовались в рамках квазичастично-фононной модели /КФМ/ в работе<sup>/4/</sup>. Гамильтониан модели<sup>/5/</sup> включает среднее поле в виде потенциала Саксона-Вудса, спаривательное взаимодействие, мультипольные и спин-мультипольные силы. В<sup>/4/</sup> расчеты проводились с волновой функцией

$$\Psi_{\nu}(JM) = \left\{ \sum_i R_i (J_{\nu}) Q_{JM_i}^+ + \sum_{\lambda_1 \lambda_2} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (J_{\nu}) [Q_{\lambda_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 i_2}^+]_{JM} \right\} |0\rangle. \quad /1/$$

Здесь  $Q_{\lambda \mu i}^+$  - оператор рождения фонона, который может быть выражен через операторы рождения ( $a_{jm}^+$ ) и уничтожения ( $a_{jm}$ ) квазичастиц

$$Q_{\lambda \mu i}^+ = \frac{1}{2} \sum \{ \psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} [a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}^+] \chi_{\mu} - (-)^{\lambda - \mu} \phi_{j_1 j_2}^{\lambda i} [a_{j_2 m_2} a_{j_1 m_1}] \lambda - \mu \}, \quad /2/$$

$|0\rangle$  - волновая функция фононного вакуума. Фононные амплитуды находятся из решений уравнений приближения случайных фаз /ПСФ/. Уравнения ПСФ для гамильтониана КФМ можно найти, например, в<sup>/5/</sup>.





Как показывают расчеты<sup>/4/</sup>, низжайшие однофононные состояния  $1^-$  в тяжелых сферических ядрах имеют энергию возбуждения порядка 7-8 МэВ. Учет ангармонических эффектов /т.е. связи одно- и двухфононных состояний/ приводит к заметному понижению  $1^-$ -состояний, на которые идут  $E1$ -переходы через однофононные компоненты волновой функции /1/. Однако энергия таких состояний лежит на 1,0-1,5 МэВ выше энергий состояний, наблюдавшихся в<sup>/1-3/</sup>. Это служит дополнительным аргументом в пользу того, что низколежащие  $1^-$ -уровни имеют большую двухфононную компоненту. Поэтому при вычислении вероятностей  $E1$ -переходов мы будем рассматривать только переходы через двухфононные компоненты волновой функции /1/. В этом случае для вероятности  $E\lambda$ -перехода из состояния с моментом  $\lambda$  и четностью  $\pi$  в основное состояние мы имеем:

$$B(E\lambda; \lambda^\pi \rightarrow 0_{g.s.}^+) = \frac{1}{2\lambda+1} \left| \sum_{j_1 j_2 j_3} \frac{\lambda_1 i_1}{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P_{\lambda_2 i_2}(\lambda\nu) \sqrt{(2\lambda_1+1)(2\lambda_2+1)} \times \right. \\ \left. \times e_r^{(\lambda)} f_{j_1 j_2}^{(\lambda)}(r) v_{j_1 j_2}^{(-)} \left\{ \begin{matrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda \\ j_1 & j_2 & j_3 \end{matrix} \right\} (\psi_{j_2 j_3} \phi_{j_3 j_1} + \phi_{j_2 j_3} \psi_{j_3 j_1}) \right|^2, \quad /3/$$

где суммирование по  $r$  означает суммирование по одночастичным индексам нейтронных ( $n$ ) и протонных ( $p$ ) состояний.  $f_{j_1 j_2}^{(\lambda)}(r)$  - приведенные матричные элементы мультипольных операторов,  $v_{j_1 j_2}^{(-)} = u_{j_1} u_{j_2} - v_{j_1} v_{j_2}$  - комбинация коэффициентов преобразования Бого-

любова. Для дипольных переходов, рассматриваемых ниже,  $e_n^{(1)} = (-Z/A)e$ ,  $e_p^{(1)} = (M/A)e$ , где  $e$  - заряд электрона. В наших расчетах мы будем считать, что низжайшие  $1^-$ -состояния являются чистыми двухфононными и имеют структуру  $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_1^-$ . Все расчеты проведены с модифицированной программой RPAS/6/. В<sup>/6/</sup> дано подробное описание схемы решения уравнений ПСФ. Мы использовали параметры потенциала Саксона-Вудса, такие, как в<sup>/7/</sup>. Для нахождения фононных амплитуд в КФМ необходимо задавать изоскалярную,  $\kappa_0^{(\lambda)}$ , и изовекторную,  $\kappa_1^{(\lambda)}$ , константы мультиполь-мультипольного взаимодействия. Мы провели вычисления с двумя наборами констант. В первом варианте изоскалярные константы  $\kappa_0^{(2)}$  и  $\kappa_0^{(3)}$  подбирались так, чтобы рассчитанные энергии  $\omega_{\lambda_1}$  уровней  $2_1^+$  и  $3_1^-$  совпадали

с экспериментальными значениями,  $\kappa_1^{(\lambda)}$  брались равными:  $\kappa_1^{(2)} = -1,5\kappa_0^{(2)}$ ,  $\kappa_1^{(3)} = -1,8\kappa_0^{(3)}$  /см. подробнее<sup>/4/</sup>. Эти константы мы будем называть гармоническими. При таком выборе констант, как правило, получаются завышенные значения приведенных вероятностей  $B(E\lambda)$ . Во втором варианте константы подбирались так, чтобы в расчетах воспроизводились экспериментальные значения приведенных вероят-

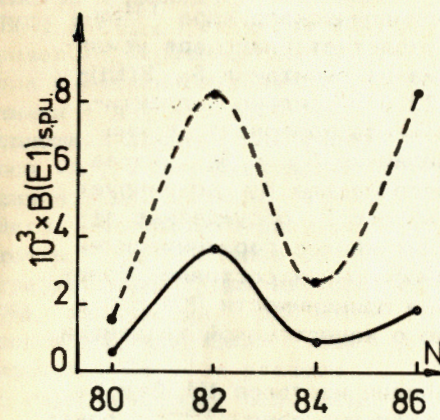


Рис.1. Зависимость величин  $B(E1; 1^- \rightarrow 0_{g.s.}^+)$  от числа нейтронов  $N$  для изотопов Sm. Штриховая линия - расчет с гармоническими константами, сплошная линия - расчет с ангармоническими константами.

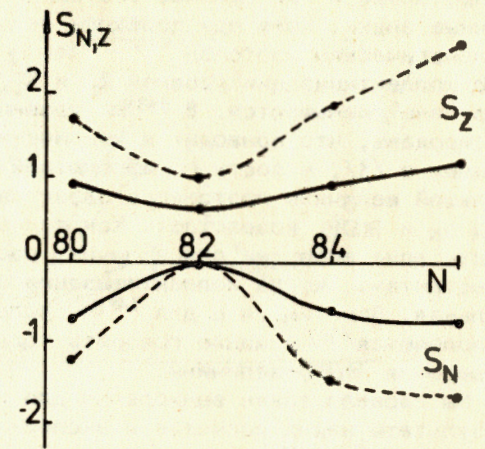


Рис.2. Зависимость  $S_Z$  и  $S_N$  от числа нейтронов  $N$  для изотопов Sm. Штриховые линии - расчет с гармоническими константами, сплошные линии - расчет с ангармоническими константами.

ностей  $B(E2)$  и  $B(E3)$ . При этом в расчетах ПСФ получают завышенные значения энергий уровней  $2_1^+$  и  $3_1^-$ . Одновременно описать и энергии, и вероятности переходов удается только с волновой функцией /1/. Мы использовали экспериментальные данные для энергий и вероятностей, собранные в работах<sup>/8,9/</sup>. Варьирование констант в широком пределе позволяет понять, насколько устойчивы наши оценки, и делает более надежными наши выводы.

Обсудим полученные результаты. На рис.1 показаны результаты наших расчетов для изотопов Sm. Как видно из рисунков, имеется характерная зависимость  $B(E1)$ -величин от  $N$ .  $B(E1)$  достигает максимума при  $N = 82$ , затем спадает при  $N = 84$  и увеличивается при  $N = 86$ . На эксперименте рост  $B(E1)$  происходит при  $N = 88$ . Оба набора констант дают одинаковую зависимость  $B(E1)$  от  $N$ , хотя расчеты с гармоническими константами приводят к большим значениям  $B(E1)$ . Для того, чтобы понять такое поведение  $B(E1)$  в изотопах Sm, мы проанализировали выражение /3/. На рис.2 показаны вклады в /3/ от суммирования по протонным и нейтронным индексам, обозначенные через  $S_Z$  и  $S_N$  соответственно. Они приведены для двух наборов констант. При  $N = 82$   $S_N = 0$ , так как при отсутствии спаривания  $v_{j_1 j_2}^{(-)} = 0$  и в /3/ дают вклад только протонные состоя-

ния. При  $N = 80, 84$  из-за наличия спаривания в /3/ вклады дают



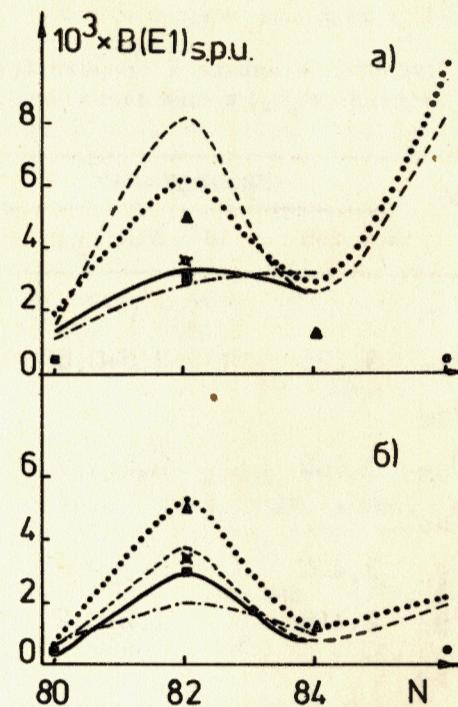
и протонные, и нейтронные состояния, но эти вклады имеют различные знаки. Хотя при переходе от полумагического ядра  $^{144}\text{Sm}$  к немагическим изотопам  $^{142,146}\text{Sm}$   $S_Z$  возрастает благодаря усилению коллективизации уровней  $2_1^+$  и  $3_1^-$ , из-за вычитания  $S_N$   $B(E1)$ -величины уменьшаются. В  $^{148}\text{Sm}$  уровни  $2_1^+$  и  $3_1^-$  сильно коллективизированы, что приводит к увеличению числа компонент, суммируемых в /3/, и росту по абсолютной величине  $S_Z$  и  $S_N$ . Из-за большой величины протонного эффективного заряда  $S_Z$  доминирует над  $S_N$  и  $B(E1)$  возрастает. Как видно из рис.2, обсуждаемые эффекты ярче выражены для величин, рассчитанных с гармоническими константами, когда коллективизация однофононных состояний более сильная. Отметим, что для  $^{148}\text{Sm}$  условия применимости ПСФ плохо выполняются /10/ и можно говорить только о качественной тенденции поведения  $B(E1)$ -величины.

Мы провели также вычисления для цепочек изотопов Nd, Ba и Ce. Результаты наших расчетов и экспериментальные данные /1-3/ показаны на рис.3. Как видно из рис.3, для  $B(E1)$  этих изотопов имеет место такая же зависимость от  $N$ , как и для изотопов Sm. Наши исследования показали, что характерная зависимость  $B(E1)$ -величин от  $N$  обусловлена теми же эффектами, которые мы обсуждали выше для изотопов Sm. Расчеты с ангармоническими константами лучше описывают экспериментальные данные /см. рис.3/, что указывает на то, что с этими константами более правильно воспроизводится структура однофононных состояний. Таким образом, для различных цепочек изотопов в области  $N = 82$  существует универсальный механизм, дающий специфическое поведение  $B(E1)$ -величин в зависимости от  $N$ . Естественно предположить, что подобная ситуация имеет место для ядер с числом нейтронов, близким к другому магическому числу:  $N = 50$ . Мы проверили это на примере расчета величин  $B(E1)$  для цепочки изотопов Zr с  $48 \leq N \leq 58$ . Все рассчитанные нами величины  $B(E1)$  в одночастичных единицах Вайскопфа /11/ и имеющиеся экспериментальные данные /1-3/ собраны в таблице. Как видно из таблицы, в окрестности  $N = 50$   $B(E1)$ -величины имеют такую же зависимость от  $N$ , как и в ядрах в районе  $N = 82$ . Расчеты  $S_Z$  и  $S_N$  показывают, что такое поведение  $B(E1)$ -величин для изотопов Zr имеет то же самое объяснение, что и для изотопов Sm. Отметим, что поведение  $B(E1)$ -величин в зависимости от  $N$  коррелирует с поведением энергий уровней  $2_1^+$  во всех рассмотренных нами ядрах. Таким образом, вероятности  $E1$ -переходов на двухфононные состояния имеют специфическую зависимость от числа нейтронов вблизи магических чисел.

Следует подчеркнуть, что рассмотренные нами  $E1$ -переходы наглядно демонстрируют различие между приближением Тамма-Данкова /ПТД/ и ПСФ. В ПТД переходы через двухфононные компоненты запрещены. Поэтому наблюдение обсуждавшейся выше зависимости  $B(E1)$ -величин от  $N$  показывает важную роль корреляций ПСФ.

Проведенные нами в довольно простом приближении расчеты правильно описывают характерное поведение величин  $B(E1)$ . Для одно-

Рис.3. Зависимость величин  $B(E1; 1^- \rightarrow 0_g^+)$  от числа нейтронов  $N$ . Штриховая линия - для изотопов Sm, точечная линия - для изотопов Nd, сплошная линия - для изотопов Ce, штрих-пунктирная линия - для изотопа Ba. Экспериментальные данные: точки - для изотопов Sm, треугольники - для изотопов Nd, квадратики - для изотопов Ba, крестики - для изотопов Ce; а/ - расчеты с гармоническими константами, б/ - расчеты с ангармоническими константами.



временного описания энергий  $1^-$ -состояний необходимо проводить расчеты с полной волновой функцией /1/. Кроме того, в  $^{136}\text{Ba}$  наблюдались /3/ три близко расположенных уровня  $1^-$  с суммарной величиной  $\sum B(E2) = 2,1 \cdot 10^{-3}$  одночастичных единиц. Наши расчеты дают для нижайших трех  $1^-$ -состояний  $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_1^- \sum B(E1) = 1,2 \cdot 10^{-3}$  одночастичных единиц. Ясно, что такое расщепление  $1^-$ -уровней нельзя описать в рамках упрощенного подхода. Отметим, что расчеты энергий /12/ уровней двухфононного квинтета  $1^- - 5^-$  в некоторых из рассмотренных нами ядрах, когда волновые функции брались в виде второго члена /7/, дают весьма близкие к экспериментальным величинам значения энергий уровней  $1^-$ . Дополнительным подтверждением того, что обсуждаемые нами уровни  $1^-$  принадлежат двухфононному квинтету, является возбуждение состояний  $1^-$ ,  $4^-$ ,  $5^-$  при неупругом рассеянии протонов /13/ на  $^{144}\text{Sm}$ . Из эксперимента также известно /см. работу /2/ /, что нижайший уровень  $1^-$  в  $^{138}\text{Ba}$  очень слабо возбуждается в реакции  $(d,p)$ , что указывает на очень малую однофононную компоненту в волновой функции этого состояния.

Опираясь на вышеизложенные экспериментальные факты и результаты наших расчетов, можно заключить, что волновые функции наблюдавшихся на эксперименте  $1^-$ -уровней содержат большие компоненты двухфононных состояний  $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_1^-$ . Вероятности  $E1$ -переходов



Таблица

Экспериментальные и теоретические значения величин  $B(E1, 1^- \rightarrow 0^+_{g.s.})$  в одночастичных единицах для уровней  $1^-$

Ядро	Эксперимент		Расчет	
	$E_{1^-}$ , МэВ	$10^3 \times B(E1)_{с.р.у.}$	$E_{1^-}$ , МэВ	$10^3 \times B(E1)_{с.р.у.}$
$^{142}\text{Sm}$			3,2	0,5
$^{144}\text{Sm}$	3,225	$3,5 \pm 0,5$	4,0	3,7
$^{146}\text{Sm}$			3,23	0,8
$^{148}\text{Sm}$	1,465	$0,5 \pm 0,1$	2,65	1,93
$^{140}\text{Nd}$			2,83	0,72
$^{142}\text{Nd}$	3,426	$5,0 \pm 0,5$	3,73	5,27
$^{144}\text{Nd}$	2,186	$1,2 \pm 0,2$	2,66	1,2
$^{146}\text{Nd}$			2,6	2,15
$^{136}\text{Ba}$	3,044	0,4	3,64	0,58
$^{138}\text{Ba}$	4,027	$3,0 \pm 0,3$	4,44	1,97
$^{140}\text{Ba}$			2,9	1,03
$^{138}\text{Ce}$			3,04	0,31
$^{140}\text{Ce}$	3,644	$3,5 \pm 0,5$	4,1	2,93
$^{142}\text{Ce}$			2,8	0,74
$^{88}\text{Zr}$			3,79	0,32
$^{90}\text{Zr}$			5,28	0,92
$^{92}\text{Zr}$			3,83	0,23
$^{94}\text{Zr}$			3,86	0,53
$^{96}\text{Zr}$			3,85	1,63
$^{98}\text{Zr}$			3,24	4,5

на такие состояния имеют характерное поведение для ядер с числом нейтронов, близким к магическим числам.

В заключение авторы выражают благодарность В.Ю.Пономареву за помощь в работе. Мы признательны проф. В.Г.Соловьеву за стимулирующее обсуждение данной работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Metzger F.R. Phys.Rev., 1976, C14, p.543.
2. Swann C.P. Phys.Rev., 1977, C15, p.1967.
3. Metzger F.R. Phys.Rev., 1978, C18, p.2138.
4. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. Nucl.Phys., 1978, A304, p.503.
5. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.580.
6. Стоянов Ч., Юдин И.П. ОИЯИ, Р4-11076, Дубна, 1977.
7. Попомарев В.Ю. et al. Nucl.Phys., 1979, A323, p.446.
8. Christy A., Häusser O. Nuclear Data Tables, 1972, 11, p.281.
9. Вдовин А.И., Стоянов Ч. Изв. АН СССР, сер.физ., 1974, 38, с.2598.
10. Соловьев В.Г., Стоянова О., Стоянов Ч. Изв. АН СССР, сер. физ., 1980, т.44, с.1938.
11. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. ИЛ, М., 1954.
12. Vogel P., Kocbach L. Nucl.Phys., 1971, A176, p.33.
13. Martin R. et al. Nucl.Phys., 1973, A210, p.221.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 марта 1983 года.



## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Voronov V.V., Dao Tien Khoa P4-83-174  
О низколежащих  $1^-$ -состояниях в сферических ядрах

Проведены расчеты вероятностей E1-переходов на низколежащие  $1^-$ -состояния ряда сферических ядер, наблюдавшиеся при упругом рассеянии  $\gamma$ -квантов. Объяснена специфическая зависимость  $B(E1)$ -величин от числа нейтронов в этих ядрах. Показано, что низколежащие  $1^-$ -состояния могут быть проинтерпретированы как двухфононные состояния, построенные из первого квадрупольного и октупольного фононов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Voronov V.V., Dao Tien Khoa P4-83-174  
On Low-Lying  $1^-$  States in Spherical Nuclei

The reduced E1 transition probabilities have been calculated for the low-lying  $1^-$  states, observed in elastic scattering of photons by some spherical nuclei. The explanation is given to a specific dependence of  $B(E1)$  values on the neutron number for these nuclei. It has been shown that the low-lying  $1^-$  states can be interpreted as two-phonon  $2_1^+ \otimes 3_1^-$  excitations. The E1 transitions from these states to the ground states clearly indicate the principal difference between the RPA and TDA.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод авторов.