

22/v-72

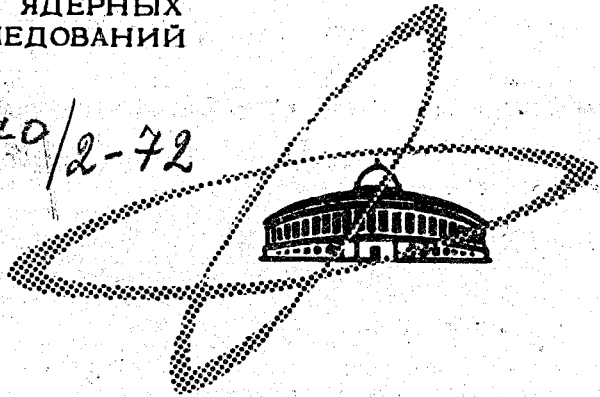
B-253

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1670/2-72

P4 - 6307



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

А.И.Вдовин, Ч.Стоянов, Н.Ю.Ширикова

НИЗКОЛЕЖАЩИЕ 2^+ И 3^- СОСТОЯНИЯ
В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

1972

P4 - 6307

А.И.Вдовин, Ч.Стоянов, Н.Ю.Ширикова

НИЗКОЛЕЖАЩИЕ 2^+ И 3^- СОСТОЯНИЯ
В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Направлено в Известия АН СССР

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Введение

Целью настоящей работы является исследование нижайших 2^+ и 3^- состояний сферических ядер. В рамках полумикроскопического подхода эти состояния изучались как в гармоническом /1-7/, так и в ангармоническом /16-20/ приближениях. В последнем случае исследовались в основном 2^+ состояния, причем учитывалось взаимодействие только между нижайшими по энергии квадрупольными фононами. Мы решили учесть связь квадрупольных колебаний с октупольными и с неколлективными ветвями возбуждений. Это позволяет рассчитать единым образом ангармонические поправки как к 2^+ , так и к 3^- - состояниям. Кроме того, прежде чем обратиться к расчетам ангармонических поправок, мы сочли целесообразным систематически исследовать результаты, получающиеся в гармоническом приближении. Это связано с двумя фактами. Во-первых, в последнее время резко увеличилось число соответствующих экспериментальных данных. Во-вторых, гармоническое приближение лежит в основе большинства ныне существующих попыток улучшить описание низколежащей части спектра сферических ядер (в том числе и используемой в настоящей работе). Заметим, что в расчетах использовался гамильтониан модели "парные + мультиполь-мультипольные силы", а среднее поле описывалось потенциалом Саксона-Вудса.

1. Квадрупольные и октупольные вибрационные состояния сферических ядер в гармоническом приближении

По-видимому, не стоит излагать здесь метод квазибозонного приближения. Заинтересованные лица могут обратиться к работам /3/ или /8/, которым мы следуем и в обозначениях.

Для последующего изложения важны только две формулы.

1. Секулярное уравнение для энергий $\omega_{\lambda i}$ однофоновых состояний с моментом λ и номером i .

$$\frac{1}{\kappa(\lambda)} = \frac{1}{2\lambda + 1} \sum_{j'j} \frac{(f(j'j))_{jj'}^2 [\epsilon(j') + \epsilon(j)]}{[\epsilon(j') + \epsilon(j)]^2 - (\omega_{\lambda i})^2} \equiv X_{\lambda}(\omega). \quad (1)$$

2. Приведенная вероятность E_{λ} -перехода между однофоновым и основным состояниями четно-четного ядра:

$$B(E_{\lambda}, 0 \rightarrow \lambda i) = \{ (1 + e^*) X_{\lambda}^Z(\omega_{\lambda i}) + e^* X_{\lambda}^N(\omega_{\lambda i}) \}^2 \frac{e^2}{[\frac{\partial}{\partial \omega} X_{\lambda}(\omega)]_{\omega = \omega_{\lambda i}}}. \quad (2)$$

Значки N и Z у $X_{\lambda}(\omega)$ означают, что суммирование по jj' в них проводится только по нейтронному или протонному спектрам; e^* - эффективный заряд.

Кратко о выборе параметров среднего поля и констант остаточных взаимодействий. Параметры потенциала Саксона-Вудса взяты из работы /9/ для протонных систем и из работы /10/ - для нейтронных. В обоих случаях мы, правда, изменяли глубину потенциала, чтобы получить правильную энергию связи последнего нуклона. Энергии и волновые функции одночастичных состояний, а также мультипольные матричные элементы между ними рассчитывались по модифицированной программе /13/

Константы сверхтекучего взаимодействия (G_N и G_Z) подбирались так, чтобы наилучшим образом передать парные энергии нейтронных и протонных систем (взяты из работы /11/). Получившиеся величины G_N и G_Z в среднем хорошо следуют закону

$$G_N = \frac{18 \pm 2}{A} \text{ Mev}$$

$$G_Z = \frac{20 \pm 2}{A} \text{ Mev}.$$

При вычислении парных энергий, химических потенциалов и корреляционных функций учитывались уровни среднего поля с энергией $E \leq 5 \text{ Mev}$. Все величины хорошо согласуются с полученными в работе /12/.

Остается вопрос о константах мультиполь-мультипольного взаимодействия. Из очень грубых оценок можно ожидать, что

$$\kappa^{(2)} = \frac{P^{(2)}}{A^{7/3}} \frac{\text{Mev}}{\text{fm}^4}, \quad \kappa^{(3)} = \frac{P^{(3)}}{A^3} \frac{\text{Mev}}{\text{fm}^6}, \quad (3)$$

где $P^{(2)}$ и $P^{(3)}$ постоянны для всех ядер. Эти выражения оправдали себя в деформированных ядрах /8/, есть указания /6/ на применимость первой из них и в сферических. Но достаточно часто использовали /4,5,7/ и другие формулы для $\kappa^{(\lambda)}$ - или выбирали другой показатель степени у A , или же считали $\kappa^{(\lambda)}$ от A вообще не зависящей. Получившийся при этом разброс в значениях $\kappa^{(\lambda)}$ обычно относили за счет грубости исходных посылок.

Мы рассчитали $\kappa^{(2)}$ и $\kappa^{(3)}$ для сферических ядер из областей $88 \leq A \leq 150$, $188 \leq A \leq 220$ по экспериментальным значениям энергий 2_1^+ и 3_1^- - состояний /22/. На рис. 1 и 2 константы изображены как функции A в логарифмическом масштабе. О выполнении формул (3)

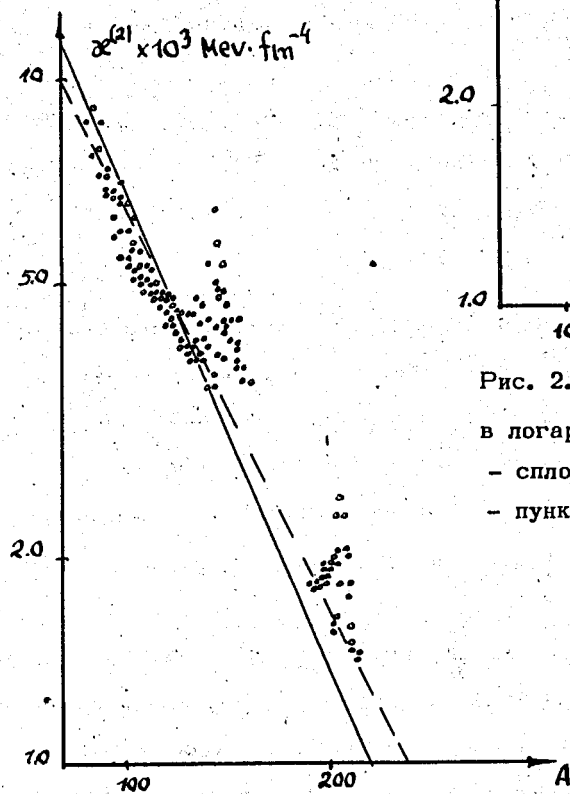


Рис. 1. Зависимость $\kappa^{(2)}$ от A в логарифмическом масштабе, $\kappa^{(2)} \approx A^{-7/3}$
 - сплошная прямая, $\kappa^{(2)} \approx A^{-2}$ - пунктирная прямая.

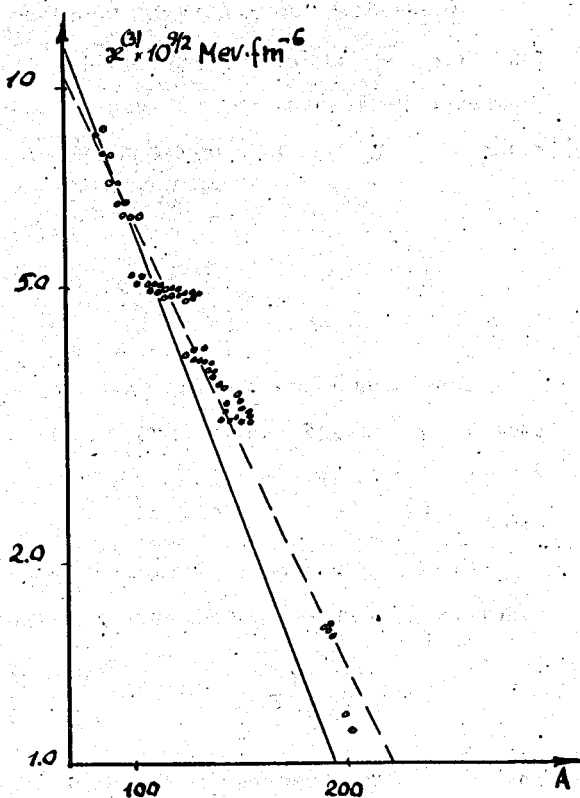


Рис. 2. Зависимость $\kappa^{(3)}$ от A
 в логарифмическом масштабе, $\kappa^{(3)} \approx A^{-3}$
 - сплошная прямая, $\kappa^{(3)} \approx A^{-2}$
 - пунктирная прямая.

можно говорить лишь в самом грубом смысле, несколько лучше для констант $\kappa^{(2)}$ и $\kappa^{(3)}$ выполняется закон $\approx A^{-2}$. Наблюдаются очень резкие всплески величины $\kappa^{(2)}$ вблизи $N = 82, 126, Z = 50, 82$. Кроме того, что даже более важно, вследствие очень сильного понижения ω_{21} и ω_{31} , относительно соответствующих двухквaziчастичных полюсов их значения крайне чувствительны к изменениям констант $\kappa^{(2)}$ и $\kappa^{(3)}$. Это приводит к плохому описанию энергий 2_1^+ и 3_1^- состояний при постоянных $P^{(2)}$ и $P^{(3)}$ даже для изотопов одного элемента. Такие же эффекты наблюдались, хотя и не в столь резкой форме (из-за недостатка экспериментальных данных) и в предыдущих работах (4,5,20), где им, однако, не придавалось большого значения. Общая картина гармонического описания несколько улучшается, если обратиться к вероятностям переходов. Их величины, рассчитанные при значениях констант, которые приведены на рис. 1,2, находятся в хорошем согласии с экспериментом (см. рис. 3,4). Неплохо передаются как величины $V(E\lambda; 0 \rightarrow \lambda)$, так и характер их изменения в зависимости от A .

Общий характер результатов не изменялся, когда мы проводили расчеты с другими схемами (согласованно меняя и $G_{N,Z}$). Мы также проверили, как сказывается на результатах число уровней среднего поля, по которым ведется суммирование в формулах 1,2. Суммирование проводилось:

1. По уровням незаполненной оболочки, к которым было добавлено по одному ближайшему уровню из соседних оболочек.

2. По всем уровням среднего поля с энергией $E \leq 5 \text{ Mev}$.

В первом случае наблюдались значительно более резкие колебания констант $\kappa^{(2)}$ и $\kappa^{(3)}$, чем во втором, в остальном же результаты совпадали. Конечно, выбирался разный эффективный заряд для случаев 1 и 2 - $e^* = 0.4$ - для первого, $e^* = 0.05$ - для второго.

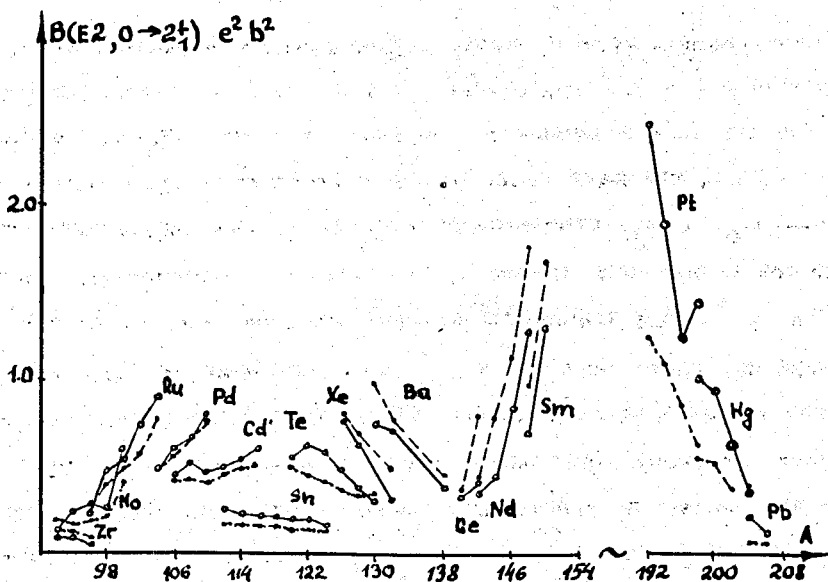


Рис. 3. $B(E2, 0 \rightarrow 2_1^+) e^2 b^2$. —○— эксперимент, - - - - - теория.

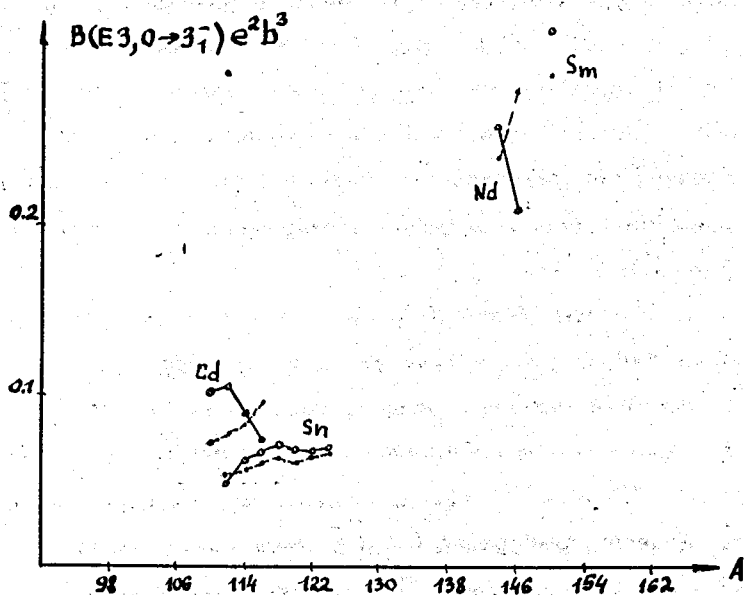


Рис. 4. $B(E3, 0 \rightarrow 3_1^-) e^2 b^3$. —○— эксперимент, - - - - - теория.

В чем же причина неудовлетворительного поведения констант κ ⁽²⁾ и κ ⁽³⁾? Даже при беглом взгляде на экспериментальные энергии 2_1^+ уровней в сферических ядрах легко заметить, что они как раз там достаточно высоки, чтобы применять квазибозонное приближение, где плохо работает сверхтекучая модель (т.е. в ядрах с магическим или очень близким к магическому числу нуклонов какого-либо сорта). И, наоборот, - в ядрах, где сверхтекучая модель хорошо работает, оказывается слишком низкой энергия 2_1^+ состояния (300-400 keV) и, как следствие, малоприспособно квазибозонное приближение. По-видимому, эти "ножницы" и объясняют наши результаты. Здесь следует упомянуть о работе ^{/15/}, авторы которой учли обратное влияние фононных возбуждений на квазичастицы как раз в тех ядрах, где низка энергия первого вибрационного 2_1^+ уровня. Возможно, такие поправки улучшат положение в сферических ядрах. В работе ^{/14/} также предложен способ исправления положения с 2_1^+ уровнями. Однако при этом вводится новое взаимодействие (в канале частица-частица) и, как следствие, новая константа.

II. Свойства нижайших 2^+ и 3^- состояний сферических четно-четных ядер в ангармоническом приближении.

В одной из попыток объяснения ангармонических эффектов (^{/19,20/}) ответственным за их появление принималось взаимодействие квазичастиц с фононами, которым в четно-четных ядрах при использовании обычного варианта квазибозонного приближения пренебрегали. Хотя соответствующий член в гамильтониане содержит операторы квазичастиц, его можно (используя метод, впервые предложенный в ^{/18/}), записать только через операторы фононов, этот член как раз и смешивает состояния с разным их числом. Затем, записывая волновую функцию состояния с моментом J (индексы $J_i \nu$) в виде суперпозиции одно- и двухфононных компонент:

$$\Psi_{\nu}(JM_i) = R(Ji_{\nu}) \{ Q_{JMi}^{+} + \sum_{\substack{\lambda_1 \mu_1 i_1 \\ \lambda_2 \mu_2 i_2}} P_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(Ji_{\nu}) \langle \lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2 | JM \rangle Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^{+} Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^{+} \} |0\rangle_{\rho b}; \quad (4)$$

где $|0\rangle_{\rho b}$ - фоновый вакуум, мы можем с помощью вариационного принципа найти энергию состояния Ji_{ν} ($\eta_{Ji_{\nu}}$), а также коэффициенты R и P . Если нас интересуют 2^{+} - состояния, то состояние с индексами 211 будет соответствовать 2_1^{+} экспериментальному состоянию, 212 - 2_2^{+} экспериментальному состоянию и т.д. Уравнение для $\eta_{Ji_{\nu}}$ имеет вид:

$$\omega_{Ji} - \eta_{Ji_{\nu}} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} \frac{[U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(Ji)]^2}{\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} - \eta_{Ji_{\nu}}}, \quad \text{где} \quad (5)$$

$U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(Ji)$ - величина, выражающаяся через коэффициенты в волновых функциях гармонических фононов, которые считаются известными. Вероятности перехода $B(EJ, 0 \rightarrow Ji_{\nu}) \approx R^2(Ji_{\nu})$, $Q_2(Ji_{\nu}) \approx R^2(Ji_{\nu}) P_{Ji}^{21}(Ji_{\nu})$.

В проводившихся до сего времени расчетах ^{/19,20/} в гамильтониане и волновой функции сохранялись только те члены, которые соответствуют нижайшему по энергии квадрупольному фонону. Исследования, в которых изучалось влияние на ангармонические эффекты неколлективных возбуждений и октупольных колебаний, проводились только на примере деформированных и переходных ядер ^{/21/}. Мы также учитывали эти степени свободы в наших расчетах.

Из секулярного уравнения (5) легко сделать некоторые качественные выводы. Во-первых, отношение η_{J12} / η_{J11} всегда больше 2 и тем больше, чем большее число возбуждений мы принимаем во внимание. Во-вторых, если мы хотим получить величины η_{211} и η_{311} равными экспериментальным энергиям 2_1^{+} и 3_1^{-} - состояний соответственно, то

следует уменьшить значения $\kappa^{(2)}$ и $\kappa^{(3)}$, по сравнению с теми, что получены в части 1. Это уменьшение будет более значительным в ядрах с магическим числом нуклонов, и полученный в части 1 настоящей работы всплеск в величине $\kappa^{(2)}$ будет уменьшаться.

Теперь о результатах численных расчетов. В них использовались схемы и константы $G_{N,Z}$, выбранные в части 1. Обрезание уровней среднего поля соответствовало пункту 1 той же части 1; $e^* = 0,5$. Наилучшего согласия с экспериментом нам удалось достичь в изотопах Sn и Te (см. таблицу, где приведены и экспериментальные данные, взятые из /23/). Но даже здесь у нас завышена $B(E2, 0 \rightarrow 2_1^+)$ и знак квадрупольного момента 2_1^+ состояния совпадает с экспериментальными в 50% случаев. В других же ядрах (Ru , Pd , Nd , Sm) не удастся удовлетворительно описать одновременно энергии 2_1^+ и 2_2^+ состояний, и величины $B(E2, 0 \rightarrow 2_1^+)$, $B(E2, 0 \rightarrow 2_2^+)$. Изменение в разумных пределах схем и констант $G_{N,Z}$ качественно не меняет результатов. Все дело здесь в очень быстром усилении ангармоничности при удалении от ядер с магическим числом нейтронов или протонов. Это подтверждается и резким увеличением коэффициента P_{21}^{21} (211) (характеризующим величину ангармоничности) в Cd , Ru по сравнению, например, с Sn , и значительно более сильным понижением η_{211} по сравнению с ω_{21} в этих ядрах. В то же время расчеты в тяжелых ядрах, близких к магическим, и магических (Pb , тяжелые изотопы Hg) вновь демонстрируют слабую ангармоничность. Все это наводит на мысль о том, что ограничиваться только двухфононной примесью нельзя. Однако работы /19,20/ не указывают на улучшение результатов, при учете трехфононных примесей.

Интересна структура волновой функции (4) для разных состояний. *A priori* ясно, и это подтверждается расчетами, что для 2_1^+ - состояния самый большой коэффициент из двухфононных - P_{21}^{21} (211), для

Таблица

Элемент	Энергия 2_1^+		$B(E2, 0 \rightarrow 2_1^+)$		$Q_2(2_1^+)$		Энергия 2_1^+		$B(E2, 0 \rightarrow 2_1^+)$		$Q_2(2_1^+)$		$B(E3, 0 \rightarrow 3_1^-)$		$Q_2(3_1^-)$	
	Теор.	эксп.	Теор.	эксп.	Теор.	эксп.	теор.	эксп.	Теор.	эксп.	Теор.	эксп.	Теор.	эксп.	Теор.	эксп.
^{124}Te	562	603	0.47	0.60	-0.49		1697	1326	0.133	0.005	0.69	2294	0.13	-	-0.28	
^{126}Te	563	670	0.49	0.49	-0.11	-0.4 ± 0.1 -0.2 ± 0.08	1509	1430	0.01	0.012	0.22	1969	0.12	-	-0.36	
^{127}Te	675	743	0.38	0.39	0.21	-0.27 ± 0.13 -0.11 ± 0.10	1855	1522	0.03	0.011	-0.38	2188	0.12	-	-0.26	
^{130}Te	450	846	0.35	0.30	0.39	-0.19 ± 0.15 -0.12 ± 0.15	2067	1633	0.10	-	-0.60	2475	0.13	-	-0.17	
^{132}Sn	1138	1258	0.208	0.256	+0.20	-0.15 ± 0.18	2719	-	0.029	-	-0.34	2194	0.041	0.0490	0.32	
^{134}Sn	1300	1299	0.237	0.23	-0.11	-	2621	-	0.0054	0.001	0.18	2137	0.047	0.0620	0.26	
^{136}Sn	1137	1293	0.233	0.216	-0.30	$+0.07 \pm 0.16$ $+0.6 \pm 0.3$	2825	2230	0.05	0.0012	0.45	2375	0.053	0.0670	0.15	
^{138}Sn	1225	1231	0.210	0.216	-0.26	-0.23 ± 0.16	2997	2040	0.036	0.0022	0.26	2681	0.055	0.0720	-0.05	
^{140}Sn	1181	1171	0.210	0.203	-0.24	$+0.09 \pm 0.10$	2873	-	0.036	0.0019	0.41	2256	0.063	0.0690	-0.22	
^{142}Sn	1138	1140	0.210	0.196	-0.18	$+0.07 \pm 0.17$	2676	2412	0.016	0.0011	0.29	2553	0.049	0.0680	-0.28	
^{144}Sn	1138	1138	0.202	0.161	-0.05	$+0.07 \pm 0.17$ -0.46 ± 0.15	2605	2438	0.0009	0.0004	0.08	2438	0.048	0.0690	-0.31	

$3_1^- - P_{31}^{21}$ (311). Любопытно, что в ядрах со слабой ангармоничностью коэффициенты P_{21}^{21} (211) и P_{31}^{31} (211) практически равны (и, конечно, малы), в то время как в ядрах, где ангармоничность сильна, P_{21}^{21} (211) на порядок больше, чем P_{31}^{31} (211). Это связано с сильными колебаниями величины P_{21}^{21} (211) от ядра к ядру, в то время как коэффициент P_{31}^{31} (211) при этом меняется слабо. Следует указать, что влияние ангармонических эффектов на 3_1^- состояние не менее сильно, чем на 2_1^+ . Коэффициенты P , соответствующие неколлективным фононам в волновых функциях 2_1^+ и 3_1^- состояний, на порядок меньше основных коэффициентов. Однако, если учесть большое число таких возбуждений, уменьшатся величины $B(E\lambda)$ и Q_2 , а это не всегда желательно. Кроме того, как уже указывалось, при этом увеличивается отношение η_{J12} / η_{J11} .

Мы не учитывали в волновой функции (4) вклад однофононных состояний с $i > 1$. Возможно, что включение их в волновую функцию улучшит результаты. Благоприятное воздействие на $B(E 2, 0 \rightarrow 2_2^+)$ должен оказать также учет примеси трехфононного состояния в основном (она появляется из-за взаимодействия квазичастиц с фононами). Но эти вопросы требуют более подробного анализа.

В заключение авторы благодарят всех участников семинара ЛТФ ОИЯИ по теории ядра за полезные замечания. Мы выражаем также глубокую признательность В.Г. Соловьеву и Р.В. Джолосу за ценные и стимулирующие обсуждения, Л.А. Малову - за внимание и помощь в работе.

Литература

1. M. Baranger. Phys. Rev., 120, 957 (1960).
2. L. S. Kisslinger and R. A. Sorensen. Rev. Mod. Phys., 35, 853 (1963).

3. S.Yoshida. Nucl.Phys., 38, 380 (1962).
4. Б.Л. Бирбраир, К.И. Ерохина, И.Х. Лемберг. Изв. АН СССР, сер. физ., 27, 150 (1963).
5. С.Ж. Веже. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 35, n 1 (1966).
6. R.A.Uher, R.A. Sorensen.Nucl.Phys., 86, 1 (1966).
7. R.J.Lombard. Nucl.Phys., A114, 449 (1968).
8. В.Г. Соловьев. Теория сложных ядер. Изд-во "Наука", М., 1971, гл. 9,10.
9. П.Э. Немировский, В.А. Чепурнов. ЯФ, 3, 998 (1966).
10. K.Takeuchi, P.A.Moldauer. Phys.Lett., 28B, 384 (1969).
11. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, И.Д. Христов. ЯФ, 8, 1186 (1967).
12. А.И. Вдовин, А.Л. Комов. Л.А. Малов. ОИЯИ, Р4-5125, Дубна, 1970.
13. Н.Ю. Ширикова. ОИЯИ, Р5-3712, Дубна, 1968.
14. В.Л. Birbrair, К.И. Erokhina, I.Kh. Lemberg. Nucl.Phys., A145, 129 (1970).
15. K.Neergard, P.Vogel. Nucl.Phys., A149, 209 (1970).
16. S.T.Beliaev, V.G.Zelevinsky. Nucl.Phys., 39, 582 (1962).
17. T.Marumori, M.Yamamura and Tokunaga. Progr.Theor.Phys., 31, 1009 (1964).
18. B.Sørensen. Nucl.Phys., A97, 1 (1967); A119, 65 (1968); A142, 392, 411 (1970).
19. Е.Б. Бальбуцев, Р.В. Джолос. ЯФ 7, 788 (1968).
20. S.R.Almonev and J.G. Eorse. Nucl.Phys., A171, 660 (1971).
21. R.V.Jolos, V.G.Soloviev, K.M.Zheleznova. Phys.Lett., 25B, 393 (1967); R.V.Jolos, U.M.Finer, V.G.Soloviev, K.M. Zheleznova, Phys.Lett., 27B, 614 (1968).
22. M.Sakai. Institute for Nuclear Study University of Tokyo, INS-J-127, June 2, 1971.

23. Stelson et al. Phys.Rev., C2, 2015 (1970);
G. Bruge et al. Nucl. Phys., A146, 697 (1970);
A. Christy et al. Nucl. Phys., A142, 591 (1970);
I. Bergström et al. Nucl.Phys., A123, 99 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 марта, 1972 года.