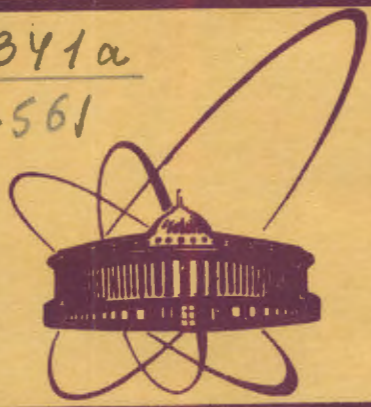


СЗУ1а

Н-561



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

4887/2-79

3/12-79

P4 - 12513

В.О.Нестеренко

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ  
M2- И M3-ПЕРЕХОДОВ  
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1979

P4 - 12513

В.О.Нестеренко

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ  
M2- И M3-ПЕРЕХОДОВ  
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ



Нестеренко В.О.

P4 - 12513

Полумикроскопическое описание M2- и M3-переходов в деформированных ядрах

В рамках RPA в  $^{154}\text{Sm}$  и  $^{166}\text{Er}$  рассчитаны силовые функции приведенной вероятности M2- и M3-переходов для широкой области энергии возбуждения ядра. Исследована структура однофононных спин-дипольных и спин-квадрупольных состояний, на которые или на ротационные полосы которых идут M2- и M3-переходы. Показано, что в области от 5 до 12 МэВ возможно существование гигантского M2-резонанса.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

P4 - 12513

Nesterenko V.O.

A Semimicroscopic Description of M1 and M2 Transitions in Deformed Nuclei

Within the RPA strength functions of a reduced probability of M2 and M3 transitions are calculated in  $^{154}\text{Sm}$  and  $^{166}\text{Er}$  for a wide region of nuclear excitation energy. The structure of one-phonon spin-dipole and spin-quadrupole states is investigated, to which or to whose rotational bands M2 and M3 transitions go. It is shown that in the region from 5 up to 12 MeV the existence of a giant M2-resonance is possible.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

В последнее время большой интерес вызывают магнитные гигантские резонансы /МГР/. Если для дипольного МГР уже имеется достаточно много как экспериментальных, так и теоретических работ, то изучение МГР с  $\lambda > 1$  находится еще в начальной стадии. Экспериментальные указания о существовании МГР с  $\lambda > 1$  пока имеются только для небольшого числа сферических ядер /см., например, /1-5/. Для деформированных ядер эксперимент по МГР с  $\lambda > 1$  отсутствует вовсе.

В связи с этим тем более интересным представляется теоретически оценить возможность существования МГР с  $\lambda > 1$  в деформированных ядрах. С этой целью в настоящей работе проводится исследование силовой функции приведенной вероятности M2- и M3-переходов из основного состояния ядра на состояния с  $I^\pi = 2^-$  и  $3^+$  для широкого интервала энергии возбуждения. Кроме того, рассматривается структура однофононных спин-дипольных и спин-квадрупольных состояний, на которые или на ротационные полосы которых идут M2- и M3-переходы. Такие исследования помимо всего прочего также показывают, в какой степени надо учитывать спин-дипольные и спин-квадрупольные однофононные состояния в ангармонических расчетах.

Вычисления проводились в рамках полумикроскопической модели /8,7/ в RPA. Основные формулы, использованные в вычислениях, имеются в /8/. Гамильтониан модели состоит из среднего поля в форме потенциала Саксона-Вудса, спаривательного взаимодействия и остаточных спин-мультипольных сил. В расчетах для M2-переходов использовались спин-дипольные остаточные силы, а для M3-переходов - спин-квадрупольные. Параметры потенциала Саксона-Вудса брались из /9/. Константы спаривательного взаимодействия подбирались по парным энергиям. Одночастичные уровни брались из оболочек с главным квантовым числом  $N = 2 \div 9$  для нейтронов и с  $N = 1 \div 9$  для протонов в интервале энергий от -36 до +40 МэВ. В расчетах для  $^{166}\text{Er}$ , например, использовалось 104 нейтронных и 132 протонных уровня, а также ~5300 спин-дипольных и ~7300 спин-квадрупольных матричных элементов.

Для вычисления изоскалярной и изовекторной констант  $k_0^{(\lambda)}$  и  $k_1^{(\lambda)}$  остаточных спин-мультипольных сил использовались

два варианта формул:

$$\kappa_0^{(\lambda)} = \kappa_1^{(\lambda)} = \frac{4\pi \cdot 44}{A \langle r^{2\lambda-2} \rangle} \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^{-(2\lambda-2)}, \quad /1/$$

$$\kappa_0^{(\lambda)} = \kappa_1^{(\lambda)} = \frac{4\pi \cdot 28}{A \langle r^{\lambda-1} \rangle^2} \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^{-(2\lambda-2)}. \quad /2/$$

Формула /1/ с точностью до численного коэффициента совпадает с выражением для спин-мультипольных констант, с помощью которого в /10/ проводились расчеты Мл-перехода для  $^{208}\text{Pb}$ . В /11,12/ из расчетов дипольных магнитных моментов для нечетных ядер было найдено, что в среднем для редкоземельной области  $\kappa_0^{(1)} = \kappa_1^{(1)} \approx 4\pi \cdot 0,26$ . С помощью этой оценки при  $A=166$  /середина редкоземельной области/ был вычислен численный коэффициент в /1/.

Формула /2/ взята из работы /13/, где она использовалась для расчета М2-резонансов в сферических ядрах в рамках модели /8,7,14/. В этой формуле численный коэффициент подобран по известным из эксперимента характеристикам дипольного МГР в сферических ядрах.

В соответствии с /11,12/ расчеты проводились с вакуумными значениями спинового и орбитального гиромагнитных отношений.

Силовая функция приведенной вероятности Мл-переходов из основного состояния ядра на возбужденные с  $I^\pi K = \lambda^{(-1)}_\mu$  имеет вид:

$$b(M\lambda, \omega) = \sum_i V(M\lambda, 0^+ 0 \rightarrow \omega \lambda_{\mu i}) \rho(\omega - \omega_{\lambda \mu i}).$$

Здесь  $V(M\lambda, 0^+ 0 \rightarrow \omega \lambda_{\mu i})$  - приведенная вероятность Мл-перехода;  $\omega_{\lambda \mu i}$  - энергия однофононного состояния, на которое или на ротационную полосу которого идет Мл-переход;  $i$  - номер корня секулярного уравнения;

$$\rho(\omega - \omega_{\lambda \mu i}) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\omega - \omega_{\lambda \mu i})^2 + (\Delta/2)^2}.$$

Параметр усреднения  $\Delta$  взят равным 0,8 МэВ, что много меньше энергетических интервалов локализации рассматриваемых структур.

Силовая функция, суммарная по  $K$ , имеет вид:

$$b(M\lambda, \omega) = \sum_{\mu=0}^{\lambda} b(M\lambda, \omega).$$

Рассмотрим результаты расчетов. Они представлены на рис. 1 и 2 и в таблице. На рисунках на примере  $^{166}\text{Er}$  и  $^{154}\text{Sm}$  для разных значений констант остаточного взаимодействия

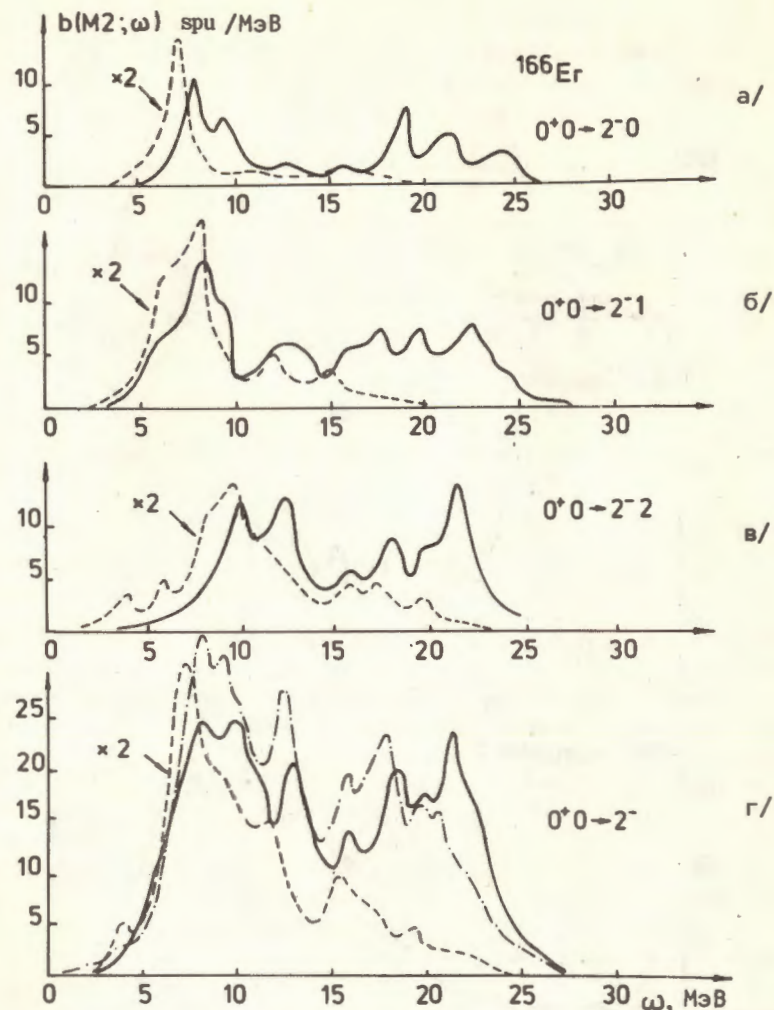


Рис. 1. Силовые функции  $b(M2, \omega)$  в  $^{166}\text{Er}$  для разных  $K$  и суммарные по  $K$ . Расчеты проведены при  $\kappa_0^{(2)} = \kappa_1^{(2)} = 0$  /пунктирная кривая/ и при значениях констант, полученных по формулам /1/ /сплошная кривая/ и /2/ /штрих-пунктирная кривая/.

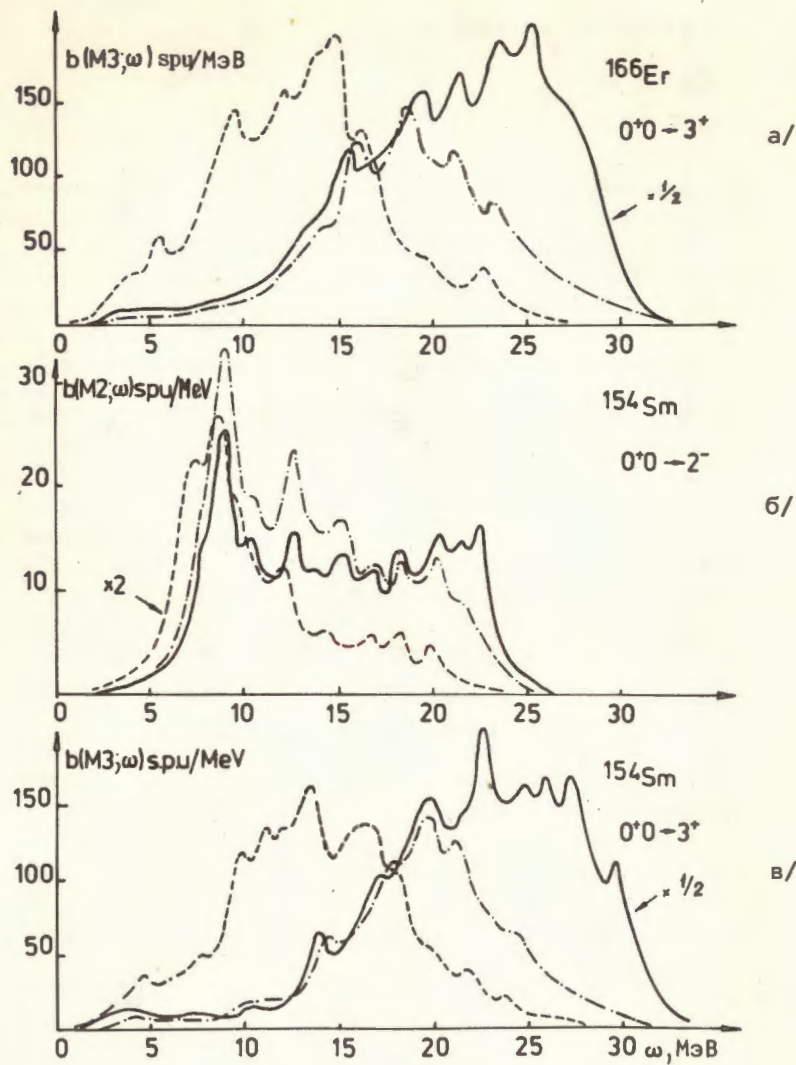


Рис. 2. Суммарные по К силовые функции  $b(M2, \omega)$  и  $b(M3, \omega)$  в  $^{166}\text{Er}$  и  $^{154}\text{Sm}$ . Расчеты проведены при  $\kappa_0^{(2)} = \kappa_1^{(2)} = \kappa_0^{(3)} = \kappa_1^{(3)} = 0$  /пунктирная кривая/ и при значениях констант, полученных по формулам /1/ /сплошная кривая/ и /2/ /штрих-пунктирная кривая/.

Таблица

Вклады  $S(\%)$  состояний  $\kappa_\lambda = 2$  и  $3$  в модельное EWSR в  $^{166}\text{Er}$  для разных энергетических интервалов  $\Delta\omega$  /МэВ/ при значениях констант остаточного взаимодействия, равных нулю, а также полученных по формулам /2/ и /1/

$\lambda$	$\kappa_0^{(\lambda)} = \kappa_1^{(\lambda)}$ МэВ · Фм <sup>-(2λ-2)</sup>	S					
		0-5	5-10	10-15	15-25	25-35	0-35
2	0	4	39	26	28	2	99
	$-0,76 \cdot 10^{-1}$	2	20	25	49	3	99
	$-0,13$	1	15	19	58	7	100
3	0	2	13	37	42	6	100
	$-0,22 \cdot 10^{-2}$	1	2	11	70	15	99
	$-0,41 \cdot 10^{-2}$	0	1	5	53	38	97

изображены характерные силовые функции приведенной вероятности M2- и M3-переходов из основного состояния  $0^+_0$  на состояния с фиксированной проекцией К и силовые функции, суммарные по К. В таблице также для разных значений констант  $\kappa_0^{(2)}$ ,  $\kappa_1^{(2)}$  и  $\kappa_0^{(3)}$ ,  $\kappa_1^{(3)}$  приведены вклады спин-дипольных и спин-квадрольных состояний в модельное энергетически взвешенное правило сумм (EWSR)<sup>8/</sup> для разных энергетических интервалов.

На рис. 1 и 2 видно, что в одночастичном приближении силовые функции  $b(M2, \omega)$  и  $b(M3, \omega)$  имеют максимумы соответственно при энергиях 7,5 - 8,5 МэВ и 13 - 16 МэВ. Это понятно, так как  $2^-$  переходы в основном являются переходами в соседнюю оболочку с энергией  $\hbar\omega \approx 41^{-1/3}$  МэВ /~7,5 МэВ для  $^{166}\text{Er}$  и  $^{154}\text{Sm}$  /, а  $3^+$ -переходы - в основном переходами через оболочку с энергией  $2\hbar\omega \approx 82^{-1/3}$  МэВ /~15 МэВ для  $^{166}\text{Er}$  и  $^{154}\text{Sm}$  /. Остаточное взаимодействие выталкивает часть M2- и M3-силы вверх по энергии, в результате чего эта сила распределяется по широкой области до 25 МэВ для M2-переходов и до 30-35 МэВ для M3-переходов.

На рис. 1 и 2 показано, что для M2-переходов в интервале от 5 до 12 МэВ расположена достаточно хорошо выделенная область повышенной коллективности, имеющая место при всех

трех наборах значений констант остаточного взаимодействия. Интересно, что в работе /18/ расчеты, проведенные в ангармоническом приближении для сферических ядер, также указали на концентрацию силы M2-переходов в интервале от 6 до 10 МэВ. На рис. 1 и 2 видно, что за исключением указанной области в  $b(M2, \omega)$  в силовых функциях  $b(M2, \omega)$  и  $b(M3, \omega)$  нельзя более выделить какие-либо структуры, подобные гигантским резонансам. Можно говорить только о распределении M2- и M3-силы по широкому интервалу энергии. Данные выводы остаются в силе и при  $\kappa_0^{(2)} = \kappa_0^{(3)} = 0$ , т.е. при включении (пр) - взаимодействия.

При значениях  $\kappa_0^{(\lambda)}$  и  $\kappa_1^{(\lambda)}$ , полученных по формуле /1/, было проведено исследование структуры отдельных спин-дипольных и спин-квадрольных однофоновых состояний для разных энергетических областей. Расчеты для  $^{154}\text{Sm}$  и  $^{166}\text{Er}$  показали, что для обеих мультипольностей низколежащие состояния с энергией до 5 МэВ являются фактически двухквазичастичными с  $B(M2)_{\text{max}} < 0,5 \text{ sp.u.}$  и  $B(M3)_{\text{max}} < 5 \text{ sp.u.}$ . Относительно большие значения  $B(M3)$  получаются здесь за счет сильных одночастичных матричных элементов. Расчеты для  $\lambda=2$  также показали, что при энергиях от 7 до 12 МэВ, т.е. в области возможного M2-резонанса, доминируют 15-30 состояний с  $1 \text{ sp.u.} < B(M2) < 10 \text{ sp.u.}$ , которые исчерпывают более 90% модельного EWSR для данной области. Вклад максимальной двухквазичастичной компоненты в этих состояниях не превышает 60%, но только в немногих из них опускается ниже 50%. При более высоких энергиях возбуждения также можно выделить 10-30 состояний с  $1 \text{ sp.u.} < B(M2) < 10 \text{ sp.u.}$ , исчерпывающих до 80% модельного EWSR для области от 12 до 25 МэВ. Эти состояния являются сильно коллективизированными. Они образованы из большого числа двухквазичастичных компонент, причем вклад в нормировку состояния максимальной из них не превышает 30-50%. Исследование октупольных состояний показало, что при энергиях более 5 МэВ основной вклад в модельное EWSR /70-90%/ вносят коллективные состояния с  $1 \text{ sp.u.} < B(M3) < 10 \text{ sp.u.}$ . Таких состояний имеется не менее 50.

Вклад в модельное EWSR в  $^{166}\text{Er}$  для разных проекций составляет 18, 38, 44% соответственно для  $I^\pi K = 2^-0, 2^-1, 2^-2$  и 14, 29, 30, 27% для  $I^\pi K = 3^+0, 3^+1, 3^+2, 3^+3$ . Для других ядер расчеты дают аналогичные результаты.

В заключение резюмируем полученные результаты: 1/ в деформированных ядрах при  $\lambda=2$  в интервале от 5 до 12 МэВ имеется достаточно хорошо выделенная группа пиков, которую можно рассматривать как гигантский M2-резонанс; 2/ в случае  $\lambda=3$  структур, подобных гигантскому резонансу, не обнаружено.

Автор выражает благодарность за советы и интересные обсуждения В.Г.Соловьеву, Л.А.Малову, А.И.Вдовину, В.В.Воронину, Ч.Стоянову и И.П.Юдину.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lindgren R.A. et al. Phys. Rev. Lett., 1975, 35, p.1423. Lindgren R.A. et al. Phys. Rev., 1976, C14, p.1789.
2. Frey R. et al. Phys. Lett., 1978, 74B, p.45.
3. Knüpfner W. et al. Phys. Lett., 1978, 77B, p.367.
4. Richter A. Proc. Sendai Conf. on Electro-and Photo-excitations. ed. Y. Kawazoe (Supp. Research Rep. Lab. Nucl. Sci. Tonoku Univ., Tomizawa, Sendai, Jap. 1977), p.195.
5. Torizuka Y. Inv. Talk presented at the "Colloque Franco-Japanais sur Spectroscopie Nucleaire at Reaction Nucleaire", Dogashima, Japan, 1976.
6. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
7. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.580.
8. Нестеренко В.О. ОИЯИ, Р4-12490, Дубна, 1979.
9. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.357; Иванова С.П. и др. ЭЧАЯ, 1976, т.7, с.450.
10. Castel B., Hamamoto I. Phys. Lett., 1976, 65B, p.27.
11. Gabrakov S.I. et al. Nucl. Phys., 1972, A182, p.625.
12. Кулиев А.А., Пятов Н.И. ЯФ, 1969, 9, с.313.
13. V. Ju. Ponomarev. et al. JINR, E4-12112, Dubna, 1979.
14. Soloviev V.G. JINR, E4-11012, Dubna, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 июня 1979 года.