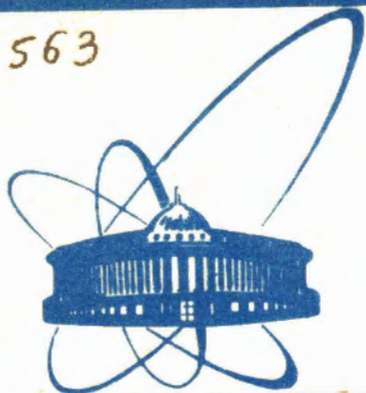


ЛЭП

П-563



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

3734/4-80

P4-80-392

В.Ю.Пономарев, А.И.Вдовин

СЕПАРАБЕЛЬНЫЕ СПИН-МУЛЬТИПОЛЬНЫЕ СИЛЫ
И МАГНИТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

1980

Среди интенсивно изучающихся в последние годы новых гигантских резонансов повышенным вниманием пользуются резонансы магнитного типа. Дополнительный интерес к ним стимулируется открытием в ряде сферических ядер магнитного квадрупольного резонанса, а также возникшей недавно дискуссией о существовании М1-резонанса^{/2/} и причинах его "исчезновения" в средних и тяжелых атомных ядрах^{/3,4/}. Эти резонансы пользуются наибольшим вниманием теоретиков. Помимо работ, выполненных в рамках теории конечных ферми-систем^{/5,6/}, свойства магнитных дипольного и квадрупольного резонансов изучались также и в работах^{/7-9/} в рамках квазичастично-фононой модели, где в качестве остаточного взаимодействия используются сепарабельные мультипольные и спин-мультипольные силы с простой радиальной зависимостью τ^λ /10/. В частности, однофононные $M\lambda$ -состояния генерируются эффективным взаимодействием вида

$$V_{\beta\lambda}^L(\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2) = \frac{1}{2} \left\{ \alpha_0^{(\lambda)} + \alpha_1^{(\lambda)} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \right\} \tau_1^\lambda \tau_2^\lambda \sum_M [\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{Y}_{\lambda\mu}(\vartheta_1\varphi_1)]_{LM} [\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{Y}_{\lambda\mu}(\vartheta_2\varphi_2)]_{L-M} \quad (1)$$

где $L = \lambda + 1$.

Это означает, что М1-состояния генерируются $\vec{\sigma} \vec{\sigma}$ -силами, не зависящими от пространственных координат нуклонов, а М2-состояния генерируются сепарабельными спин-дипольными силами. В то же время правила отбора для одночастичных матричных элементов таковы, что в структуру 1^+ - и 2^- -состояний могут давать вклад соответственно спин-квадрупольные и спин-октупольные силы. Влияние спин-квадрупольных сил на М1-резонанс изучалось в работе^{/11/} на примере магического ядра ^{208}Pb . В настоя-



шей работе рассмотрен более широкий круг ядер, в том числе и ядра с развитым спариванием, кроме того, исследуется влияние спин-октупольных сил на структуру 2^- -состояний. Расчеты выполнены в приближении случайной фазы.

2. Уравнения для энергий и структуры однофоновых $M\lambda$ -состояний

Гамильтониан ядра в квазичастично-фононной модели включает член, описывающий движение независимых нуклонов в среднем поле, остаточное спаривательное нейтрон-нейтронное и протон-протонное взаимодействия и сепарабельные изоскалярные и изовекторные мультипольные $V_\lambda(\vec{z}_1, \vec{z}_2)$ и спин-мультипольные $V_{\sigma\lambda}^L(\vec{z}_1, \vec{z}_2)$ силы, генерирующие фононные возбуждения с различными моментами и четностями.

$$\mathcal{H} = H_{Sp} + H_{pair} + \sum_{\lambda} V_{\lambda}(\vec{z}_1, \vec{z}_2) + \sum_{\lambda L} V_{\sigma\lambda}^L(\vec{z}_1, \vec{z}_2). \quad (2)$$

Поскольку нас интересуют только $M\lambda$ -состояния и мы ограничиваемся приближением случайной фазы, т.е. не будем принимать во внимание взаимодействие $M\lambda$ -фононов с многофононными состояниями, в (2) из всех $V_{\lambda}(\vec{z}_1, \vec{z}_2)$ и $V_{\sigma\lambda}^L(\vec{z}_1, \vec{z}_2)$ сохраняются только следующие:

$$\begin{aligned} & V_{\sigma\lambda-1}^{\lambda}(\vec{z}_1, \vec{z}_2) + V_{\sigma\lambda+1}^{\lambda}(\vec{z}_1, \vec{z}_2) = \\ & = \frac{1}{2} \left\{ \alpha_0^{(\lambda-1, \lambda)} + \alpha_1^{(\lambda-1, \lambda)} \vec{z}_1 \vec{z}_2 \right\} \sum_{\mu'} \tau_1^{\lambda-1} \tau_2^{\lambda-1} \left[\vec{\sigma}_1 Y_{\lambda-1, \mu'}(\Omega_1) \right]_{\lambda, \mu'} \left[\vec{\sigma}_2 Y_{\lambda-1, \mu'}(\Omega_2) \right]_{\lambda, \mu'} \end{aligned} \quad (3)$$

$$+ \frac{1}{2} \left\{ \alpha_0^{(\lambda+1, \lambda)} + \alpha_1^{(\lambda+1, \lambda)} \vec{z}_1 \vec{z}_2 \right\} \sum_{\mu'} \tau_1^{\lambda+1} \tau_2^{\lambda+1} \left[\vec{\sigma}_1 Y_{\lambda+1, \mu'}(\Omega_1) \right]_{\lambda, \mu'} \left[\vec{\sigma}_2 Y_{\lambda+1, \mu'}(\Omega_2) \right]_{\lambda, \mu'}.$$

Минимизируя среднее значение \mathcal{H} по однофононному состоянию

$$Q_{\lambda, \mu}^+ \Psi_0 = \frac{1}{2} \sum_{j, j_2} (\psi_{j, j_2}^{\lambda i} [\alpha_{j, m}^+ \alpha_{j, m}^+]_{\lambda, \mu} - (-)^{j_2} \psi_{j, j_2}^{\lambda i} [\alpha_{j_2, m} \alpha_{j, m}]_{\lambda, \mu}) \Psi_0 \quad (4)$$

при условии

$$\langle \Psi_0 | Q_{\lambda, \mu} Q_{\lambda, \mu}^+ | \Psi_0 \rangle = \frac{1}{2} \sum_{j, j_2} (\psi_{j, j_2}^{\lambda i})^2 - (\psi_{j, j_2}^{\lambda i})^2 = 1, \quad (5)$$

мы получаем следующее уравнение для определения энергии однофононных состояний:

$$\det F = 0. \quad (6)$$

Элементы F_{ik} матрицы F размерности 4×4 суть следующие функции ω :

$$\begin{aligned} F_{11} &= \alpha_n^{(\lambda-1, \lambda)} X_n^{(\lambda-1, \lambda-1)}(\omega) - 1, & F_{12} &= \alpha_{np}^{(\lambda-1, \lambda)} X_n^{(\lambda-1, \lambda-1)}(\omega), \\ F_{21} &= \alpha_{np}^{(\lambda-1, \lambda)} X_p^{(\lambda-1, \lambda-1)}(\omega), & F_{22} &= \alpha_p^{(\lambda-1, \lambda)} X_p^{(\lambda-1, \lambda-1)}(\omega) - 1, \\ F_{31} &= \alpha_n^{(\lambda-1, \lambda)} X_n^{(\lambda-1, \lambda+1)}(\omega), & F_{32} &= \alpha_{np}^{(\lambda-1, \lambda)} X_n^{(\lambda-1, \lambda+1)}(\omega), \\ F_{41} &= \alpha_{np}^{(\lambda-1, \lambda)} X_p^{(\lambda-1, \lambda+1)}(\omega), & F_{42} &= \alpha_p^{(\lambda-1, \lambda)} X_p^{(\lambda-1, \lambda+1)}(\omega). \end{aligned}$$

Остальные F_{ik} получаются из вышеприведенных заменой индексов $\lambda-1 \Rightarrow \lambda+1$, $\lambda+1 \Rightarrow \lambda-1$. Именно, в результате такой замены первые четыре $F_{ik} \Rightarrow F_{i+2, k+2}$ (т.е. $F_{12} \Rightarrow F_{34}$ и т.п.), четыре других $F_{ik} \Rightarrow F_{i-2, k-2}$ (т.е. $F_{41} \Rightarrow F_{23}$ и т.п.).

$$X_{n(p)}^{(\lambda-1, \lambda-1)}(\omega) = \sum_{j_1 j_2}^{n(p)} \frac{(f_{j_1 j_2}^{(\lambda-1, \lambda)})^{(-)} (U_{j_1 j_2}^{(-)})^2 \epsilon_{j_1 j_2}}{(2\lambda+1) (\epsilon_{j_1 j_2}^2 - \omega^2)}, \quad (7)$$

$$X_{n(p)}^{(\lambda-1, \lambda+1)}(\omega) = \sum_{j_1 j_2}^{n(p)} \frac{f_{j_1 j_2}^{(\lambda-1, \lambda)} f_{j_1 j_2}^{(\lambda+1, \lambda)} (U_{j_1 j_2}^{(-)})^2 \epsilon_{j_1 j_2}}{(2\lambda+1) (\epsilon_{j_1 j_2}^2 - \omega^2)},$$

$$\alpha_n^{(\lambda-1, \lambda)} = \alpha_p^{(\lambda-1, \lambda)} = \alpha_0^{(\lambda-1, \lambda)} + \alpha_1^{(\lambda-1, \lambda)},$$

$$\alpha_{np}^{(\lambda-1, \lambda)} = \alpha_0^{(\lambda-1, \lambda)} - \alpha_1^{(\lambda-1, \lambda)}$$

Величины $X_{n(p)}^{(\lambda+1, \lambda+1)}(\omega)$, $\alpha_n^{(\lambda+1, \lambda)}$, $\alpha_p^{(\lambda+1, \lambda)}$ и $\alpha_{np}^{(\lambda+1, \lambda)}$ получаются из формул (7) очевидным образом. В формулах (4)–(7) использованы следующие обозначения: $\psi_0^{(i)}$ – волновая функция основного состояния четно-четного сферического ядра (или фононный вакуум $Q_{\lambda\mu i} \psi_0^{(i)} = 0$); $Q_{\lambda\mu i}^+$, $Q_{\lambda\mu i}$ – операторы рождения и уничтожения фонона с моментом λ , проекцией момента μ и номером i ; α_{jm}^+ , α_{jm} – операторы рождения и уничтожения квазичастицы на уровне среднего поля с квантовыми числами $j \equiv (n, l, j)$ и проекцией полного момента m ; $\epsilon_{j_1 j_2}$ – энергия двухквазичастичного состояния;

$f_{j_1 j_2}^{(\lambda-1, \lambda)}$, $f_{j_1 j_2}^{(\lambda+1, \lambda)}$ – приведенные одночастичные матричные элементы операторов $\hat{c}^{\lambda-1} [\hat{\sigma} Y_{\lambda-1, \mu}(\Omega)]_{\lambda, \mu}$ и $\hat{c}^{\lambda+1} [\hat{\sigma} Y_{\lambda+1, \mu}(\Omega)]_{\lambda, \mu}$; $U_{j_1 j_2}^{(-)}$ – известная комбинация коэффициентов преобразования Боголюбова U_j, V_j : $U_{j_1 j_2}^{(-)} = U_{j_1} U_{j_2} - U_{j_1} V_{j_2}$. Индексы $n(p)$ в формулах (6)–(7) означают, что данная величина относится только к нейтронам (протонам), т.е. суммирование в (7) по j_1, j_2 ведется только по нейтронным (протонным) одночастичным состояниям. В формулах (4)–(5) суммирование ведется и по протонным и по нейтронным одночастичным состояниям.

Уравнение (6) решается численными методами. Вычислив энергии $\omega_{\lambda i}$, амплитуды $\psi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ и $\phi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ можно рассчитать по следующим формулам:

$$\psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} = \frac{1}{2} \frac{U_{j_1 j_2}^{(-)}}{\epsilon_{j_1 j_2} - \omega_{\lambda i}} D_{j_1 j_2}^{\lambda i}(\omega_{\lambda i}); \quad \phi_{j_1 j_2}^{\lambda i} = \frac{1}{2} \frac{U_{j_1 j_2}^{(-)}}{\epsilon_{j_1 j_2} + \omega_{\lambda i}} D_{j_1 j_2}^{\lambda i}(\omega_{\lambda i});$$

$$D_{j_1 j_2}^{\lambda i}(\omega_{\lambda i}) = \frac{f_{j_1 j_2}^{(\lambda-1, \lambda)}}{2\lambda+1} \left[\alpha_n^{(\lambda-1, \lambda)} D_n^{(\lambda-1, \lambda)}(\omega_{\lambda i}) + \alpha_{np}^{(\lambda-1, \lambda)} D_p^{(\lambda-1, \lambda)}(\omega_{\lambda i}) \right] + \frac{f_{j_1 j_2}^{(\lambda+1, \lambda)}}{2\lambda+1} \left[\alpha_n^{(\lambda+1, \lambda)} D_n^{(\lambda+1, \lambda)}(\omega_{\lambda i}) + \alpha_{np}^{(\lambda+1, \lambda)} D_p^{(\lambda+1, \lambda)}(\omega_{\lambda i}) \right]. \quad (8)$$

Функции $D_{n(p)}^{(\lambda-1, \lambda)}(\omega_{\lambda i})$ и $D_{n(p)}^{(\lambda+1, \lambda)}(\omega_{\lambda i})$ выражаются через миноры элементов четвертой строки матрицы F при $\omega = \omega_{\lambda i}$:

$$D_n^{(\lambda-1, \lambda)}(\omega_{\lambda i}) = -\frac{\mathcal{H}}{M_{44}} M_{41} ; \quad D_p^{(\lambda-1, \lambda)}(\omega_{\lambda i}) = \frac{\mathcal{H}}{M_{44}} M_{42} ;$$

$$D_n^{(\lambda+1, \lambda)}(\omega_{\lambda i}) = -\frac{\mathcal{H}}{M_{44}} M_{43} ; \quad D_p^{(\lambda+1, \lambda)}(\omega_{\lambda i}) = \mathcal{H} .$$

Величина \mathcal{H} определяется из условия нормировки (5). Соотношения (8) выписаны для нейтронных двухквaziчастичных амплитуд, для протонных двухквaziчастичных амплитуд выражения получаются простой заменой индексов $n \rightleftharpoons p$.

Из формул (8) легко видеть, что включение новых сил двояким образом влияет на структуру однофононных $M\lambda$ -состояний. Во-первых, происходит перенормировка амплитуд $\psi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ и $\varphi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ по сравнению со значениями, соответствующими варианту $x_0^{(\lambda+1, \lambda)} = x_1^{(\lambda+1, \lambda)} = 0$. Этот случай осуществляется и когда $f_{j_1 j_2}^{(\lambda+1, \lambda)} = 0$, и когда $f_{j_1 j_2}^{(\lambda+1, \lambda)} \neq 0$. Во-вторых, плотность двухквaziчастичных полюсов секулярного уравнения (6) больше, чем секулярного уравнения для случая $x_0^{(\lambda+1, \lambda)} = x_1^{(\lambda+1, \lambda)} = 0$. Это происходит из-за того, что правила отбора для матричных элементов $f_{j_1 j_2}^{(\lambda-1, \lambda)}$ и $f_{j_1 j_2}^{(\lambda+1, \lambda)}$ различны и возможен случай, когда $f_{j_1 j_2}^{(\lambda-1, \lambda)} = 0$, а $f_{j_1 j_2}^{(\lambda+1, \lambda)} \neq 0$. Из-за этого в структуре однофононных состояний появляются новые двухквaziчастичные компоненты (ℓ - запрещенные для I^+ -уровней).

Параметры модельного гамильтониана (1) взяты нами из работ^{/8,9/}. Из этих же работ взяты опорные значения констант $x_0^{(\lambda \ell)}$ и $x_1^{(\lambda \ell)}$:

$$x_1^{(\lambda \ell)} = -\frac{4\pi \cdot 28}{A \langle r^{-2} \rangle} \frac{M \ni B}{B_{\text{н}} \omega^{\lambda}}, \quad x_0^{(\lambda \ell)} = 0. \quad (9)$$

Эти формулы основаны на оценках Кастеля и Хамамото^{/12/} и позволяют удовлетворительно описать имеющиеся данные по $M1$ - и $M2$ -резонансам^{/8,9/}. Расчет приведенных вероятностей $M\lambda$ -переходов выполнялся со следующим эффективным оператором $\mathcal{M}(M\lambda)$:

$$\mathcal{M}(M\lambda) = \mu \cdot \sum_i \left\{ g_s(i) \vec{s}_i + \frac{2g_c(i)}{\lambda+1} \vec{e}_i \right\} \vec{v}_i \cdot [r_i Y_{\lambda}(\Omega_i)] + \sqrt{\frac{3}{4\pi}} g_1 g_2(i) r_i^2 (Y_{\lambda}(\Omega_i) \vec{s}_i)_{\lambda}. \quad (10)$$

Значения эффективных гиромангнитных факторов g_s , g_c и g_1 обычно определяются по экспериментальным данным о магнитных моментах слабозбужденных состояний или вероятностям $M\lambda$ -переходов. Параметр g_s оказывает наиболее сильное влияние на теоретические значения $B(M\lambda)$ для резонансных состояний. У разных авторов значения g_s варьируются в пределах $(1, 0+0, 3) g_s^{\text{free}}$. Значения параметров g_c и g_1 , если они остаются в пределах обычно используемых значений, слабо влияют на вероятности сильных $M\lambda$ -переходов, которые главным образом интересуют нас в настоящей работе. В дальнейшем мы будем использовать значения: $g_s = 0,8 g_s^{\text{free}}$, $g_c(n) = 0$, $g_c(p) = 1,0$ и $g_1 = 0$. В работах^{/7-9/} показано, что при таких значениях вполне удовлетворительно описываются экспе-

Таблица I

Однофононные I^+ -состояния, образующие MI-резонанс в ^{90}Zr и ^{124}Te
 Расчеты с взаимодействием (3) и с $\vec{\sigma}\vec{\sigma}$ -взаимодействием

Ядро	ω МэВ		$V(M1)$ μ_0^2		Вклад в нормировку однофононного состояния двухквартичных ком- понент	Индексы	Индексы	
	$\alpha_1^{(M)}=0$	$\alpha_1^{(M)}\neq 0$	$\alpha_1^{(M)}=0$	$\alpha_1^{(M)}\neq 0$			$\alpha_1^{(M)}=0$	$\alpha_1^{(M)}\neq 0$
^{90}Zr	8,27	8,40	6,10	5,69	N	$1g_{9/2} - 1g_{7/2}$	93,9%	92,0%
					Z	$1g_{9/2} - 1g_{7/2}$	4,0%	5,2%
					Z	$1f_{7/2} - 1f_{5/2}$	1,5%	2,0%
	9,82	9,82	0,29	0,30	Z	$1f_{7/2} - 1f_{5/2}$	96,8%	96,0%
					Z	$1g_{9/2} - 1g_{7/2}$	2,3%	2,9%
	10,65	10,69	2,59	2,82	Z	$1g_{9/2} - 1g_{7/2}$	93,6%	91,8%
				N	$1g_{9/2} - 1g_{7/2}$	4,7%	6,0%	
				Z	$1f_{7/2} - 1f_{5/2}$	1,7%	1,9%	
^{124}Te	7,14	7,16	4,76	4,50	Z	$1g_{9/2} - 1g_{7/2}$	88,4%	87,2%
					N	$1h_{11/2} - 1h_{9/2}$	9,9%	11,0%
	9,38	9,42	3,51	2,86	N	$1h_{11/2} - 1h_{9/2}$	63,5%	55,3%
					N	$1g_{9/2} - 1g_{7/2}$	31,1%	39,7%
					Z	$1g_{9/2} - 1g_{7/2}$	5,0%	4,5%
	9,86	9,91	4,47	5,21	N	$1g_{9/2} - 1g_{7/2}$	68,5%	58,9%
				N	$1h_{11/2} - 1h_{9/2}$	26,3%	33,2%	
				Z	$1g_{9/2} - 1g_{7/2}$	4,7%	6,1%	

риментальные значения $V(M2)$ для M2-резонанса в ^{90}Zr
и ^{208}Pb .

Перейдем теперь к обсуждению результатов расчетов.

3. Влияние сепарабельных спин-квадрупольных сил на свойства MI-состояний

Включение в гамильтониан помимо простых $\vec{\sigma}\vec{\sigma}$ -сил сепарабельных спин-квадрупольных сил приводит к существенному увеличению числа двухквартичных состояний со спином и четностью I^+ , участвующих в формировании магнитных дипольных фононов. Это хорошо видно на рис. 1, где для ядра ^{140}Ce изображена гистограмма плотности полюсов секулярного уравнения (6) для MI-фононов. Однако в области собственно MI-резонанса ($E_{\text{X}} \approx 8+9$ МэВ) изменения незначительны, а наиболее сильно плотность полюсов меняется при $E_{\text{X}} \approx 17+22$ МэВ. Незначительно сказываются новые силы и на свойствах однофононных состояний, образующих MI-резонанс. Это показывает рис. 2, на котором изображены наиболее сильные MI-переходы в ^{58}Ni и ^{118}Sn при энергиях $E_{\text{X}} < 10$ МэВ. Изменение энергий резонансных состояний находится в пределах 50-100 кэВ, величины $V(M1)$ меняются на 10-20%. В таблице I приведена структура однофононных I^+ -состояний из области MI-резонанса в ядрах ^{90}Zr и ^{124}Te , рассчитанная как с $\vec{\sigma}\vec{\sigma}$ -взаимодействием, так и с взаимодействием (3). Максимальное изменение вклада компонент, которое наблюдалось в изученных ядрах, - 8%. В остальных случаях изменение еще слабее. Эти результаты согласуются с выводами работы [11] для ^{208}Pb .

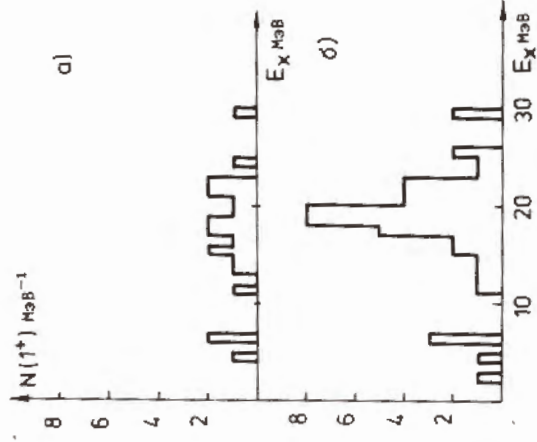
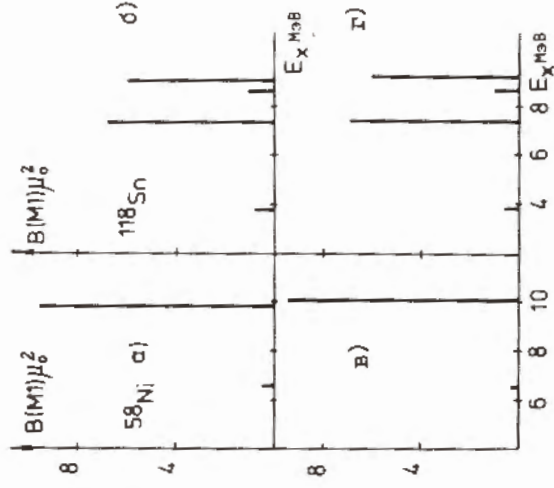


Рис. 1.

Гистограмма числа двуквазичастичных подслоев в ^{58}Ni (рис. а), в) и ^{118}Sn (рис. б), г.) уравнения (6) для состояний $J^\pi = 1^+$ на интервале а), б) - расчет при значениях констант $\mathcal{Z}_0^{(2)}$ = $\mathcal{Z}_1^{(2)}$ = 0; в), г.) - расчет при значениях констант, вычисленных по формуле (9).

Рис. 2.



Однофоновые 1^+ -состояния, образующие MI-резонанс, в ^{58}Ni (рис. а), в) и ^{118}Sn (рис. б), г.) уравнения (6) для состояний $J^\pi = 1^+$ на интервале а), б) - расчет при значениях констант $\mathcal{Z}_0^{(2)}$ = $\mathcal{Z}_1^{(2)}$ = 0; в), г.) - расчет при значениях констант, вычисленных по формуле (9).

Таблица 2

Структура отдельных коллективных высоколежащих 1^+ - состояний сферических ядер

^{58}Ni		^{90}Zr		^{124}Te		^{208}Pb	
ω_{1^+} = 24,8 МэВ	ω_{1^+} = 22,2 МэВ	ω_{1^+} = 22,0 МэВ	ω_{1^+} = 19,2 МэВ				
$\pi 1p_{3/2} - 1f_{5/2}$ 60,7%	$\pi 1d_{5/2} - 1g_{7/2}$ 45,0%	$\pi 1f_{5/2} - 2f_{5/2}$ 43,2%	$\pi 1g_{9/2} - 11_{11/2}$ 29,0%				
$\pi 1d_{5/2} - 1g_{7/2}$ 14,2%	$\pi 1d_{3/2} - 2d_{3/2}$ 32,6%	$\pi 1f_{7/2} - 2f_{5/2}$ 26,8%	$\pi 2d_{5/2} - 2g_{7/2}$ 24,0%				
$\pi 1p_{3/2} - 2p_{1/2}$ 10,3%	$\pi 1p_{1/2} - 2p_{1/2}$ 5,6%	$\pi 1f_{7/2} - 1h_{9/2}$ 16,1%	$\pi 1f_{5/2} - 2f_{5/2}$ 15,7%				
$\pi 1p_{3/2} - 1f_{5/2}$ 7,4%	$\pi 1f_{7/2} - 1h_{9/2}$ 4,3%	$\pi 1g_{9/2} - 11_{11/2}$ 3,8%	$\pi 1h_{11/2} - 1j_{13/2}$ 7,4%				
$\pi 1d_{5/2} - 1g_{7/2}$ 4,9%	$\pi 1d_{5/2} - 2d_{5/2}$ 3,0%	$\pi 1f_{7/2} - 1h_{9/2}$ 2,2%	$\pi 1g_{9/2} - 11_{11/2}$ 6,6%				
	$\pi 1d_{5/2} - 1g_{7/2}$ 2,7%	$\pi 2p_{3/2} - 2f_{5/2}$ 1,6%	$\pi 1g_{7/2} - 3d_{5/2}$ 3,9%				
	$\pi 1f_{7/2} - 2f_{7/2}$ 2,0%	$\pi 1g_{9/2} - 2g_{9/2}$ 1,5%	$\pi 1f_{7/2} - 1h_{9/2}$ 3,3%				
	$\pi 2g_{1/2} - 2d_{3/2}$ 1,8%	$\pi 1d_{5/2} - 1g_{7/2}$ 1,4%	$\pi 1f_{5/2} - 3p_{3/2}$ 1,9%				
	$\pi 1d_{5/2} - 2d_{3/2}$ 1,1%	$\pi 1d_{5/2} - 1g_{7/2}$ 1,0%	$\pi 11_{13/2} - 1k_{15/2}$ 1,8%				
			$\pi 2d_{5/2} - 2g_{7/2}$ 1,2%				

Более заметны и интересны изменения, происходящие с однофононными Γ^+ -состояниями высокой энергии. В области сильного увеличения плотности поллюсов ($E \approx 20$ МэВ) появляются сильно коллективизированные однофононные состояния Γ^+ . В таблице 2 приведена структура некоторых из таких коллективных состояний в ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{124}Te и ^{208}Pb . Коллективные состояния образованы главным образом двухквaziчастичными возбуждениями с $l_1 = 1, l_2 = 2$, соответствующими переходам через оболочку ($2\hbar\omega$ -переходы). Иногда в их структуре встречаются и l -разрешенные компоненты. Они также соответствуют переходам через оболочку, и поэтому матричный элемент MI-оператора (IO) для них на порядок меньше, чем для состояний спин-орбитального дублета. В отсутствие спин-квадрупольного взаимодействия сила таких компонент была полностью сконцентрирована на одном состоянии, являвшемся, таким образом, чисто двухквaziчастичным^{/7/}. В отсутствие поляризационного члена в (IO) (т.е. при $g_i = 0, 0$) только величина примеси компонент ($n, l, l-1/2$; $n+1, l, l+1/2$) определяет вероятность $V(MI)$ для коллективных уровней. Учет поляризационного слагаемого увеличивает $V(MI)$ в $10+100$ раз (расчет был выполнен для $g_i(n) = -g_i(p) = 0,144$ /6/), тем не менее величина $V(MI)$ остается меньше $0,1 \mu_e^2$.

Факт существования коллективных однофононных Γ^+ -уровней зависит от величины констант $\mathcal{X}_0^{(2)}$ и $\mathcal{X}_1^{(2)}$. Увеличение $|\mathcal{X}_1^{(2)}|$ по сравнению со значением (9) только усиливает коллективность состояний. При уменьшении $|\mathcal{X}_1^{(2)}|$ в 5 раз часть коллективных состояний исчезает, в структуре остальных остаются 2-4 двухквaziчастичные компоненты. Полностью исчезают коллективные уровни при значениях $|\mathcal{X}_1^{(2)}|$ в 10 раз

меньших, чем (9). Влияние изоскалярных спин-квадрупольных сил не меняет этой картины. При $\mathcal{X}_0^{(2)} \rightarrow \mathcal{X}_1^{(2)}$ (т.е. $\mathcal{X}_{np}^{(2)} \rightarrow 0$), когда однофононные Γ^+ -состояния становятся чисто протонными либо чисто нейтронными, некоторые коллективные состояния исчезают и усиливается концентрация некоторых двухквaziчастичных компонент.

Следует указать, что на существование коллективных Γ^+ -уровней с большой энергией возбуждения указывалось в работе /13/. Эти расчеты были выполнены в рамках теории конечных ферми-систем для ядра ^{208}Pb . Коллективные частично-дырочные возбуждения с $V(MI) \approx 0,1+0,2 \mu_e^2$ были обнаружены при энергии $E_x \approx 19$ МэВ и $E_x = 25,16$ МэВ. Указывалось, что эти состояния должны сильно возбуждаться в (e, e') -рассеянии. В то же время в расчетах с простыми $\vec{\sigma}\vec{\sigma}$ -силами^{/7/} структура однофононных Γ^+ -состояний с энергией возбуждения $E_x > 10$ МэВ получалась чисто двухквaziчастичной. И хотя при $E_x \approx 15$ МэВ и ≈ 25 МэВ появлялись Γ^+ -состояния с величиной $V(MI) \approx 0,05+0,2 \mu_e^2$, эта величина объяснялась некоторым увеличением одночастичного матричного элемента MI-оператора между состояниями $|n, l, l-1/2\rangle$ и $|n+1, l, l+1/2\rangle$ а не коллективностью состояний.

Настоящие расчеты показывают, что $\vec{\sigma}\vec{\sigma}$ -силы с фактором, не зависящим от координат нуклонов, недостаточны для адекватного описания высоколежащих Γ^+ -уровней. Они обладают слишком жесткими правилами отбора, что резко уменьшает число двухквaziчастичных Γ^+ -уровней, участвующих в формировании магнитных дипольных фононов с высокими энергиями возбуждения. Кроме того, следует учесть зависимость сил от координат взаимодействующих нуклонов. Оба эти недостатка

исправляются введением спин-квадрупольного взаимодействия.

Несмотря на то, что существование высоколежащих коллективных I^+ -состояний следует и из теории конечных ферми-систем и из квазичастично-фононной модели (во всяком случае для достаточно широкого диапазона значений силовых констант) вопрос о том, существует ли в реальных ядрах высоколежащий $M1$ -резонанс, остается открытым. Два неучтенных фактора будут сильно влиять на справедливость расчетов, подобных тем, что выполнены Шпейтом и др.^{/13/} и нами. Во-первых, это взаимодействие со сложными конфигурациями. Вследствие высокой коллективности однофононных I^+ -уровней, о которых идет речь, и большой их энергии возбуждения, что означает и большую плотность сложных состояний вблизи них, взаимодействие с двухфононными состояниями, скорее всего, будет приводить к сильной фрагментации, возможно, даже к полному развалу однофононных состояний. Такая ситуация осуществляется, например, с высоколежащей ветвью $M2$ -резонанса^{/9/}. Заметным будет и влияние сплошного спектра. Возникающая вследствие этого ширина резонанса в ^{208}Pb будет $\sim 1 \text{ МэВ}$ ^{/13/}, в более легких ядрах эта величина еще более возрастет. Возможно, что оба эти фактора и обусловили неудачу недавних поисков высоколежащего $M1$ -резонанса в ^{208}Pb в неупругом рассеянии электронов^{/14/}.

4. Влияние сепарабельных спин-октупольных сил на $M2$ -резонанс

Ситуация, возникающая для 2^- -уровней в результате включения в гамильтониан (I) помимо спин-дипольных еще и спин-октупольных сил, отличается от той, что мы могли видеть для I^+ -уровней. Плотность двухквазичастичных полюсов, входящих в уравнение (6) для $\lambda = 2$, мало изменяется после перехода от спин-дипольного к смешанному взаимодействию (см. рис. 3). Это означает, что новые силы будут, главным образом, перераспределять силу двухквазичастичных компонент между однофононными 2^- -состояниями. Как показывают расчеты, эффекты, связанные с таким перераспределением, проявляются наиболее заметно при энергиях $E_x > 15 \text{ МэВ}$. Сравним рис. 4а, в, д, где изображены результаты расчетов $M2$ -уровней в ядрах ^{90}Zr , ^{124}Te и ^{208}Pb только с сепарабельными спин-дипольными силами, с рис. 4 б, г, е), на которых аналогичные результаты приведены уже для смешанного взаимодействия (3). Группы сильных $M2$ -переходов, которые находятся при энергиях $9 < E_x < 13 \text{ МэВ}$ в ^{90}Zr , $7 < E_x < 10 \text{ МэВ}$ в ^{124}Te и $6 < E_x < 9 \text{ МэВ}$ в ^{208}Pb , практически никак не изменяются при включении спин-октупольных сил. Это означает, что согласие с экспериментом для суммарной вероятности $M2$ -переходов в области $M2$ -резонанса, которое было получено при значениях констант (9) в работе^{/9/} с учетом только спин-дипольных сил, остается прежним. Для сравнения мы приводим в таблице 3 экспериментальные данные и результаты расчетов $\sum v(M2, 0^+ \rightarrow 2_1^-)$ в области $M2$ -резонанса в ^{90}Zr , ^{140}Ce и ^{208}Pb для двух типов остаточных взаимодействий. Мало изменяется и структура отдельных однофононных состояний

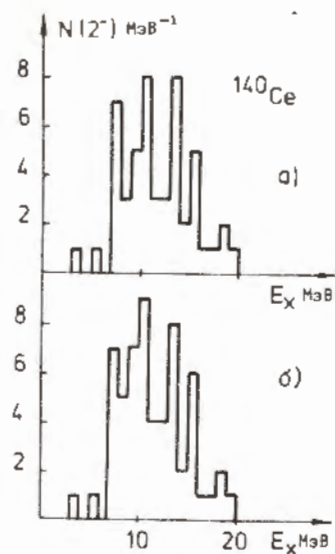


Рис. 3. Гистограмма числа двухквази-
частичных полюсов уравнения (6) для
состояний $J^\pi = 2^-$ на интервале

$\Delta E_x = 1$ МэВ в ядре ^{140}Ce :
а) $\alpha_0^{(32)} = \alpha_1^{(32)} = 0$; б) $\alpha_0 = 0, \alpha_1 \neq 0$

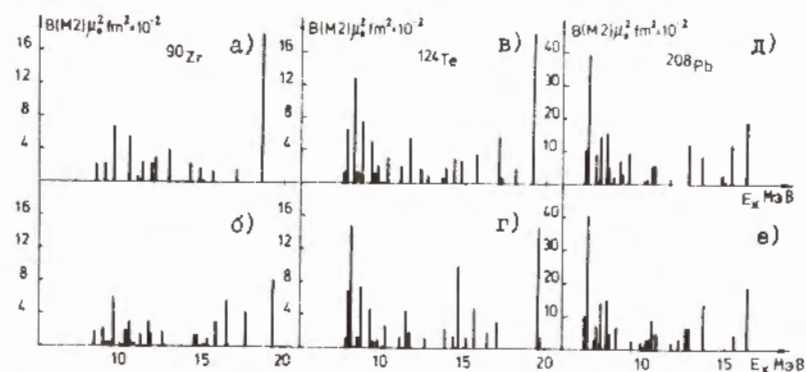


Рис. 4. Однофононные 2^- -состояния в ^{90}Zr (рис. а, б),
 ^{124}Te (рис. в, г) и ^{208}Pb (рис. д, е).

а), в), д) - расчет при значениях констант
 $\alpha_0^{(32)} = \alpha_1^{(32)} = 0$;

б), г), е) - расчет при значениях констант,
вычисленных по формуле (9).

в этих областях. Рис. 4 показывает также, что основные изменения в распределении силы М2-переходов происходят при $E_x > 13+15$ МэВ. В частности, уменьшается величина $B(M2)$ для высоколежащего коллективного состояния с энергией 20 МэВ. В ^{90}Zr эти изменения наиболее сильны, здесь вместо одного сильно коллективизированного состояния с $\omega = 18,6$ МэВ после включения спин-октупольных сил в интервале $16 < E_x < 20$ МэВ появляются 4 состояния с существенно меньшими $B(M2)$. В работе^{/9/} было показано, что высоколежащая ветвь М2-резонанса сильно размывается из-за взаимодействия с двухфононными состояниями. Спин-октупольные силы также уменьшают концентрацию силы М2-переходов при энергии ≈ 20 МэВ. Таким образом, с еще большей уверенностью можно говорить об отсутствии значительной концентрации М2-силы при высоких энергиях возбуждения.

Таблица 3

Суммарная вероятность М2-переходов в области
М2-резонанса в сферических ядрах

Ядро	ΔE_x МэВ	$\sum B(M2) \mu_0^2 \phi_M^2$			
		вксп.	$\alpha_0^{(32)} = \alpha_1^{(32)} = 0$	$\alpha_0 = 0, \alpha_1 \neq 0$	$\alpha_0 \neq 0, \alpha_1 \neq 0$
^{90}Zr	8+10	1100±100	1090	1150	
^{140}Ce	7,5+10	6000±900	4540	4360	
^{208}Pb	6,1+8,4	8500±750	9700	10540	

5. Заключение

Резюмируя изложенные выше результаты, можно сказать, что влияние новых компонент остаточных сил на свойства $M1$ - и $M2$ -возбуждений при энергиях $E_x < 10$ МэВ незначительно и поэтому выводы о свойствах $M1$ - и $M2$ -резонансов, полученные ранее /7-9/ на основании расчетов с $\vec{b}\vec{b}$ -силами или спин-дипольными силами, сохраняют свою справедливость. Более заметна роль новых компонент остаточных сил при высоких энергиях возбуждения. В частности, именно благодаря им возникают коллективные высоколежащие I^+ -состояния. Отсутствие этих состояний в результатах расчетов работ /7/, связано с использованием слишком простых остаточных сил.

В настоящих расчетах мы ограничились анализом только интегральных характеристик однофоновых состояний, таких, как их энергии и $B(M\lambda)$ -факторы. Интересно выяснить влияние новых сил на переходные плотности отдельных уровней и другие, более тонкие их характеристики. Эти вопросы явятся предметом дальнейших исследований.

Литература

1. Richter A. Preprint of Institut für Kernphysik Technische Hochschule Darmstadt, IKDA 79/12, 1979 ;
Lindgren R.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.1423.
2. Raman S. In Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, 1979, Plenum Press, New York, p.193.
3. Brown G.E. et al. Nucl.Phys., 1979, A330, p.290.

4. Камерджиев С.И. "Письма в ЖЭТФ", 1979, 30, стр. 532.
5. Камерджиев С.И. В кн. "Электромагнитные взаимодействия ядер при низких и средних энергиях", М., "Наука", 1979, стр. 93.
6. Dehesa J. Ph.D.Thesis. Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität zu Bonn, 1977 ;
Krewald S., Speth J. Phys.Lett., 1974, 52B, p.295.
7. Вдовин А.И. и др. ОИЯИ, Р4-11081, Дубна, 1977; Изв. АН СССР (сер.физ.), 1978, 42, стр. 2004.
8. Вдовин А.И. и др. ЯФ, 1979, 30, стр. 923.
9. Ponomarev V.Ju. et al. Nucl.Phys., 1979, A323, p. 446.
10. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, стр. 310.
11. Hsi-chen Chang. Phys.Lett., 1977, 69B, p.272.
12. Castel B., Hamamoto I. Phys.Lett., 1976, 65B, p.27.
13. Speth J. et al. Phys.Lett., 1976, 63B, p.257.
14. Woodward C. and Peterson G.A. Phys.Rev., 1979, C20, p.2437.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 июня 1980 года.