

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С 341а

В-253

648/2-78

P4 - 11081

6/а -78

А.И.Вдовин, Ч.Стоянов, И.П.Юдин

ОДНОФОНОННЫЕ 1^+ -СОСТОЯНИЯ
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

1977

P4 - 11081

А.И.Вдовин, Ч.Стойнов, И.П.Юдин

ОДНОФОНОННЫЕ 1^+ -СОСТОЯНИЯ
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Общественный институт
научных исследований
Библиотека

Вдовин А.И., Стоянов Ч., Юдин И.П.

P4 - 11081

Однофононные 1^+ -состояния в сферических ядрах

Представлены результаты расчётов 1^+ -состояний в широкой ($56 \leq A < 150$) области чётно-чётных сферических ядер в интервале энергий возбуждения 0-40 МэВ. Получено удовлетворительное описание гигантского M1-резонанса в этих ядрах. Обнаружены группы состояний с $B(M1) \approx 0,1 \mu_N^2$ при энергиях возбуждения 12-18, 23-26, 33-37 МэВ. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Vdovin A.I., Stoyanov C., Judin I.P.

P4 - 11081

Single Phonon 1^+ States in Spherical Nuclei

The results of calculation of 1^+ -states with excitation energies up to 40 MeV in even-even spherical nuclei from the region $56 \leq A < 150$ are presented. A satisfactory description of the giant M1-resonance in these nuclei is obtained. The groups of states with $B(M1) \approx 0,1 \mu_N^2$ are observed at the excitation energies 12-18, 23-26, 33-37 MeV. The results are compared with the experiment.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

В настоящее время ведутся интенсивные экспериментальные и теоретические исследования гигантских мультипольных резонансов. Среди большого количества экспериментальных данных о новых типах этих высоколежащих коллективных состояний^{/1,2/} появились более детальные и надежные данные о магнитном дипольном резонансе. В дополнение к хорошо изученному M1-резонансу в дважды магическом ядре ^{208}Pb открыты коллективные 1^+ состояния в изотопах $\text{Ni}^{3/}$, появились указания на существование M1-резонанса в $^{90}\text{Zr}^{2/}$ и $^{140}\text{Ce}^{4/}$.

С теоретической точки зрения структура M1-резонанса относительно проста и довольно подробно исследована в различных подходах. В легких ядрах M1-резонанс изучался в рамках оболочечной модели^{/5/}, в тяжелых и средних ядрах наиболее подробные исследования проведены в теории конечных ферми-систем Борзовым и Камерджиевым^{/6,8/}. Ряд авторов при изучении свойств 1^+ -возбуждений использовал простые сепарабельные спин-спиновые остаточные силы^{/9,10/}, использовались также остаточные силы с гауссовой радиальной зависимостью^{/11/}. Заметим, что практически во всех работах /за исключением^{/12/}/ структура 1^+ -состояний рассчитывалась в 1p-1h /или однофононном/ приближении. Кроме того, исследовалась область энергий возбуждения, ограниченная энергией M1-резонанса /т.е. меньше $10 \div 12$ МэВ/. В то же время расчеты Шпета и др.^{/13/} в ^{208}Pb по теории конечных ферми-систем показывают, что при довольно высоких энергиях возбуждения $\sim 20 \div 25$ МэВ/ снова появляются коллективные 1^+ состояния.

Мы предприняли исследование 1^+ -состояний в сферических ядрах с простыми $\vec{\sigma}\vec{\sigma}$ -силами, сосредоточив свое внимание на распределении силы M1-переходов при высоких энергиях возбуждения.

Расчеты энергий и структуры 1^+ -состояний проведены нами в рамках приближения случайной фазы. Модельный гамильтониан включал среднее поле для протонов и нейтронов, спаривательное взаимодействие и изоскалярные и изовекторные $\vec{\sigma}\vec{\sigma}$ -силы:

$$V = (\kappa_0 + \kappa_1 \vec{r}_1 \vec{r}_2) \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2. \quad /1/$$

Уравнение для энергий ω_i 1^+ -состояний легко получить с помощью вариационной процедуры /14/, оно выглядит следующим образом:

$$(\kappa_0 + \kappa_1)(X_n^i + X_p^i) - 4\kappa_0\kappa_1 X_n^i X_p^i = 1, \quad /2/$$

где

$$X_{n,p}^i = \sum_{jj'}^{n,p} \frac{[\sigma_{jj'} u_{jj'}^-]^2 \cdot \epsilon_{jj'}}{\epsilon_{jj'}^2 - \omega_i^2}.$$

Индексы (n,p) у знака суммирования означают, что одночастичные индексы j, j' пробегает значения, соответствующие только одному спектру - либо нейтронному, либо протонному. $\sigma_{jj'}$ - приведенный одночастичный матричный момент оператора $\vec{\sigma}$; $u_{jj'}^- = u_j v_{j'} - u_{j'} v_j / u_j v_j$ - коэффициенты преобразования Боголюбова, $\epsilon_{jj'}$ - энергия двухквазичастичного 1^+ -уровня. Так как мы рассчитывали приведенные вероятности M1-переходов $0^+_{g.s.} \rightarrow 1^+$, выпишем соответствующие формулы. Оператор M1-перехода взят нами в виде:

$$\mathcal{M}(M1) = \frac{e\hbar}{2Mc} \cdot \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cdot (g_s \cdot \hat{s} + g_\ell \cdot \hat{\ell}). \quad /3/$$

Обозначив M_0 приведенные одночастичные матричные элементы $F_{jj'}$, получим следующие выражения для $B(M1)^\dagger$ в приближении случайной фазы:

$$B(M1)^\dagger = \left\{ \sum_{jj'}^{n,p} \frac{(-)^{j+j'-\lambda}}{\sqrt{2} \cdot y_n^i} \frac{F_{jj'}^M \cdot \sigma_{jj'} \cdot (u_{jj'}^-)^2 \cdot \epsilon_{jj'}}{\epsilon_{jj'}^2 - \omega_i^2} + \text{Sign} \left\{ \frac{\kappa_0 - \kappa_1 X_n^i}{2\lambda + 1} \right\} \cdot \frac{\kappa_0 - \kappa_1 X_n^i}{2\lambda + 1} \right\} * \\ * \sum_{jj'}^{n,p} \frac{(-)^{j+j'-\lambda}}{\sqrt{2} \cdot y_p^i} \frac{F_{jj'}^M \cdot \sigma_{jj'} \cdot (u_{jj'}^-)^2 \cdot \epsilon_{jj'}}{\epsilon_{jj'}^2 - \omega_i^2} \left\}^2, \quad /4/$$

где

$$y_{n,p}^i = Y_{n,p}^i + Y_{p,n}^i \cdot \left\{ \frac{\kappa_0 - \kappa_1 X_n^i}{2\lambda + 1} \right\}^2, \\ Y_{n,p}^i = \frac{\partial}{\partial \omega} X_{n,p}^i \Big|_{\omega = \omega_i}.$$

Перейдем к обсуждению численных значений параметров. Среднее поле описывалось потенциалом Вудса-Саксона, параметры которого выбраны на основании работ /15/ /см. также /6,7/ /. Энергии одночастичных состояний и одночастичные матричные элементы рассчитывались по программе /20/. Мы учитывали в расчетах все одночастичные состояния от дна ямы до энергий $\sim 15 \div 20$ МэВ в квазинепрерывном спектре. Однако часть квазистационарных состояний /со сравнительно большой шириной/ пропущена, что должно сказаться на результатах расчетов при энергиях ≥ 25 МэВ, особенно в ядрах с $A < 100$ /см. также обсуждение этого вопроса в работе /17/. Значения корреляционных функций и химических потенциалов, необходимые для расчета коэффициентов $u_{jj'}^-$ и энергий $\epsilon_{jj'}$, взяты из работы /18/.

Весьма существенным является выбор констант дальнедействующих сил κ_0, κ_1 и гиромангнитных факторов g_s и g_ℓ . Существует много оценок для величин κ_0 и κ_1 /9-11/. Их абсолютные значения зависят, конечно, от конкретного

вида радиальной зависимости далекодействующих сил, от выбранного одночастичного базиса и других приводящих обстоятельств. Поэтому абсолютную величину констант мы подбирали, исходя из правильного описания экспериментальной энергии M1-резонанса, при этом предполагалось, как это следует из качественных оценок, что $\kappa_1 \sim A^{-1}$. Казалось бы, что в противоположность абсолютной величине κ_1 величина отношения $q = \kappa_0 / \kappa_1$ должна слабо зависеть от вышеперечисленных факторов. Однако и для нее используются различные предположения [9-11], наиболее распространенным из которых является $q = 1$, что соответствует отсутствию далекодействующих сил [9,10]. Для выяснения вопроса о том, насколько существенным для описания свойств 1^+ -состояний является выбор q , мы рассчитали спектр однофононных 1^+ -возбуждений в ^{124}Te для трех значений $q = 0; 0,5; 1$ /рис. 1/. Из рисунка видно, что изменение q приводит лишь к не очень значительному перераспределению силы M1-переходов между состояниями, образующими M1-резонанс. На более высоко лежащих состояниях изменение q практически не сказывается. Поэтому мы ограничились в дальнейших расчетах простейшим вариантом $q = 0$ /т.е. чисто изовекторным $\sigma\sigma$ -взаимодействием/. Расчеты во всех ядрах были выполнены в предположении

$$q = 0 \quad \kappa_1 = -4\pi \cdot \frac{28}{A} \text{ МэВ.}$$

Основываясь на наиболее надежно измеренных вероятностях M1-переходов для резонанса в ^{58}Ni и ^{208}Pb , мы выбрали $g_s / g_{s \text{ free}} = 0,8$ и $g_p^0 = 0$, $g_p^1 = 1$ /последние величины, как известно, практически не влияют на $B(M1)$ /. Выбранные значения g_s и g_p факторов ближе всего к используемым в работе [7]. Использование вакуумных значений g_s [11], приводит к завышенным значениям $B(M1)$. В работе [10] $g_s / g_{s \text{ free}} = 0,61$, однако здесь в оператор M1-перехода был добавлен поляризационный член $\sigma \cdot \nabla^2 (\sigma \cdot \nabla)$.

С вышеприведенными значениями параметров были рассчитаны энергии 1^+ -состояний, приведенные вероятности $B(M1, 0^+_{g.s.} \rightarrow 1^+)$ и функция

$$f(\omega) = \sum_{i=1}^{\omega_1 - \omega} \omega_i \cdot B(M1, 0^+_{g.s.} \rightarrow 1^+)$$

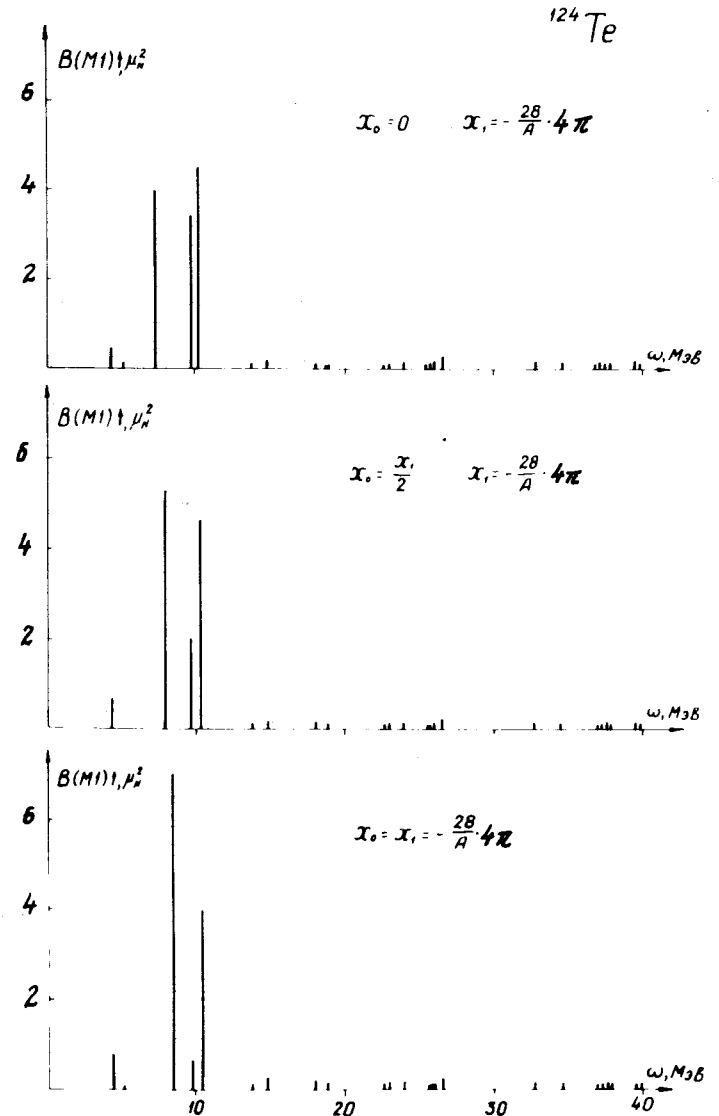


Рис. 1. Зависимость положения и распределения силы M1-переходов для состояний гигантского M1-резонанса от величины отношения $q = \kappa_0 / \kappa_1$.

для значительного числа сферических ядер из области $60 \leq A \leq 140$ и ядра ^{208}Pb . При этом исследовался интервал энергий возбуждения $0 \approx 35-40$ МэВ. Наиболее характерные результаты приведены на рис. 2 и в табл. 1 /здесь же приведены и экспериментальные данные /1-5/.

Таблица 1.

Теоретические результаты и экспериментальные данные для состояний в области M1 - резонанса

Ядро	Эксперимент		Теория		
	ω_i МэВ	$B(M1) \mu_N^2$	ω_i МэВ	$B(M1) \mu_N^2$	Вклад в Γ_{max}
^{58}Ni	6,6	2,79	3,94	0,054	0,2%
	10,6	5,67	6,78	0,25	1,5%
			10,1	11,0	94,5%
			18,1	0,085	1,3%
^{60}Ni	12,1	2,7	3,83	0,11	0,4%
			6,96	0,48	2,9%
			10,1	10,4	92,0%
			17,8	0,18	2,8%
^{90}Zr	9		3,53	0,27	1,0%
			8,56	6,2	58,2%
			10,1	0,3	3,4%
			10,9	2,3	28,2%
^{120}Sn	8,3		4,12	0,52	1,1%
			7,70	6,3	31,0%
			9,56	0,034	0,2%
			10,5	7,3	48,6%
^{140}Ce	$8,7 \pm 0,3$	$35,5 \pm 17,8$	4,45	0,51	1,5%
			7,04	0,15	0,7%
			8,76	12,0	69,4%
			12,2	1,1	9,0%
^{208}Pb	7,06	16,8	6,39	0,012	0,03%
	8,0	11,1	8,17	22,0	74,3%
			14,3	0,14	0,8%

Состояния, отличающиеся наиболее сильными M1-переходами / $B(M1) \approx 2 \cdot 10 \mu_N^2$ /, появляются при энергиях возбуждения 7-11 МэВ /M1-резонанс/. Как уже указывалось, экспериментально измеренные характеристики M1-резонанса служили для нас ориентиром при выборе параметров κ_0 , κ_1 , g_s и g_l . Результаты расчетов позволяют утверждать, что с помощью простых $\sigma\sigma$ -сил можно в первом приближении описать положение и интегральную величину

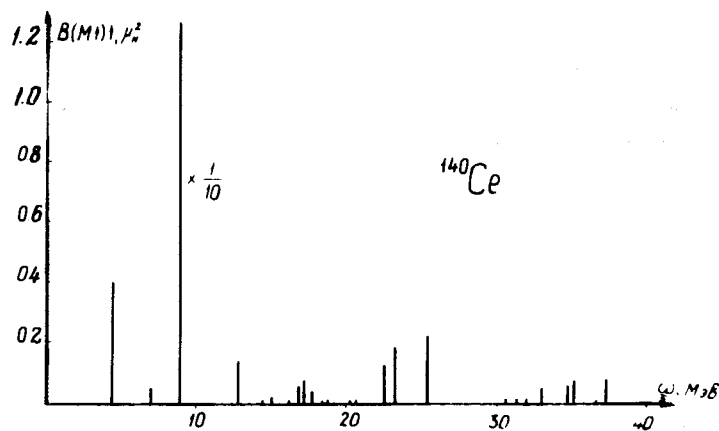
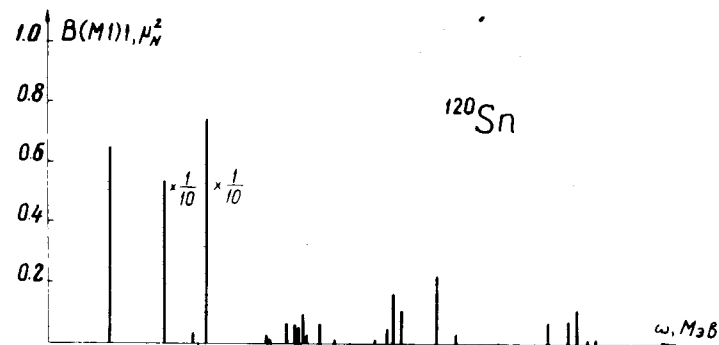
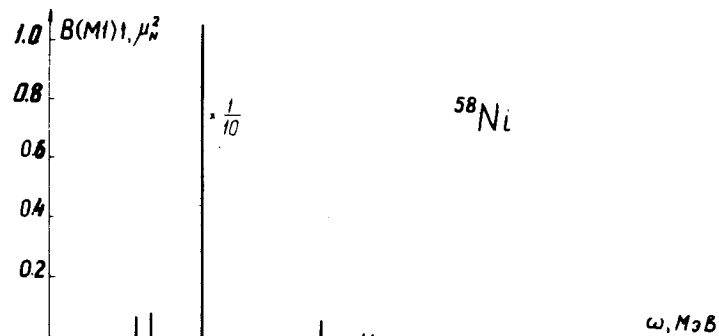


Рис. 2. Вероятности переходов $B(M1)$ для однофоновных 1^+ состояний в ^{58}Ni , ^{120}Sn и ^{140}Ce .

$B(M1)$ для $M1$ -резонанса, используя одни и те же значения параметров для разных ядер.

Распределение вероятностей переходов между уровнями, образующими $M1$ -резонанс, в однофононном приближении не описывается. Заметнее всего это в ядрах ^{58}Ni и ^{208}Pb , где вместо двух состояний с $B(M1)$ одного порядка мы получаем при тех же энергиях два однофононных 1^+ состояния, нижайшее из которых имеет крайне малую вероятность $M1$ -возбуждения, а второе имеет $B(M1)$, приблизительно равную сумме экспериментальных вероятностей обеих уровней. Включение изоскалярных σ -сил не приводит к улучшению согласия с экспериментом. Не исключено, что для правильного описания $M1$ -переходов следует учесть влияние спин-квадрупольных сил /см. ¹⁹/. Однако, как показывают расчеты других авторов /7, 11/, в приближении хаотических фаз использование более реалистических эффективных взаимодействий не приводит к кардинальному улучшению результатов. Единственно удачный в этом отношении расчет выполнен для ядра ^{208}Pb как раз с σ -взаимодействием /10/, но с включением в $M1$ -оператор дополнительного поляризационного слагаемого. По-видимому, расчеты в однофононном приближении не могут и претендовать на описание столь тонких эффектов, т.к. здесь существенно влияние смешивания с более сложными конфигурациями.

Общий характер наших результатов для $M1$ -резонанса согласуется с полученными ранее многими другими авторами. Однофононные состояния с большими приведенными вероятностями возбуждения из основного состояния представляют собой суперпозицию двух-трех двухквazi-частичных компонент, вклад одной из которых превышает 50%. 1^+ фононы оказываются практически тамм-данковскими ($\phi \ll \psi$). Двухквazi-частичные состояния, входящие в эти фононы, образованы квазичастицами на уровнях спин-орбитальных дублетов, причем уровни находятся по разные стороны от химического потенциала. Примеры структуры 1^+ -уровней приведены в табл. 2/ядро ^{124}Te / и табл. 3/ядро ^{208}Pb /.

Перейдем к анализу более высоко лежащих однофононных 1^+ состояний. Большинство их отличается весь-

Таблица 2.

1^+ -состояния с $B(M1) > 0,01 \mu_N^2$ в ^{124}Te

ω_i МэВ	$B(M1)$ μ_N^2	Структура состояний	Вклад в f_{max}
4,3	0,35	N $2d_{5/2}^- - 2d_{3/2}$	98,3%
		Z $1g_{9/2}^- - 1g_{7/2}$	1,1%
5,2	0,13	Z $2d_{5/2}^- - 2d_{3/2}$	99%
7,3	4,9	N $1h_{11/2}^- - 1h_{9/2}$	9,3%
		Z $1g_{9/2}^- - 1g_{7/2}$	89%
9,7	3,4	N $1h_{11/2}^- - 1h_{9/2}$	63,2%
		N $1g_{9/2}^- - 1g_{7/2}$	31,8%
		Z $1g_{9/2}^- - 1g_{7/2}$	4,6%
10,1	4,4	N $1g_{9/2}^- - 1g_{7/2}$	67,8%
		N $1h_{11/2}^- - 1h_{9/2}$	27,3%
		Z $1g_{9/2}^- - 1g_{7/2}$	4,5%
14,6	0,22	Z $1h_{11/2}^- - 1h_{9/2}$	100 %
15,4	0,07	N $2p_{1/2}^- - 3p_{3/2}$	—
16,3	0,06	N $1f_{5/2}^- - 2f_{7/2}$	—
17,9	0,02	Z $2p_{1/2}^- - 3p_{3/2}$	—
18,1	0,06	Z $1f_{5/2}^- - 2f_{7/2}$	—
22,2	0,04	N $1d_{5/2}^- - 2d_{3/2}$	—
22,9	0,08	N $1f_{7/2}^- - 2f_{5/2}$	—
23,7	0,14	Z $1d_{5/2}^- - 2d_{3/2}$	—
26,5	0,22	Z $1f_{7/2}^- - 2f_{5/2}$	—

ма малой величиной $B(M1)$, однако при энергиях $\sim 12 \div 18$ МэВ, $22 \div 26$ МэВ и $32 \div 35$ МэВ в ядрах с $A \sim 100$ появляются состояния с $B(M1) \sim 0,05 \div 0,1 \mu_N^2$. Конечно, это гораздо меньше, чем для состояний $M1$ -резонанса, но регулярность появления таких состояний, их заметный

Таблица 3.

 1^+ - состояния с $V(M1) > 0,01 \mu_N^2$ в ^{208}Pb

ω , МэВ	$V(M1)$ μ_N^2	Структура состояний		Вклад в f_{max}	
6,4	0,012	И	$1i_{13/2} - 1i_{11/2}$	55%	0,03%
		Z	$1h_{11/2} - 1h_{9/2}$	45%	
8,2	22,0	И	$1i_{13/2} - 1i_{11/2}$	45%	74,3%
		Z	$1h_{11/2} - 1h_{9/2}$	55%	
14,3	0,14	И	$1h_{9/2} - 2h_{11/2}$	100%	0,8%
14,4	0,04	И	$2d_{3/2} - 3d_{5/2}$	-	0,3%
15,3	0,05	И	$1g_{7/2} - 2g_{9/2}$	-	0,3%
15,5	0,02	Z	$2d_{3/2} - 3d_{5/2}$	-	0,1%
15,7	0,11	Z	$1g_{7/2} - 2g_{9/2}$	-	0,7%
15,8	0,03	Z	$1f_{5/2} - 2f_{7/2}$	-	0,2%
18,7	0,10	Z	$2p_{3/2} - 3p_{1/2}$	-	0,8%
20,3	0,06	Z	$2d_{5/2} - 3d_{3/2}$	-	0,5%
21,9	0,28	И	$1g_{9/2} - 2g_{7/2}$	-	2,5%
22,5	0,56	Z	$1f_{7/2} - 2f_{5/2}$	-	5,2%
25,6	0,81	Z	$1g_{9/2} - 2g_{7/2}$	-	8,6%

вклад в функцию $f(\omega)$ привлекают к ним внимание. Впервые на существование этих уровней в ^{208}Pb обратили внимание авторы работы ^{13/}.

Поскольку наш одночастичный базис недостаточен для надежного анализа области энергий возбуждения ≥ 30 МэВ, мы сосредоточим свое внимание на первых двух областях, где появляются уровни с $V(M1) \sim 0,1 \mu_N^2$. Сразу укажем, что структура всех этих состояний двух-квазичастичная /см. табл. 2,3/. Это значит, что величина $V(M1)$ зависит только от двух факторов: величины одно-

частичного матричного элемента $M1$ -оператора $F_{j_1 j_2}^M$ и величины $u_{j_1 j_2}^-$, где j_1, j_2 - квантовые числа уровней, на которых расположены образующие фонов квазичастицы. Однофоновые состояния при энергиях $12 \div 18$ МэВ образованы квазичастицами на уровнях $/N, \ell, \ell - 1/2; N+1, \ell, \ell + 1/2 /$, т.е. наиболее близко друг к другу расположенными состояниями спин-орбитальных дублетов с $\Delta N = 1$. Состояния при энергиях $22 \div 26$ МэВ образованы их спин-орбитальными партнерами, т.е. уровнями $/N, \ell, \ell + 1/2; N+1, \ell, \ell - 1/2 /$. Так как квазичастицы, составляющие фонов, находятся на уровнях, далеко отстоящих от химического потенциала λ и при этом находящимся по разные от него стороны, для них $u_{j_1 j_2}^- \approx 1$, и $V(M1)$ определяется только величиной $F_{j_1 j_2}^M$. По той же причине положение этих уровней не зависит от λ , т.е. от числа протонов или нейтронов в ядре, а определяется только разностью одночастичных энергий уровней $/N, \ell, \ell - 1/2 /$ и $/N+1, \ell, \ell + 1/2 /$ или $/N, \ell, \ell + 1/2 /$ и $/N+1, \ell, \ell - 1/2 /$. Отсюда их приблизительно одинаковая энергия в разных ядрах. Отсутствие второго максимума в распределении $V(M1) / 22 \div 26$ МэВ/ в ядрах с $A < 100$ связано с отсутствием в наших одночастичных схемах для этих ядер ряда состояний /например, $2f_{7/2}, 2f_{5/2}, 3p_{3/2} /$.

Состояния при энергии $32 \div 35$ МэВ, так сказать, аналогичны "резонансу" при $12 \div 18$ МэВ, но с $\Delta N = 2$.

Из графиков функции $f(\omega)$, приведенных на рис. 3, видно, что в ядрах с $A > 100$ высоколежащие 1^+ уровни играют заметную роль, по мере увеличения A функция $f(\omega)$ достигает насыщения при все больших и больших энергиях возбуждения. При этом вклад $M1$ -резонанса в $f_{\text{max}} = f(\omega = 40 \text{ МэВ})$ падает с ростом A . По мере увеличения массового числа спектр высоколежащих 1^+ -уровней с относительно большими $V(M1)$ обогащается. Так, в ^{208}Pb появляются 1^+ -состояния с $V(M1) \sim 1 \mu_N^2$, вклад которых в f_{max} составляет $\sim 2 \div 9\%$ /табл. 3/. Результаты, полученные в уже упоминавшейся работе ^{13/}, вполне аналогичны нашим.

Наряду с вышеописанными, так сказать, "стабильными" группами уровней, наблюдаются уровни "мигрирую-

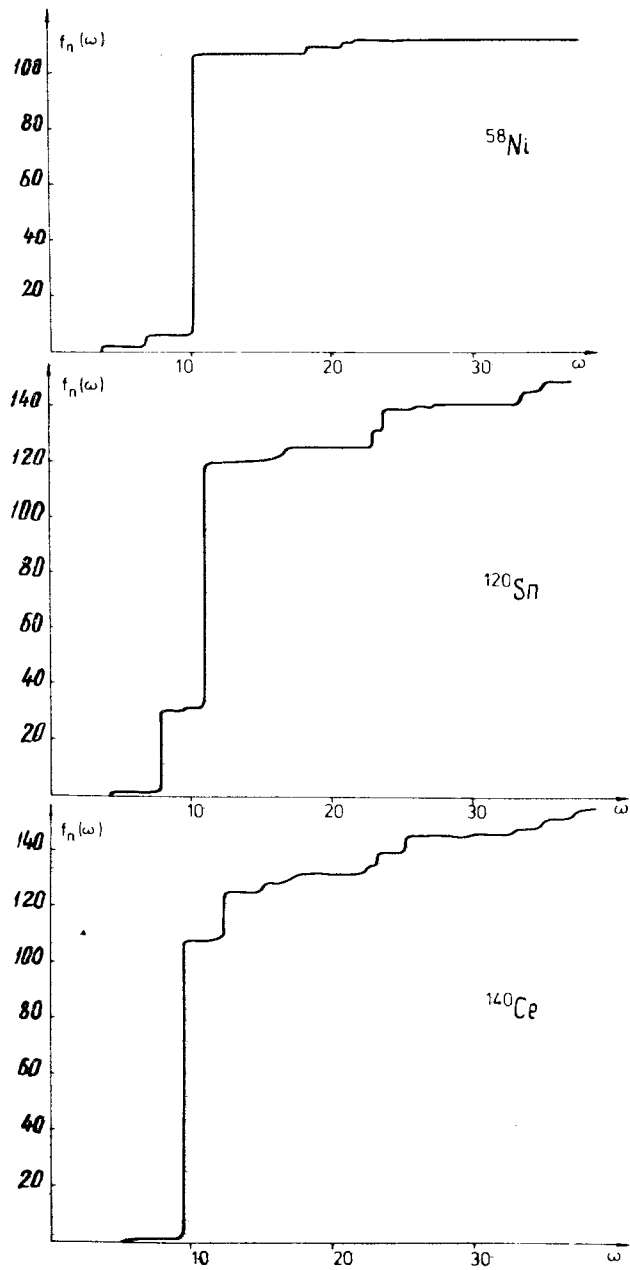


Рис. 3. Функция $f(\omega) = \sum_{i=1}^{\omega_i < \omega} \omega_i \cdot V_i(M1)^\dagger$ в ^{58}Ni , ^{120}Sn и ^{140}Ce .

щие", т.е. уровни, меняющие свое положение при изменении положения химического потенциала /мы сейчас говорим об уровнях опять-таки с $V(M1) \sim 0,1 \mu_N^2$ /. Эти состояния образованы квазичастицами на уровнях среднего поля, которые находятся по одну сторону от λ . На их примере ярко проявляется влияние парных коррелирующей сверхпроводящего типа на свойства высоколежащих состояний. Возьмем в качестве примера протонное двухквартичное состояние $(1h_{11/2}, 1h_{9/2})_1^{z+}$. В ядрах с $A \sim 90$ оно имеет энергию 31 МэВ , энергии уровней $1h_{11/2}$, $1h_{9/2}$ много больше λ_p и поэтому $u_{1h_{11/2}, 1h_{9/2}}^- \approx 0$. В ре-

зультате, несмотря на заметную величину $F_{1h_{11/2}, 1h_{9/2}}^M$

$V(M1)$ для этого состояния мала, и оно ничем не выделяется на фоне других. В ^{124}Te это состояние находится при энергии 15 МэВ и имеет $V(M1) \sim 0,2 \mu_N^2$, в ядрах с $A \sim 140$ оно опускается уже до энергии 11 МэВ , а $V(M1)$ достигает $0,4 - 0,5 \mu_N^2$. И, наконец, в ^{208}Pb состояния $1h_{11/2}$ и $1h_{9/2}$ оказываются уже по разные стороны от химического потенциала, $u_{1h_{11/2}, 1h_{9/2}}^- \approx 1$. Здесь двухкварти-

чное состояние $(1h_{11/2}, 1h_{9/2})_1^{z+}$ является одним из составляющих $M1$ -резонанса. Отметим, что в изотопах Ni и Sn состояние $(1h_{11/2}, 1h_{9/2})_1^{z+}$ не проявляется, т.к. в этих ядрах протонная корреляционная функция $C_p = 0$ и $u_{1h_{11/2}, 1h_{9/2}}^- = 0$.

К такого же рода состояниям относятся 1^+ уровни так называемой спектроскопической области энергии возбуждения, т.е. с энергиями $4-5 \text{ МэВ}$ /ниже $M1$ -резонанса/. Их существование также связано именно с существованием парных корреляций сверхтекучего типа /в ^{208}Pb таких состояний нет/.

Итак, в спектре $M1$ возбуждений тяжелых ядер при высоких энергиях наблюдаются группы состояний, отличающиеся заметной величиной $M1$ -переходов. В этом отношении ситуация здесь вполне аналогична ситуации с $E2$ - и низкоэнергетическим $E3$ -резонансами. Однако "высколежащие $M1$ -резонансы" не являются коллективными состояниями, а представляют собой группы двух-

квазичастичных уровней с относительно большими вероятностями M1-переходов. Кроме того, они много слабее настоящего M1-резонанса.

В заключение мы хотим выразить признательность В.Г.Соловьеву за постоянное внимание к настоящей работе, В.В.Воронову - за полезные обсуждения и замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Satchler G.R. *Phys.Rep.*, 1974, 14C, p.98.
2. Fagg L.W. *Rev.Mod.Phys.*, 1975, 47, p.693.
3. Lindgren R.A., Bendel W.L.
4. Lindgren R.A. e.a. *Phys. Rev.*, 1976, C14, p.1789.
4. Laszewski R.M., Holt R.J., Jackson H.E. *Phys.Rev.*, 1976, C13, p.2257.
5. Hanna S.S.. *Nucleonica*, 1974, 19, p.655.
6. Ткачев В.Н., Борзов И.Н., Камерджиев С.П. *Препринт ФЭИ-580*, Обнинск, 1975.
7. Ткачев В.Н., Борзов И.Н., Камерджиев С.П. *ЯФ*, 1976, 24, 715.
8. Борзов И.Н., Ткачев В.Н. *Изв. АН СССР, сер.физ.*, 1977, 41, 1263.
9. Gabrakov S.I. e.a. *Nucl.Phys.*, 1972, A182, p.625.
10. Castel B., Hamamoto I. *Phys.Lett.*, 1976, 65B, p.27.
11. Ćwick S., Wygonowska M. *Acta Phys. Pol.*, 1973, B4, p.233.
12. Lee T.-S., Pittel S. *Phys.Rev.*, 1975, C11, p.607.
13. Speth J. e.a. *Phys.Lett.*, 1976, 63B, p.257.
14. Соловьев В.Г. *Теория сложных ядер*. "Наука", М., 1971.
15. Чепурнов В.А. *ЯФ*, 1967, 6, 955.
15. Takeuchi K., Moldauer P.A. *Phys.Lett.*, 1969, 28B, p.384.
16. Вдовин А.И., Стоянов Ч. *Изв. АН СССР, сер.физ.*, 1974, XXXVIII, 2598.
17. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. *JINR*, E4-10397, *Dubna*, 1977.
18. Вдовин А.И., Комов А.Л., Малов Л.А. *ОИЯИ, P4-5125*, *Дубна*, 1970.
19. Hsi-chen Chang. *Phys. Lett.*, 1977, 69B, p.272.
20. Ширикова Н.Ю. *ОИЯИ, P4-3712*, *Дубна*, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 ноября 1977 года.