

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-86-81

А.И.Вдовин, Ч.Стоянов*

ИЗОТОПИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ЗАТУХАНИИ
ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ ОДНОЧАСТИЧНЫХ МОД

* Институт ядерных исследований
и ядерной энергетики БАН, София

1986

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему моменту достигнуты существенные успехи в экспериментальном изучении высоколежащих одночастичных состояний нечетных ядер. В большом числе сферических ядер с помощью реакций срыва (^3He , d), (α , ^3He) при энергиях падающих частиц 100-200 МэВ были обнаружены и исследованы квазисвязанные протонные ^{1, 2/} и нейтронные ^{3, 4/} одночастичные состояния с большими угловыми моментами ($l \geq 5$). Эти состояния принадлежат главным оболочкам, находящимся в одночастичном ядерном спектре сразу же вслед за незаполненной, или валентной, оболочкой. Таким образом положено начало спектроскопическим исследованиям главных оболочек, соседних с валентными.

Какую информацию можно получить в результате таких исследований? Прежде всего, мы получаем сведения об одночастичных ядерных состояниях вплоть до энергий возбуждения E_x 10-15 МэВ. Кроме того, можно надеяться на получение новых данных о механизмах затухания ядерных возбуждений большой энергии, которые дополнят сведения, полученные при изучении высоколежащих коллективных мод /т.е. гигантских мультипольных резонансов/. Как мы указывали ранее ^{5/}, известный интерес представляет изучение фрагментации высоколежащих состояний в Z-нечетных и N-нечетных ядрах, имеющих общий четно-четный остов. Проведенный нами ^{5/} сравнительный анализ затухания протонной и нейтронной дырочных подоболочек $1f_{7/2}$ в ядрах, соседних с ^{90}Zr / ^{89}Y и $^{89}\text{Zr}_{49}$ /, позволил сделать вывод о существовании определенного изотопического эффекта. Новые экспериментальные данные о высоколежащих одночастичных нейтронных и протонных подоболочках $1h_{9/2}$ и $1i_{13/2}$ в изотопах Sn ^{3, 4/} и Sb ^{2/} позволяют проверить выводы работы ^{5/} на примере новой группы ядер.

Цель настоящей работы двояка. Во-первых, в связи с появлением новых экспериментальных данных ^{2-4/} мы провели расчеты силовых функций высоколежащих нейтронных одночастичных состояний в $^{117, 121}\text{Sn}^*$ и высоколежащих протонных одночастичных состояний в $^{117, 121}\text{Sb}$. Во-вторых, основываясь на результатах многочисленных расчетов фрагментации высоковозбужденных одночастичных /дырочных/ состояний, выполненных в рамках квазичастично-

* Часть результатов для $^{117, 121}\text{Sn}$ была опубликована в ^{12/}.

фононной модели (КФМ)*, мы хотим обсудить некоторые общие закономерности затухания одночастичного движения при энергиях $E_x \approx 5-10$ МэВ.

1. МОДЕЛЬ, ЕЕ ПАРАМЕТРЫ И ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ

Формализм КФМ для нечетных сферических ядер наиболее полно изложен в обзоре^{/13/}. Здесь мы остановимся только на тех аспектах модели, без обсуждения которых невозможно ясное изложение полученных нами результатов.

Гамильтониан КФМ содержит феноменологические потенциалы среднего поля для протонов (p) и нейтронов (n), монопольное спаривательное pp- и np-взаимодействие в канале частица-частица и изотопически инвариантное сепарабельное взаимодействие в канале частица-дырка.

Структура возбужденных состояний нечетного ядра представляется в виде суперпозиции одноквазичастичных и фононных возбуждений. В расчетах, выполненных в настоящей работе, модельная волновая функция имела следующий вид:

$$\Psi_{\nu}(JM) = C_{J\nu} \{ a_{JM}^+ + \sum_{\lambda ij} D_j^{\lambda i} (J\nu) [a_{jm}^+ Q_{\lambda\mu i}^+]_{JM} + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} F_{j_1 j_2}^{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} (J\nu) [a_{jm}^+ [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{IM'}]_{JM} \} \Psi_0, \quad /1/$$

где a_{jm}^+ , $Q_{\lambda\mu i}^+$ - операторы рождения квазичастицы с квантовыми числами jm и фоновна с моментом, проекцией момента и номером $\lambda\mu i$; Ψ_0 - волновая функция основного состояния четно-четного ядра-остова.

Структура фононов и их энергии рассчитываются в приближении случайной фазы. Однофононная волновая функция следующим образом записывается в терминах операторов a_{jm}^+ , a_{jm} :

$$Q_{\lambda\mu i}^+ \Psi_0 = \frac{1}{2} \sum_{j_1 j_2} [\psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} [a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}^+]_{\lambda\mu} + (-)^{\lambda-\mu} \phi_{j_1 j_2}^{\lambda i} [a_{j_2 m_2} a_{j_1 m_1}]_{\lambda-\mu}] \Psi_0. \quad /2/$$

* В рамках КФМ исследованы глубоколежашие нейтронные дырочные состояния в изотопах Sn^{/6,7/}, Zr и Mo^{/8/}, Sm^{/9/} и Pb^{/10/}; протонные дырочные состояния в ⁸⁹Y^{/5/}, изотопах Pm^{/6/} и Tl^{/10/}; высоколежащие одночастичные протонные состояния в ¹⁴⁵Eu и ²⁰⁹Bi^{/11/}; высоколежащие одночастичные нейтронные состояния в ¹⁴⁵Sm и ²⁰⁹Pb^{/12/}.

Энергии однофононных состояний $Q_{\lambda\mu i}^+ \Psi_0 - \omega_{\lambda i}$ являются корнями алгебраического уравнения:

$$(\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) (X_n^{\lambda i} + X_p^{\lambda i}) - 4\kappa_0^{(\lambda)} \kappa_1^{(\lambda)} X_n^{\lambda i} X_p^{\lambda i} = 1, \quad /3/$$

$$X_r^{\lambda i} = \frac{1}{2\lambda + 1} \sum_{j_1 j_2} \frac{(f_{j_1 j_2}^{(\lambda)} u_{j_1 j_2}^{(+)})^2 \epsilon_{j_1 j_2}^{\lambda i}}{\epsilon_{j_1 j_2}^{\lambda i} - \omega_{\lambda i}^2}.$$

Выражения для амплитуд $\psi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ и $\phi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ таковы:

$$\psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} = \frac{1}{\sqrt{2} y_r^{\lambda i}} \frac{f_{j_1 j_2}^{(\lambda)} u_{j_1 j_2}^{(+)}}{\epsilon_{j_1 j_2}^{\lambda i} - \omega_{\lambda i}}; \quad \phi_{j_1 j_2}^{\lambda i} = \frac{1}{\sqrt{2} y_r^{\lambda i}} \frac{f_{j_1 j_2}^{(\lambda)} u_{j_1 j_2}^{(+)}}{\epsilon_{j_1 j_2}^{\lambda i} + \omega_{\lambda i}},$$

$$y_r^{\lambda i} = Y_r^{\lambda i} + Y_{-r}^{\lambda i} \left\{ \frac{1 - (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) X_r^{\lambda i}}{(\kappa_0^{(\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda)}) X_{-r}^{\lambda i}} \right\}^2, \quad /4/$$

$$Y_r^{\lambda i} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \omega} X_r^{\lambda i} \Big|_{\omega = \omega_{\lambda i}}$$

В формулах /3/, /4/ мы использовали следующие обозначения: $\kappa_{0,1}^{(\lambda)}$ - константы изоскалярного и изовекторного мультипольных взаимодействий, $f_{j_1 j_2}^{(\lambda)}$ - приведенный одночастичный матричный элемент оператора $f(r) i^{\lambda} Y_{\lambda\mu}$, где $f(r)$ - радиальный формфактор мультипольного взаимодействия; $\epsilon_{j_1 j_2}^{\lambda i} = \epsilon_{j_1} + \epsilon_{j_2}$ - энергия двух-

квазичастичного состояния; $u_{j_1 j_2}^{(+)} = u_{j_1} v_{j_2}^{(+)} + u_{j_2} v_{j_1}^{(+)}$, где u_j, v_j - коэффициенты преобразования Боголюбова. Изотопический индекс r принимает два значения: n, p; изменение знака r означает перемену индексов n и p.

У одночастичных индексов $j_1 j_2$ в выражениях для амплитуд ψ и ϕ /4/ подразумевается тот же изотопический индекс, что и у $y_r^{\lambda i}$. Из /4/ видно, что коэффициент $y_r^{\lambda i}$ играет роль нормирующего множителя в волновой функции однофононного состояния. Причем каждый фонон характеризуется двумя такими множителями - нейтронным и протонным. Чем меньше величина $y_r^{\lambda i}$, тем коллективнее фонон, т.е. тем большее число двухквазичастичных компонент дают вклад в его структуру. Заметим, что в общем случае $y_n^{\lambda i} \neq y_p^{\lambda i}$, и лишь тогда, когда $\kappa_0^{(\lambda)} = 0$ или $\kappa_1^{(\lambda)} = 0$, имеет место равенство $y_n^{\lambda i} = y_p^{\lambda i} = Y_n^{\lambda i} + Y_p^{\lambda i}$.

Часть гамильтониана КФМ, описывающая взаимодействие квазичастиц и фононов, имеет вид:

$$H_{\text{qph}} = - \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{\lambda\mu i} \{ (Q_{\lambda\mu i}^+ + (-)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda-\mu i}^-) \sum_{j_1 j_2} \frac{f_{j_1 j_2}^{(\lambda)} v_{j_1 j_2}^{(-)}}{\sqrt{q_{j_1}^{\lambda i}}} B(j_1 j_2 \lambda - \mu) + \text{h.c.} \} \quad /5/$$

$$B(j_1 j_2 \lambda - \mu) = \sum_{m_1 m_2} (-)^{j_2 + m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda - \mu \rangle a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 - m_2}^-$$

Сила взаимодействия квазичастицы a_{JM}^+ с состоянием $[a_{jm}^+ Q_{\lambda\mu i}^+]_{JM}$ определяется величиной:

$$\Gamma(Jj\lambda i) = \left(\frac{2\lambda + 1}{2J + 1} \right)^{1/2} \frac{f_{Jj}^{(\lambda)} v_{Jj}^{(-)}}{\sqrt{q_{Jj}^{\lambda i}}}, \quad v_{Jj}^{(-)} = u_J u_j - v_J v_j \quad /6/$$

Из выражения для $\Gamma(Jj\lambda i)$ следует, что чем коллективнее фотон, тем сильнее он взаимодействует с квазичастицами. Из выражения /6/ следует также, что протонная и нейтронная квазичастицы, находящиеся на подоболочках с одинаковыми J , по-разному взаимодействуют с одним и тем же фононом.

Параметры модельного гамильтониана подробно обсуждались в работе /14/, куда мы и отсылаем читателя за справками. В настоящей работе мы приводим только параметры потенциала Вудса-Саксона, с помощью которого описываем средние ядерные поля для протонной и нейтронной систем /табл.1/. Кроме того, на рис.1 мы привели фрагменты соответствующих одночастичных схем. Для ядер ^{117}Sn и ^{117}Sb расчеты выполнены с одночастичной схемой, соответствующей $A = 115$, для ядер ^{121}Sn и ^{121}Sb - с одночастичной схемой $A = 121$. В расчетах учитывались все связанные и узкие квазисвязанные состояния в одночастичной яме /т.е. более широкий спектр, чем показанный на рис.1/. Пространство однофотонных состояний включало все фононы $\lambda\pi = 1^{\pm} - 7^{\pm}$ с энергиями $\omega_{\lambda i} \leq 21$ МэВ.

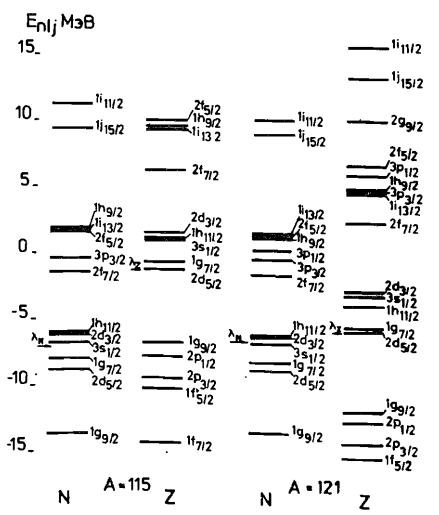
Таблица 1

Параметры одночастичного потенциала Вудса-Саксона

A		V_0 , МэВ	r_0 , фм	α , фм ⁻¹	$V_{\text{но}}$ МэВ
A = 115	Нейтроны	44,3	1,28	1,613	9,1
	Протоны	54,6	1,24	1,587	9,5
A = 121	Нейтроны	43,2	1,28	1,613	8,9
	Протоны	59,9	1,24	1,587	10,4

Вычисляя распределение одноквазичастичной компоненты по спектру нечетного ядра, мы, как и ранее, использовали метод силовых функций /15/. В качестве весовой функции была выбрана лоренцевская с полушириной $\Delta = 0,5$ МэВ.

Рис.1. Фрагменты одночастичных схем, рассчитанные с параметрами, приведенными в табл.1.



2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

2.1. Изотопы $^{117,121}\text{Sn}$

Экспериментальные данные о высоколежащих нейтронных одночастичных состояниях получены в реакции срыва нейтрона ($\alpha, ^3\text{He}$) при $E_{\alpha} = 183$ МэВ. Спектры вылетающих частиц ^3He измерены для мишеней $^{112,116-124}\text{Sn}$ /4/, но количественные данные о распределении силы высоколежащих нейтронных подоболочек опубликованы только для ^{121}Sn /3/. Анализ угловых распределений показал, что наблюдающиеся в сечениях реакции резонансные структуры / $E_x \approx 4-12$ МэВ/ связаны с возбуждением оболочек $1h_{9/2}$ и $1i_{13/2}$. Отметим две главные черты полученных в работах /3,4/ данных: а/ в изотопах $^{121-125}\text{Sn}$ при $E_x \sim 5$ МэВ виден узкий пик / $\Gamma < 1$ МэВ/, в котором сосредоточено 50-70% силы подоболочки $1h_{9/2}$; оставшая часть ее силы, так же, как и сила подоболочки $1i_{13/2}$, находится при $E_x > 5$ МэВ; б/ в изотопах $^{113,117,119}\text{Sn}$ указанный узкий пик отсутствует; изменение сечений реакций ($\alpha, ^3\text{He}$) вдоль цепочки изотопов олова от ^{125}Sn к ^{113}Sn указывает на усиление фрагментации высоколежащих нейтронных состояний.

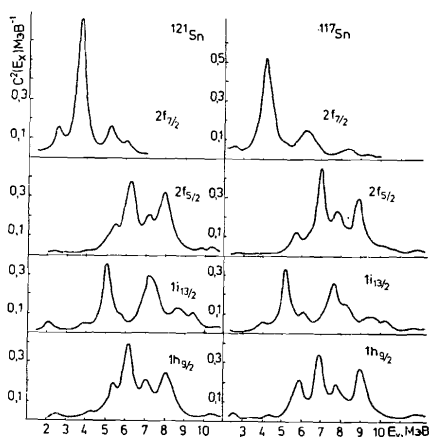
Рассмотрим теперь одночастичные нейтронные схемы в интересующих нас изотопах олова /рис.1/. При выбранных нами параметрах одночастичного потенциала энергии возбуждения подоболочек $1h_{9/2}$ и $1i_{13/2}$ $E_x \sim 9$ МэВ, причем они расположены очень близко друг к другу*. Ближе к этим подоболочкам расположена подоболоч-

* Ближкое расположение нейтронных подоболочек $1h_{9/2}$ и $1i_{13/2}$ является общей чертой одночастичных спектров от $A = 90$ до 210 при выбранной нами параметризации /12/. Оно, по-видимому, просто связано с их принадлежностью к одной главной оболочке.

Характеристики распределений силы высоколежащих нейтронных одночастичных состояний в изотопах $^{117,121}\text{Sn}$

Ядро	$n l J$	$\Delta E_x, \text{МэВ}$	$\bar{E}, \text{МэВ}$	$\sigma, \text{МэВ}$	$\sigma^2 s$
^{117}Sn	$2f_{7/2}$	0 - 10,0	4,6	1,96	0,90
		3,0 - 7,0	4,8	0,88	0,64
	$2f_{5/2}$	2,0 - 13,0	7,8	1,77	0,93
		5,0 - 10,0	7,6	1,11	0,81
	$1i_{13/2}$	2,0 - 13,0	7,3	2,24	0,84
		4,0 - 10,0	6,9	1,55	0,71
	$1h_{9/2}$	2,0 - 13,0	7,5	2,00	0,91
		5,0 - 10,0	7,5	1,60	0,76
^{121}Sn	$2f_{7/2}$	0 - 7,0	3,8	1,35	0,86
		2,0 - 6,5	4,0	1,02	0,76
	$2f_{5/2}$	1,0 - 11,0	6,9	1,57	0,92
		4,5 - 9,0	6,9	1,08	0,81
	$1i_{13/2}$	1,0 - 11,0	6,7	2,0	0,89
		4,0 - 10,0	6,9	1,52	0,78
$1h_{9/2}$	1,0 - 11,0	6,8	1,6	0,92	
	4,5 - 9,0	6,8	1,09	0,79	

Количественное сравнение теории и эксперимента можно провести сейчас только на примере ^{121}Sn , для которого опубликованы предварительные данные о распределении силы подболочек $1h_{9/2}$ и $1i_{13/2}$ ^{/3/} /см. табл.3/. Между теоретическими результатами и данными эксперимента имеются заметные расхождения. Во-первых, к экспериментальному пику с $E_x = 4,89$ МэВ и $J^\pi = 9/2^-$ ближе расположено максимум силовой функции подболочки $1i_{13/2}$ / $E_m = 5,1$ МэВ/, а не подболочки $1h_{9/2}$ / $E_m = 6,2$ МэВ/. Во-вторых, из данных работ ^{/3/} следует, что 93% силы подболочки $1h_{9/2}$ сосредоточено в узком интервале $\Delta E_x \leq 2,5$ МэВ

Рис.2. Силовые функции квази-связанных нейтронных одночастичных состояний в изотопах $^{117,121}\text{Sn}$.

ка $2f_{5/2}$, а на 3 МэВ ниже - ее спин-орбитальный партнер $2f_{7/2}$. В этой же области E_x находятся подболочки $3p$, однако их вклад в сечение реакции ($\alpha, ^3\text{He}$) настолько мал, что в дальнейшем мы их рассматривать не будем.

Силовые функции для четырех подболочек $1i_{13/2}$, $1h_{9/2}$ и $2f$ в ядрах $^{117,121}\text{Sn}$ изображены на рис.2, некоторые интегральные

характеристики распределений их силы приведены в табл.2. Силовые функции $C_j^2(E_x)$ имеют довольно длинные, медленно спадающие хвосты. Эта часть одночастичной силы входит в фон реакции, и извлечь ее оттуда нам не представляется возможным. Экспериментаторы более или менее успешно анализируют структуры, выделяющиеся над фоном реакций. Поэтому мы привели в табл.2 характеристики той части силовых распределений, в которой $C_j^2(E_x) \geq 0,05$. Конечно, выбранный нами критерий условен. Он может дать только качественное представление о том, какая часть одночастичной силы подболочек сосредоточена в резонансных структурах и может быть обнаружена экспериментально. Оказывается, что в резонансных областях сосредоточено 70-80% полной одночастичной силы подболочек. Заметим, что центры резонансных областей мало отличаются от центров, рассчитанных для всего изученного интервала ΔE_x , но второй момент σ резонансной области заметно меньше полного второго момента.

Фрагментация подболочек $1i_{13/2}$, $1h_{9/2}$ и $2f_{5/2}$ оказалась довольно сильной. Основная часть силы этих трех подболочек сосредоточена практически в одном и том же интервале $4 \leq E_x \leq 10$ МэВ, значения второго момента распределений $\sigma \approx 1,5-2$ МэВ. Подболочка $2f_{7/2}$ фрагментирована заметно слабее.

Фрагментация подболочек в ^{117}Sn получилась сильнее, чем в ^{121}Sn . На это указывает тот факт, что для всех рассчитанных силовых распределений $\sigma(^{117}\text{Sn}) > \sigma(^{121}\text{Sn})$. Это заметно и по рис.2. Причина состоит в большей энергии возбуждения подболочек в ^{117}Sn , нежели в ^{121}Sn . Однако различия в теоретических силовых функциях в двух ядрах не столь заметны, как в экспериментальных сечениях реакции ($\alpha, ^3\text{He}$). Максимумы силовых функций подболочек $1i_{13/2}$ и $1h_{9/2}$ расположены при $E_x = 5-6$ МэВ, т.е. близко к экспериментальному пику с $E_x = 5$ МэВ. Таким образом, можно сделать вывод о качественном согласии теории и эксперимента.

Таблица 3

Экспериментальные ^{2,3/} и теоретические данные о распределении силы подболочек $1i_{13/2}$, $1h_{9/2}$, $2f_{5/2}$, $2f_{7/2}$ в ^{121}Sn и ^{117}Sb

Ядро	Эксперимент			Теория		
	$E_m, \Delta E_x$ (МэВ)	J^π	c^2s	$E_m, \Delta E_x$ (МэВ)	J^π	c^2s
^{121}Sn	$E_m = 4,89 \pm 0,05$	$9/2^-$	0,67	$E_m = 5,1$ $\Delta E_x = 4,6-5,6$	$9/2^-$	0,12
		$13/2^+$	-		$13/2^+$	0,21
					$5/2^-$	0,11
					$7/2^-$	0,12
	$\Delta E_x = 5,4-7,0$	$9/2^-$	0,25	$\Delta E_x = 5,4-7,0$	$9/2^-$	0,40
		$13/2^+$	0,16		$13/2^+$	0,20
					$5/2^-$	0,36
					$7/2^-$	0,10
	$\Delta E_x = 7,0-10,0$			$\Delta E_x = 7,0-10,0$	$9/2^-$	0,34
		$13/2^+$	0,27		$13/2^+$	0,39
			$5/2^-$		0,40	
			$7/2^-$		-	
^{117}Sb	$E_m = 10,8 \pm 0,3$ $\Gamma = 5,5 \pm 0,6$	$9/2^-$	1,09	$E_m = 10,8$ $\Delta E_x = 8,0-13,5$	$9/2^-$	0,46
		$13/2^+$	0,28		$13/2^+$	0,49
					$5/2^-$	0,41
					$7/2^-$	0,61

/4,5 < E_x < 7 МэВ/. В то же время на гораздо более широком интервале $\Delta E_x = 5$ МэВ /5,4 < E_x < 10,0 МэВ/ обнаружено только 43% силы подболочки $1i_{13/2}$. Согласно же нашим расчетам, сила этих подболочек распределена практически по одному и тому же интервалу энергии возбуждения шириной $\Delta E_x \sim 4-5$ МэВ. Первое из указанных расхождений не представляется нам важным, т.к. теория вряд ли может претендовать на столь буквальное воспроизведение тонкой структуры сечений. Более существенно, что различаются результаты расчетов и данные эксперимента, относящиеся к распределению одночастичной силы на больших интервалах ΔE_x . Мало-

вероятной представляется нам столь слабая фрагментация подболочки $1h_{9/2}$. Далее, экспериментальные данные как будто бы указывают на то, что подболочка $1i_{13/2}$ расположена на 4-5 МэВ выше подболочки $1h_{9/2}$ и фрагментирована гораздо сильнее. Как мы уже отмечали выше /см. примечание в начале этого раздела/, близкое расположение подболочек $1i_{13/2}$ и $1h_{9/2}$ является систематической чертой феноменологических одночастичных спектров и связано с их принадлежностью к одной и той же главной оболочке.

Одной из возможных причин количественных расхождений теории и эксперимента является искажающее влияние вклада в сечение реакции срыва подболочек $2f_{5/2}$ и $2f_{7/2}$. С аналогичной ситуацией мы уже сталкивались при изучении протонных одночастичных подболочек $1i_{13/2}$ и $1h_{9/2}$ в $^{145}\text{Eu}^{1,2/}$. Здесь учет вклада в сечение реакции подболочки $2f_{7/2}$ улучшил согласие теоретических и экспериментальных распределений силы подболочек $1i_{13/2}$ и $1h_{9/2}$. К сожалению, процедура извлечения силы подболочек $2f$ из сечений весьма неоднозначна вследствие того, что вероятности переходов с $\ell = 3$ в реакциях срыва при энергиях пучка 100-200 МэВ намного меньше вероятностей переходов с $\ell = 5$ и 6.

2.2. Изотопы $^{117}, ^{121}\text{Sb}$

Обратимся теперь к изотопам сурьмы. Силовые функции для протонных одночастичных состояний $1i_{13/2}$, $1h_{9/2}$, $2f_{5/2}$ и $2f_{7/2}$ в изотопах $^{117}, ^{121}\text{Sb}$ изображены на рис.3, интегральные характеристики распределений одночастичной силы приведены в табл.4.

Фрагментация протонных подболочек получилась очень сильной. Она намного сильнее фрагментации подболочек с теми же квантовыми числами в $^{145}\text{Eu}^{11/}$, где их энергии возбуждения на 4-5 МэВ ниже. Значения второго момента σ достигают 3,5 МэВ. Интервалы, на которых исчерпывается $\sim 90\%$ силы подболочек, очень велики: $\Delta E_x = 15-18$ МэВ. Значительную часть этих интервалов составляют уже обсуждавшиеся нами "хвосты" распределений, в которых содержится более 30% одночастичной силы. Остальные 60-70% сосредоточены на интервалах шириной $\Delta E_x \sim 6-8$ МэВ. Почти равномерное распределение силы подболочек внутри этих интервалов и существенное перекрытие силовых распределений значительно усложняют задачу извлечения силы подболочек из экспериментальных сечений реакций срыва. Энергии возбуждения подболочек в изотопах ^{117}Sb и ^{121}Sb близки, поэтому различия в распределениях одночастичной силы вызваны в первую очередь различиями в матричных элементах взаимодействия нечетного протона с фонами разных четно-четных остовов / ^{116}Sn и ^{120}Sn /.

Экспериментальные данные о высоколежащих одночастичных протонных состояниях получены к настоящему моменту только для $^{117}\text{Sb}^{7/2/}$. В сечении реакции $^{116}\text{Sn}(\alpha, t)^{117}\text{Sb}$ при $E_\alpha = 80$ МэВ

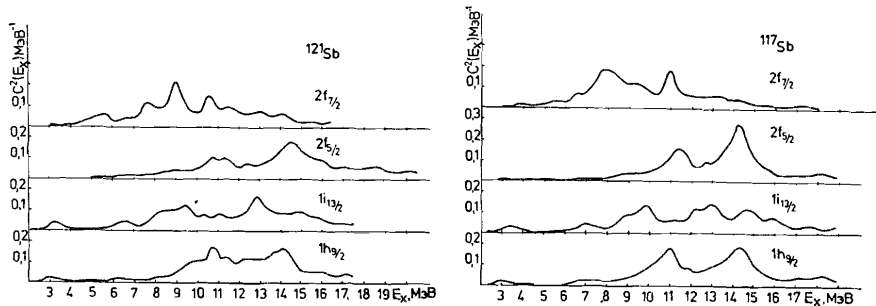


Рис. 3. Силовые функции квазисвязанных протонных одночастичных состояний в изотопах $^{117,121}\text{Sb}$.

Таблица 4

Характеристики распределений силы высоколежащих состояний в изотопах $^{117,121}\text{Sb}$

Ядро	n l J	ΔE_x , МэВ	\bar{E} , МэВ	σ , МэВ	C^2S
^{121}Sb	$2f_{7/2}$	3,0 - 18,0	9,7	2,95	0,89
		6,5 - 12,0	9,1	1,39	0,62
	$2f_{5/2}$	1,0 - 19,0	13,1	2,55	0,94
		10,0 - 16,0	13,2	1,26	0,73
	$1i_{13/2}$	1,0 - 19,0	12,0	3,33	0,90
		8,5 - 16,5	12,5	2,25	0,69
$1h_{9/2}$	1,0 - 19,0	12,4	3,48	0,93	
	9,5 - 16,0	12,7	2,16	0,69	
^{117}Sb	$2f_{7/2}$	1,5 - 16,5	9,4	3,13	0,90
		7,0 - 13,5	10,0	1,71	0,62
	$2f_{5/2}$	4,5 - 20,5	14,0	2,95	0,90
		10,0 - 17,0	13,8	1,05	0,65
	$1i_{13/2}$	1,5 - 17,5	11,4	3,36	0,88
		8,0 - 16,0	12,0	2,48	0,69
$1h_{9/2}$	1,5 - 17,5	11,9	2,65	0,90	
	9,0 - 15,0	12,2	1,81	0,69	

виден широкий пик, занимающий область энергии возбуждения $7 \leq E_x \leq 17$ МэВ. Пик был аппроксимирован гауссианом, параметры которого приведены в табл.3. По форме угловых распределений вылетающих тритонов можно прийти к заключению о том, что при возбуждении протонных одночастичных состояний доминируют переходы с $l = 6$ или 5 . Экспериментаторам не удалось разделить вклад в сечение (α, t) -реакции подболочек $1h_{9/2}$ и $1i_{13/2}$. Приведенные в табл.3 экспериментальные значения C^2S получены в предположении, что в экспериментальном пике сосредоточена сила только одной подболочки /т.е. или $1i_{13/2}$ или $1h_{9/2}$ /.

0 степени согласия теории и эксперимента трудно сделать определенные выводы. Центроиды рассчитанных нами силовых распределений подболочек $1h_{9/2}$ и $1i_{13/2}$ лежат на 1-2 МэВ выше максимума экспериментального гауссиана. На интервале ΔE_x , центр которого совпадает с максимумом гауссиана, а размер - с его полушириной /т.е. $\Delta E_x = \Gamma$, см. табл.3/, сосредоточено от 40 до 60% силы четырех исследованных подболочек. В пределах точности определения параметров гауссиана E_m и Γ /см. табл.3/ теоретические значения C^2S могут измениться на 25%. Практически вся оставшаяся часть силы подболочек $2f_{5/2}$, $1i_{13/2}$ и $1h_{9/2}$ находится при более высоких энергиях $E_x > 13,5$ МэВ/, а сила подболочки $2f_{7/2}$ - при энергиях $E_x < 8$ МэВ. Если же рассмотреть весь интервал ΔE_x , который занимает экспериментальный пик $7 \leq E_x \leq 17$ МэВ/, то на нем исчерпывается более 80% силы всех подболочек.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Даже беглого взгляда на рис.2 и 3 достаточно, чтобы заметить намного более сильную фрагментацию протонных подболочек $1i_{13/2}$, $1h_{9/2}$, $2f$, нежели нейтронных. Заметим, что у нечетных изотопов ^{117}Sb и ^{121}Sb общий четно-четный остов. В чем же причина столь сильных различий?

На фрагментацию одночастичного состояния оказывает влияние целая совокупность факторов, что можно видеть из хорошо известной формулы /см., например, ^{16}O / для spreading-ширины состояния простой структуры Γ^+ , возникающей вследствие взаимодействия "простого" состояния с окружающими его более сложными:

$$\Gamma^+ = 2\pi\rho \langle V^2 \rangle$$

/7/

/ ρ - плотность сложных состояний, $\langle V^2 \rangle$ - среднее значение квадрата матричного элемента взаимодействия простого состояния со сложными/. Плотность состояний ρ - функция энергии возбуждения E_x , спина и четности состояний. Среди всех этих факторов, влияющих на Γ^+ , подчас трудно бывает выделить наиболее важный.

Поскольку в настоящих расчетах мы сравниваем фрагментацию подоболочек с одинаковыми $n\bar{l}J$, то зависимость ρ от J^π не играет роли. Правда, протонные оболочки имеют энергию возбуждения на 3-4 МэВ больше, чем нейтронные, и рост плотности ρ с E_x , безусловно, влияет на величину Γ^\downarrow /или σ^\downarrow /. Но в наших модельных расчетах из-за ограниченной сложности волновой функции /она включает компоненты не сложнее, чем $3p-2h$ / плотность ρ растет с энергией гораздо медленнее, чем реальная плотность ядерных уровней. Так, для подоболочек $1h_{9/2}$ и $1i_{13/2}$ число состояний, взаимодействие с которыми учитывается в расчетах, в изотопах Sb только на 15-20% больше, чем в изотопах Sn /с тем же массовым числом/.

Главной причиной сильных различий фрагментации протонных и нейтронных подоболочек в изотопах Sb и Sn является взаимодействие квазичастиц с фононами, т.е. величина $\langle V^2 \rangle$. Это означает, что нечетный протон и нечетный квазинейтрон* взаимодействуют с фононами остова по-разному. Чтобы выяснить причину этого факта, рассмотрим подробнее структуру матричного элемента $\Gamma(Jj\lambda i)$.

Максимальные матричные элементы $\Gamma(Jj\lambda i)$ как для протонных, так и для нейтронных подоболочек J связаны с нижайшими коллективными фононами 2_1^+ и 3_1^- / $\lambda i = 2, 3; 1/$. В рассматриваемых ядрах оказывается справедливым неравенство $\Gamma_p(Jj\lambda 1) > \Gamma_n(Jj\lambda 1)$. Причин для этого несколько. Во-первых, при выбранной нами параметризации радиального формфактора эффективных сил протонный одночастичный матричный элемент $f_{Jj}^{(\lambda)}$ получается больше нейтронного. Во-вторых, сверхтекучий фактор $v_{Jj}^{(-)}$ для нечетного протона равен 1^* , а для квазинейтрона либо равен 1, либо меньше 1^* /в том случае, когда уровень j близок к поверхности Ферми/. Третьим и самым важным фактором является соотношение между протонным и нейтронным нормирующими множителями $y_r^{\lambda i}$ для низколежащих фононов в изотопах Sn. Оказывается, что $y_p^{\lambda 1} < y_n^{\lambda 1}$. Совокупное действие всех трех перечисленных факторов /см. /6// и приводит к неравенству $\Gamma_p > \Gamma_n$. Взаимодействие с низколежащими коллективными состояниями играет основную роль в распределении силы одночастичных состояний, в результате чего протонные подоболочки фрагментируются сильнее, чем нейтронные. Конечно, поскольку волновая функция /1/ содержит большое число фононов разной мультипольности как коллективных, так и неколективных, то правильнее делать заключение о силе взаимодействия квазичастиц с фононами, основываясь на анализе значений $\langle \Gamma^2 \rangle$. Такой анализ приводит к аналогичным результатам. Так, при усреднении по всем состояниям $j \otimes \lambda i$, для которых $\Gamma(Jj\lambda i) \geq 0,1 \Gamma_{\max}(J) / \Gamma_{\max}(J)$ - максимальный для данной подоболочки $n\bar{l}J$ из всех матричных элементов взаимодействия/, получаем для подоболочки

* Напомним, что в протонной системе изотопов Sb сверхтекучие корреляции отсутствуют.

$1i_{13/2}$ в ^{121}Sb $\bar{\Gamma}_p = \langle \Gamma_p^2 \rangle^{1/2} = 0,58$ МэВ, а в ^{121}Sn $\bar{\Gamma}_n = 0,41$ МэВ, для подоболочки $1h_{9/2}$ в тех же ядрах $\bar{\Gamma}_p = 0,48$ МэВ, $\bar{\Gamma}_n = 0,32$ МэВ.

Мы обратили особое внимание на соотношение между $y_r^{\lambda i}$ и $y_n^{\lambda i}$ потому, что в полумагических ядрах различия факторов $y_r^{\lambda i}$ и $y_n^{\lambda i}$ носят систематический характер, а именно, величина $y_r^{\lambda i}$, относящаяся к системе с магическим числом нуклонов, всегда меньше. В этих же ядрах для коэффициента $v_{Jj}^{(-)}$ имеет место обратное соотношение. Два эти обстоятельства приводят к тому, что в случае ядра-остова с магическим числом протонов $\Gamma_p(Ji\lambda 1) > \Gamma_n(Jj\lambda 1)$, если же магическим оказалось число нейтронов, то $\Gamma_n(Jj\lambda 1) > \Gamma_p(Jj\lambda 1)$. Примером, когда имеет место последнее неравенство, являются ядра ^{89}Zr и ^{89}Y , которые уже упоминались во Введении.

Указанные свойства низколежащих однофоновых состояний в полумагических ядрах уже обсуждались в литературе. В работе /17/ было указано на существование систематических различий в значениях протонной и нейтронной эффективных деформаций 2_1^+ - уровней этих ядер. Различия в деформациях возникают из-за того, что в системе с замкнутой главной оболочкой исчезают матричные элементы в $\text{O}h\omega$ -пространстве.

Насколько сделанные выше выводы соответствуют экспериментальным данным? Для высоколежащих подоболочек этот вопрос уже обсуждался нами: для дырочных протонной и нейтронной подоболочек $1f_{7/2}$ в нечетных ядрах, соседних с ^{90}Zr /50/, - в работе /5/; для высоколежащих протонных и нейтронных подоболочек в изотопах Sb и Sn - в настоящей работе. Качественно теория и эксперимент согласуются между собой, т.е. в области $N = 50$ сильнее фрагментирована нейтронная подоболочка, в области $Z = 50$ - протонная. К сожалению, на основании такого согласия нельзя сделать однозначного вывода о причинах различий в силе фрагментации протонной и нейтронной подоболочек, т.к. в обоих случаях подоболочка, которая фрагментирована сильнее, имеет и большую энергию возбуждения. Неясно поэтому, влиянию какого фактора в реальных ядрах обязаны мы этим различиям: $\rho(E_x)$ или $\langle V^2 \rangle$?

Дополнительным аргументом в пользу существования указанного нами изотопического эффекта в H_{qph} служат данные о фрагментации низколежащих состояний в изотопах Sb и Sn. Ясно, что наши рассуждения о различиях в $\Gamma_n(Jj\lambda i)$ и $\Gamma_p(Jj\lambda i)$ применимы и в этом случае, но отсутствует неопределенность, связанная с $\rho(E_x, J^\pi)$ и ее влиянием на фрагментацию. О степени фрагментации одночастичной силы в низколежащей области спектра можно судить по спектроскопическим факторам ядерных состояний. Спектроскопический фактор C^2S_J состояния J^π нечетного ядра, возбуждаемого в реакции срыва на четно-четной мишени, записывается следующим образом /18/:

$$C^2S_J = u_J^2 C_J^2,$$

/8/

где C_J - одноквазичастичная амплитуда в волновой функции $1/1/$. В изотопах Sb $u_J^2 = 1$ и все уменьшение спектроскопического фактора по сравнению с 1 связано с величиной C_J^2 , зависящей от силы взаимодействия квазичастиц с фононами. Значения u_J^2 , C_J^2 , C^2S_T и C^2S_Φ для состояний $7/2_1^+(1g_{7/2})$ и $11/2_1^-(1h_{11/2})$ в трех парах изотопов Sb и Sn приведены в табл.5. Видно, что значения C_J^2 в изотопе Sb на 15-30% меньше, чем в изотопе Sn с тем же массовым числом. Это и указывает на более сильное взаимодействие квазичастиц с фононами в изотопах сурьмы. В изотопах олова уменьшение значений $C^2S(J)$ по сравнению с 1 происходит главным образом из-за сверхтекучего фактора u_J^2 , а значения C_J^2 близки к 1. Удовлетворительное согласие теоретических и экспериментальных значений $C^2S(J)$ свидетельствует в пользу правильности наших рассуждений. Кроме того, сила низлежащих одночастичных состояний в изотопах Sb распределена по нескольким возбужденным состояниям, в то время как в Sn она сосредоточена на одном состоянии. Примером могут служить данные о фрагментации подболочки $1h_{11/2}$ в ^{117}Sb и изотопах $^{113-125}Sn$, полученные в реакциях срыва протона и нейтрона $^{2,4}/^*$.

Таблица 5

Сверхтекучие факторы u_J^2 , амплитуды одноквазичастичных компонент волновых функций C_J^2 и теоретические (C^2S_T) и экспериментальные (C^2S_Φ) $^{19}/^J$ значения спектроскопических факторов реакции срыва для уровней $7/2_1^+$ и $11/2_1^-$ в некоторых изотопах Sn и Sb

Ядро	$n\ 1\ J = 1g_{7/2}$				$n\ 1\ J = 1h_{11/2}$			
	u_J^2	C_J^2	C^2S_T	C^2S_Φ	u_J^2	C_J^2	C^2S_T	C^2S_Φ
^{113}Sn	0,45	0,98	0,44	0,23	0,88	0,92	0,81	1,0
^{113}Sb	1,0	0,86	0,86	0,94	1,0	0,77	0,77	0,4
^{117}Sn	0,22	0,89	0,20	0,11	0,78	0,92	0,72	0,79
^{117}Sb	1,0	0,75	0,75	0,81	1,0	0,67	0,67	0,53
^{119}Sn	0,16	0,91	0,15	0,06	0,70	0,93	0,65	0,69
^{119}Sb	1,0	0,77	0,77	0,79	1,0	0,66	0,66	0,63

*Уже во Введении мы отмечали, что за последние годы накопились довольно обширные сведения об одночастичных состояниях, входящих в состав главных оболочек, соседних с заполняющимися.

*На это обстоятельство нам указал д-р С.Галес.

Основываясь на данных эксперимента и результатах соответствующих расчетов в рамках КФМ, можно попытаться оценить точность, с которой феноменологический потенциал Вудса-Саксона воспроизводит положение одночастичных подболочек, удаленных от уровня Ферми на 5-10 МэВ. Такой анализ интересен также ввиду предположений о довольно сильной зависимости глубины одночастичной ямы от энергии возбуждения, сделанных на основе результатов (e, e') и ($p, 2p$) -экспериментов $^{20}/$.

Таблица 6

Рассчитанные в рамках КФМ и извлеченные из экспериментальных сечений значения центроидов \bar{E} распределений одночастичной /дырочной/ силы в различных ядрах: ΔE_x - интервал энергии возбуждения, для которого вычислен \bar{E} , C^2S - часть одночастичной силы, исчерпанной на этом интервале

Ядро	$n\ l\ J$	Нейтронные дырочные состояния			Эксперимент			
		ΔE_x , МэВ	\bar{E} , МэВ	C^2S	ΔE_x , МэВ	\bar{E} , МэВ	C^2S	
^{89}Zr	$1f_{5/2}$	0	-9,0	3,8	0,95	0 - 9,9	3,27	1,16(?)
	$1f_{7/2}$	3,5	-12,0	8,0	0,85 /8/	4 -16	10,3	0,75 /21/
^{111}Sn	$1g_{9/2}$	3,4	-7,3	4,62	0,73	3,4-7,3	4,52	0,64
	$2p_{1/2}$	3,4	-6,8	5,82	0,63 /7/	3,4-6,8	5,44	0,47 /22/
	$2p_{3/2}$	3,4	-7,3	5,67	0,35	3,4-7,3	5,74	0,30
^{115}Sn	$1g_{9/2}$	3,6	-6,5	5,5	0,48 /6/	3,6-6,5	5,2	0,466 /23/
	$1f_{5/2}$	0	-14,0	9,3	/7/	-	10,6	- /24/
^{119}Sn	$1g_{9/2}$	3,8	-6,5	5,7	0,45 /6/	3,8-6,5	5,4	0,29 /23/
^{143}Sm	$1g_{9/2}$	6	-12	7,9	0,55 /9/	6 -12	7,6	0,52 /25/
	$1h_{11/2}$	6,7	-10,5	8,4	0,71	6,7-10,5	8,5	0,78
^{207}Pb	$1g_{7/2}$	9,0	-14,0	11,2	0,90 /10/	9,0-14,0	10,8	- /26/
	$1g_{9/2}$	11,0	-17,0	14,5	0,78	11,0-17,0	14	0,92
Протонные дырочные состояния								
^{57}Co	$1d_{3/2}$	3,5	-5,9	5,6	0,52 /27/	3,5-5,9	4,4	0,95 /27/
	$1d_{5/2}$	4	-19,5	9,3	0,90	4 -19,5	10,7	0,98
^{89}Y	$1f_{7/2}$	3,3	-11,0	6,5	0,85 /5/	3,3-11,3	~6,8	~1,15 /28/
^{143}Pm	$1g_{9/2}$	3,9	-5,9	4,8	0,63 /6/	-	5	0,77 /29/
^{207}Tl	$1g_{9/2}$	7,25	-12,25	8,9	0,57 /10/	7,25-12,25	9,75	0,77 /30/

Таблица 6 /продолжение/

Нейтронные одночастичные состояния										
Ядро	n l J	Теория				Эксперимент				
		$\Delta E_x, \text{МэВ}$	$E_x, \text{МэВ}$	C^2S	Ссылка	$\Delta E_x, \text{МэВ}$	$E_x, \text{МэВ}$	C^2S	Ссылка	
^{121}Sn	$1h_{9/2}$	4,6 - 7,0	6,9	0,47	наст.	4,9-7,0	5,3	0,92	/3/	
	$1i_{13/2}$	5,4 - 10,0	8,4	0,57	раб.	5,4-10,0	7,6	0,43		
^{209}Pb	$1k_{17/2}$	2,5 - II,5	8,9	0,94	/12/	~ 7 - 14	10,7	-	/4/	
	$1j_{13/2}$	2,5 - II,5	9,6	0,94						
Протонные одночастичные состояния										
^{117}Sb	$1h_{9/2}$	7 - I7,0	12,9	0,81	наст.	7 - I7,0	10,8	1,09	/2/	
	$1i_{13/2}$	7 - I7,0	12,0	0,82	раб.			0,28		
^{145}Eu	$2f_{7/2}$	2 - 9	5,6	0,72	/II/	2 - 9	4,3	0,43	/2/	
	$1h_{9/2}$	3 - I2	7,6	0,87		3 - I2	5,9	0,75		
	$1i_{13/2}$	3 - I2	7,5	0,82		3 - I2	7,6	0,80		
^{209}Bi	$1i_{11/2}$	4 - I3	9,0	0,88		4 - I3	7,8	0,72	/2/	
	$1j_{15/2}$	4 - I3	8,1	0,77		4 - I3	7,4	0,77		

С этой целью мы составили сводную таблицу 6, в которой собрали известные нам экспериментальные данные и результаты теоретических расчетов /в табл.6 приведены ссылки на использованные нами работы при ее составлении/. В этой таблице сравниваются центры теоретических и экспериментальных силовых распределений, в связи с чем необходимо сделать несколько замечаний. Строго говоря, для того, чтобы уверенно судить о положении одночастичного уровня по центру силовых распределений, надо иметь информацию о распределении всей или почти всей силы состояния. Как видно из табл.6, это условие выполняется не всегда. В ряде случаев не совпадают даже интервалы ΔE_x , для которых получены \bar{E}_T и \bar{E}_α . Иногда это приводит к явным несообразностям. Например, слишком близкое расположение подболочек $(2p_{1/2})_{-1}^{-1}$ и $(2p_{3/2})_{-1}^{-1}$ в ^{111}Sn и даже "нетривиальный" порядок их следования в теоретическом спектре связаны просто с тем, что на исследованном экспериментаторами интервале E_x находится лишь нижняя часть распределения подболочки $2p_{3/2}$, содержащая около 30% ее силы.

Одни только эти неопределенности /не говоря уже о неопределенностях, возникающих при извлечении из экспериментальных сечений значений C^2S / позволяют нам претендовать лишь на качественные заключения. Кажется, можно утверждать, что феноменологический потенциал Вудса-Саксона воспроизводит положение одночастичных /дырочных/ уровней в главных оболочках, соседних с валентной, с точностью 1 МэВ. Учитывая точность экспериментальных данных и неопределенности параметризации одночастичного потенциала, это совпадение надо признать вполне удовлетворительным. Положение дырочных подболочек в целом воспроизводится лучше, чем частичных, расхождение \bar{E}_T и \bar{E}_α для них меньше. Нет указаний на систематические различия теории и эксперимента, разве что для частичных состояний в большинстве случаев $\bar{E}_T > \bar{E}_\alpha$. С некоторой натяжкой можно говорить о более сильной разнице \bar{E}_T и \bar{E}_α для состояний с $E_x > 10$ МэВ. Два последних замечания можно рассматривать как свидетельства в пользу существования зависимости глубины потенциала от энергии возбуждения. Однако если такая зависимость и существует, то для рассматриваемых энергий она слабее, чем это следует из параметризации, предложенной в ³¹. Быть может, более ярко она проявится для подболочек с еще большими энергиями возбуждения. Например, согласно данным работы ³², основная часть силовых подболочки $(2s_{1/2})_{-1}^{-1}$ в ^{89}Y сконцентрирована на 7 МэВ глубже, чем это следует из наших расчетов ⁵. Надо, однако, иметь в виду, что с ростом энергии возбуждения подболочек усиливается их фрагментация, силовые распределения разных подболочек перекрываются все сильнее, а в сечениях реакций ³одноуклонной передачи исчезают явно выраженные резонансные структуры. Все это до крайности затрудняет извлечение данных об одночастичных /дырочных/ состояниях из экспериментальных сечений.

Авторы признательны В.Г.Соловьеву за внимание к настоящей работе, С.Йошиде, Э.Ланжевен-Жолио, С.Галесу, В.В.Воронову, Ф.А.Гарееву - за обсуждение и полезные советы, В.Ю.Пономареву - за помощь и консультации.

ЛИТЕРАТУРА

- Gales S. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p.1593.
- Gales S. et al. Phys.Rev.C, 1985, 31, p.94.
- Gales S. et al. Phys.Lett., 1984, 144B, p.323.
- Gales S. Invited Talk Given at the Niels Bohr Symposium on Nucl.Struct., Copenhagen, 1985; Preprint Institut de Physique Nucleaire, IPNO-DRE/85-12.
- Вдовин А.И., Стоянов Ч. ЯФ, 1985, 41, с.1134.
- Soloviev V.G. et al. Nucl.Phys., 1980, A342, p.261.
- Нгуен Динь Тхао и др. ЯФ, 1983, 37, с.43.

8. Nguyen Dinh Thao et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1984, 10, p.517.
9. Стоянов Ч. Изв.АН СССР /сер.физ./, 1981, 45, с.1820.
10. Soloviev V.G. et al. Nucl.Phys., 1983, A399, p.141.
11. Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Phys.Lett., 1983, 130B, p.134.
12. Vdovin A.I., Stoyanov Ch. JINR, E4-85-352, Dubna, 1985.
13. Вдовин А.И. и др. ЭЧАЯ, 1985, т.16, вып.2, с.245.
14. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, т.14, вып.2, с.237.
15. Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl.Phys., 1976, A270, p.87; Малов Л.А. ОИЯИ, P4-81-228, Дубна, 1981.
16. Bertsch G.F. et al. Rev.Mod.Phys., 1983, 55, p.287.
17. Madsen V.A., Brown V.R. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.176.
18. Yoshida S. Nucl.Phys., 1962, 38, p.380; Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
19. Lyttkens J. et al. Nucl.Data Sheets, 1981, 33, p.1; Auble R.L. Nucl.Data Sheets, 1979, 26, p.207; ibid, 1978, 25, p.315.
20. Jacob G., Maris Th.A.J. Rev.Mod.Phys., 1973, 45, p.6.
21. Kasagi J. et al. Phys.Rev.C, 1983, 28, p.1065.
22. Gales S. et al. Nucl.Phys., 1982, A381, p.40.
23. Gerlic E. et al. Phys.Rev.C, 1980, 21, p.124.
24. Siemssen R.H. et al. Phys.Lett., 1981, 103B, p.323.
25. Galès S. et al. Nucl.Phys., 1983, A398, p.19.
26. Guillot J. et al. Phys.Rev.C, 1980, 21, p.879; Gales S. et al. Phys.Rev.C, 1978, 18, p.2475.
27. Вагнер Г. и др. ЯФ, 1984, 40, с.1396.
28. Stuirbrink A. et al. Z.Phys.A: Atoms and Nuclei, 1980, 297, p.307.
29. Doll P. et al. Phys.Lett., 1979, 82B, p.357.
30. Langevin-Joliot H. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1984, 10, p.1435.
31. Vagradov G.M. et al. Nucl.Phys., 1977, A278, p.319.
32. Seeger G. et al. Proc. of the Int.Conf. on Nucl.Struct., Florence, Italy, 1983, vol.1, p.68.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 февраля 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 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.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.

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

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Вдовин А.И., Стоянов Ч. P4-86-81
Изотопические эффекты в затухании высоковозбужденных
одночастичных мод

В рамках квазичастично-фононной модели ядра рассчитаны силовые функции одночастичных квазисвязанных нейтронных состояний в изотопах $^{117,121}\text{Sn}$ и протонных состояний в изотопах $^{117,121}\text{Sb}$. Показано, что наблюдающаяся в эксперименте более сильная фрагментация протонных подболочек объясняется значительной разницей в силе взаимодействия нечетных нейтрона и протона с фононами четно-четного полумагического ядра-остова. Существование этого изотопического эффекта подтверждается данными о фрагментации низколежащих одночастичных состояний в изотопах олова и сурьмы. Систематическое сравнение результатов КФМ с данными эксперимента демонстрирует, что феноменологический потенциал Вудса-Саксона воспроизводит положение высоколежащих подболочек с точностью ~ 1 МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Vdovin A.I., Stoyanov Ch. P4-86-81
Isotopic Dependence of the Damping of Highly-Excited
Single-Particle Modes

The strength functions of the single-neutron quasibound subshells in isotopes $^{117,121}\text{Sn}$ and single-proton subshells in $^{117,121}\text{Sb}$ are calculated within the quasiparticle-phonon model (QPM). We argue that larger spreading widths of the proton states than the neutron ones are due to the strong difference of the coupling strengths of the odd proton and neutron with the phonon excitations of the even-even core. The experimental data on the one-nucleon spectroscopic factors of the low-lying states in tin and antimony isotopes confirm our assumptions. We also compare in a systematical way the experimental data on the highly-excited subshells with the numerous QPM-calculation results and make a conclusion that the phenomenological Saxon-Woods potential reproduces the excitation energies of the subshells within the accuracy ~ 1 MeV.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986