

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С-603

24/x-75
P4 - 9052

В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов,
Д.Дамбасурен, А.И.Вдовин

4106/2-75

ВЫЧИСЛЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ
СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР В РАМКАХ
ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОГО ПОДХОДА

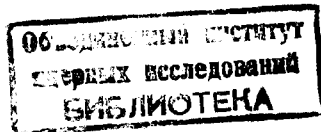
1975

P4 - 9052

В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов,
Д.Дамбасурен, А.И.Вдовин

**ВЫЧИСЛЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ
СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР В РАМКАХ
ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОГО ПОДХОДА**

Направлено в Journal of Physics G
(Nuclear Physics)



Соловьев В.Г., Стоянов Ч., Дамбасурен Д.,
Вдовин А.И.

P4 - 9052

Вычисление нейтронных силовых функций сферических ядер
в рамках полумикроскопического подхода

В рамках модели, учитывающей взаимодействия квазичастиц с фононами, исследована фрагментация одночастичных состояний в нечётных сферических ядрах и вычислены S- и P-волновые нейтронные силовые функции. Результаты для изотопов Sn и Te удовлетворительно согласуются с опытом.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Dambasuren D.,
Vdovin A.I.

P4 - 9052

The Semimicroscopic Calculation of the
Neutron Strength Functions in Spherical
Nuclei

The fragmentation of single-particle states in spherical odd-A nuclei is investigated in the frame work of the model taking into account quasiparticle-phonon interaction. The S- and p-wave neutron strength functions are calculated. The theoretical results for Sn and Te isotopes are in satisfactory agreement with experimental ones.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

Нейтронные силовые функции являются важными характеристиками ядерного спектра при больших энергиях возбуждения, поскольку они непосредственно связаны с величинами одночастичных компонент в волновых функциях возбужденных состояний, лежащих вблизи энергии связи нейтрона B_n . Из экспериментальных данных по сечениям взаимодействия медленных нейтронов с ядрами с довольно хорошей точностью извлекаются значения S-силовых функций, значения P-силовых функций известны с гораздо меньшей точностью. Экспериментальные значения силовых функций, если их рассматривать как функцию массового числа A, демонстрируют ярко выраженные максимумы и минимумы. Основы теоретического описания силовых функций были заложены Лейном, Томасом и Вигнером /1/. Однако теоретические расчеты силовых функций правильно передают их абсолютную величину только там, где силовые функции максимальны. Описать силовые функции в минимуме оптическая модель оказалась бессильной.

В литературе неоднократно указывалось /2,3/, что максимумы и минимумы в зависимости силовой S-функции от A коррелируются с положением S-уровня нейтронной одночастичной схемы относительно энергии связи, т.е. связаны с тем, как близко от B_n расположен пик в предполагаемом распределении силы одночастичного S-состояния по ядерным уровням. Таким образом, имея модель, которая правильно описывает это распределение /иначе говоря, фрагментацию/, мы можем рассчитывать на правильное описание силовых функций.

Такая модель была предложена В.Г.Соловьевым /3,4/. Ясно, что волновая функция, описывающая высоковозбужденное состояние, крайне сложна и содержит огромное

количество различных компонент. Поэтому для решения задачи с такой волновой функцией необходима разработка эффективных приближенных методов. Ряд таких методов был предложен и изучался в работах /5,6/. С помощью метода, описанного в работе /6/, удалось описать фрагментацию одночастичных состояний в деформированных ядрах, используя волновую функцию возбужденного состояния следующего вида:

$$\Psi(JM) = C_J^\nu \{ a_{JM}^+ + \sum_j D_j^{\lambda i} (J\nu) [a_{jm}^+ Q_{\lambda\mu}^+]_{JM} + \sum_j F_{j1}^{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} (J\nu) [a_{jm}^+ [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{I\mu}]_{JM} \} \Psi_0 \quad /1/$$

Здесь: a_{JM}^+ - оператор рождения квазичастицы с квантовыми числами JM. Под J мы понимаем три квантовых числа, характеризующих одночастичное состояние в сферическом потенциале πj ; M - проекция полного момента. $Q_{\lambda\mu i}^+$ - оператор рождения фона с моментом λ его проекцией μ и номером i . Ψ_0 - волновая функция основного состояния четно-четного ядра. Квадратные скобки означают векторную связь моментов.

Результаты расчетов работы /7/ хотя они и несвободны от некоторых недостатков/ с несомненностью указывают на тот факт, что распределение одночастичной компоненты по возбужденным ядерным уровням, полученное с использованием волновой функции /1/, мало отличается от распределения, получающегося с использованием еще более простой волновой функции, когда $F=0$. Поэтому мы рассчитали силовые функции сферических ядер, ограничившись простой волновой функцией. Дополнительным оправданием этого приближения является хорошее согласие с экспериментом силовых функций рассчитанных аналогичным образом в деформированных ядрах.

В качестве объекта исследования мы выбрали изотопы олова и теллура, т.е. те ядра, где силовая S-функция минимальна.

Модель, которую мы используем при описании фрагментации одночастичных состояний, представляет собой несколько расширенный вариант хорошо известной сверх-

текущей модели ядра /8/. Гамильтониан этой модели включает среднее поле для протонов и нейтронов, спаривательное взаимодействие /n-n и p-p/ и дальнедействующие силы. В качестве дальнедействующих сил, помимо обычных квадруполь-квадрупольных и октуполь-октупольных, в гамильтониан включены и силы с более высокими мультипольностями, а также спин-мультипольные. Сверхтекучая модель ядра позволяет удовлетворительно описать свойства низколежащих ядерных возбужденных состояний, мы считаем все параметры модели фиксированными; мы берем их такими же, как и при описании низколежащей части спектра. Ответственным за смешивание различных видов возбуждений в этой модели является взаимодействие квазичастиц с фононами. Именно оно приводит к распределению силы одночастичного состояния по ядерным уровням. Ограничившись простой волновой функцией, содержащей только одноквазичастичную и "квазичастица + фонon" компоненты, мы можем сразу написать уравнение, определяющее энергию состояния η_ν и выражение для коэффициентов C_J^ν и $D_j^{\lambda i} (J\nu)$ /5/ :

$$c_J - \eta_\nu - \frac{1}{2} \sum_{\lambda j i} \frac{\Gamma^2(Jj\lambda i)}{c_j + \omega_{\lambda i} - \eta_\nu} = 0, \quad /2/$$

$$D_j^{\lambda i} (J\nu) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Gamma(Jj\lambda i)}{c_j + \omega_{\lambda i} - \eta_\nu}, \quad /3/$$

$$C_J^\nu = \left\{ 1 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda j i} \frac{\Gamma^2(Jj\lambda i)}{(c_j + \omega_{\lambda i} - \eta_\nu)^2} \right\}^{-1/2}. \quad /4/$$

Если обозначить левую часть уравнения /2/ через $F(\eta)$, то легко видеть, что

$$C_J^\nu = \left\{ \frac{\partial F(\eta)}{\partial \eta} \right\}_{\eta=\eta_\nu}^{-1/2}. \quad /5/$$

В формулах /2/-/4/ использованы следующие обозначения: ϵ_J - энергия квазичастицы с квантовыми числами JM, $\omega_{\lambda i}$ - энергия фонона с квантовыми числами $\lambda \mu i$,

$$\Gamma(Jj\lambda i) = \left(\frac{2\lambda + 1}{2J + 1} \right)^{1/2} \frac{f_{Jj}^{\lambda} v_{Jj}^{(\pm)}}{\sqrt{Y(\lambda i)}},$$

где f_{Jj}^{λ} - приведенный одночастичный матричный элемент мультипольного /или спин-мультипольного/ оператора; $Y(\lambda i)$ - величина, характеризующая степень коллективности фонона $\lambda \mu i$. Она мала для коллективных фононов /например, нижайшего квадрупольного/ и велика для неколлективных. $v_{Jj}^{(\pm)} = u_J u_j \pm v_J v_j$ - знак + для спин-мультипольных фононов, знак - для мультипольных. u, v - коэффициенты преобразования Боголюбова.

0^+ - состояния мы описываем как парные вибрации. Величина $(C_J^v)^2$ определяет вклад одноквазичастичной компоненты в нормировку волновой функции.

Параметры гамильтониана /одночастичные энергии и матричные элементы, константы спаривательного взаимодействия и другие/ взяты из работы /9/. Особо надо подчеркнуть, что величины констант квадруполь-квадрупольных и октуполь-октупольных сил мы брали такими, чтобы правильно описать энергии 2_1^+ и 3_1^- состояний четно-четных изотопов олова и теллура с учетом ангармонических поправок. Несколько слов надо сказать о силах с мультипольностью больше 3 и спин-мультипольных. Нет определенных экспериментальных указаний на существование в спектрах сферических четно-четных ядер каких-либо коллективных возбуждений с моментом больше 3 /за исключением, быть может, 4^+ -уровней/, поэтому константы этих сил мы выбрали очень маленькими и вклад их в распределение силы одночастичного состояния невелик. Впрочем, этот вопрос нуждается в более подробном изучении. В основном, фрагментация происходит из-за взаимодействия квазичастиц с квадрупольными и октупольными колебаниями.

Результаты расчетов величины $(C_J^v)^2$ показали, что сила одночастичного состояния, в основном, сконцентрирована на уровнях, которые лежат вблизи полюсов уравнения /2/, имеющих большую величину $\Gamma(Jj\lambda i)$. Заметим,

что расчеты в рамках простой модели дают правильные значения $\sum_v \Delta E (C_J^v)^2$, где суммирование ведется по уровням v , лежащим в энергетическом интервале ΔE , а не значения отдельных компонент $(C_J^v)^2$. Это связано с тем, что решения, соответствующие полюсам "квазичастица плюс фонон", аккумулируют вклад от решений, соответствующих полюсам "квазичастица плюс два фонона". На рис. 1 и 2 приведена фрагментация подболочек $3S_{1/2}$ и $3p_{1/2}$ в ^{129}Te . В ^{129}Te до энергии возбуждения 9 МэВ имеется 72 полюса "квазичастица плюс фонон" для состояний с $J^\pi = 1/2^+$, а для состояний с $J^\pi = 1/2^-$ - 39 полюсов. На рисунках даны в виде вертикальных линий величины $(C_J^v)^2 > 0.05$. При вычислении нейтронных силовых функций суммируются значения $(C_J^v)^2$ для состояний, лежащих в интервале ΔE около энергии связи нейтрона B_n . Вследствие малой плотности полюсов "квазичастица плюс фонон" и сильной флюктуации величин $\Gamma(Jj\lambda i)$ такой способ расчета приводит к большим изменениям значений $\sum (C_J^v)^2$ в зависимости от интервала усреднения ΔE .

Для того, чтобы избежать больших флюктуаций нейтронных силовых функций, используем метод непосредственного вычисления усредненных характеристик без детального расчета каждого состояния. Мы вводим дополнительную эффективную размазку наших состояний при помощи функций Брайт-Вигнеровского типа. Вместо $(C_J^v)^2$ введем величину

$$S_J(\eta) = \frac{1}{2\pi} \sum_v (C_J^v)^2 \frac{\Lambda}{(\eta - \eta_v)^2 + \Lambda^2/4} \quad /6/$$

Такой способ расчета нейтронных силовых функций был использован Соловьевым и Маловым в деформированных ядрах. Конечно, при этом возникает дополнительный параметр размазки Λ , однако результаты расчета слабо зависят от его величины. Способ вычисления силовых функций с введением эффективной размазки по примеру формулы /6/ описан в монографии О.Бора и Б.Моттelsona /2/. Легко видеть, что рассмотренный там случай вычисления силовой функции для системы уровней, когда

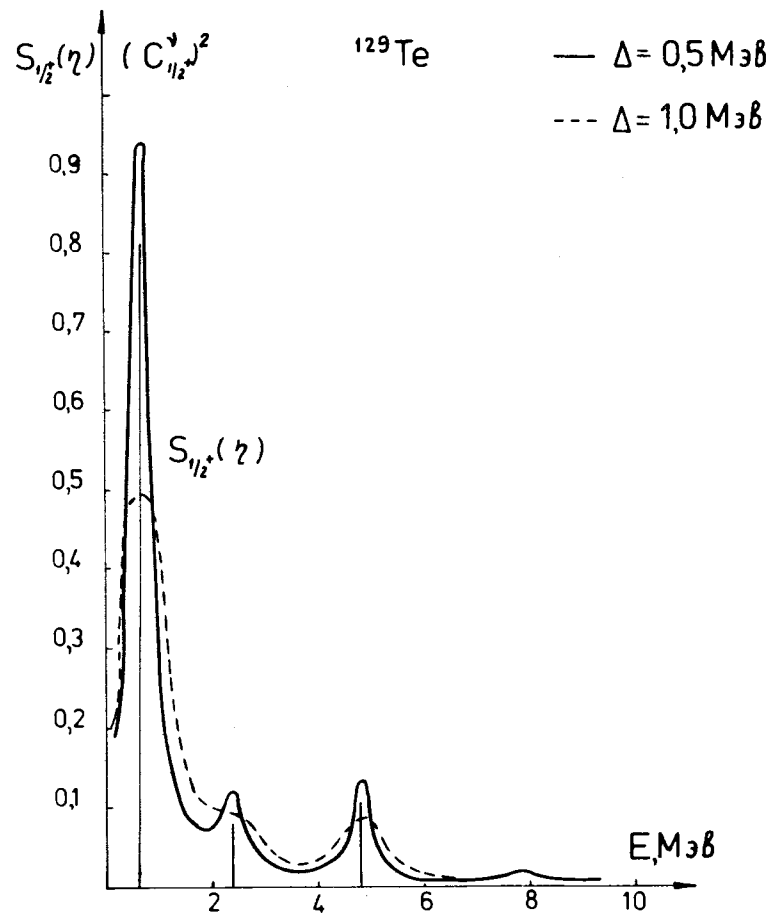


Рис. 1. Фрагментация подболочки $3S_{1/2}$ в ^{129}Te .

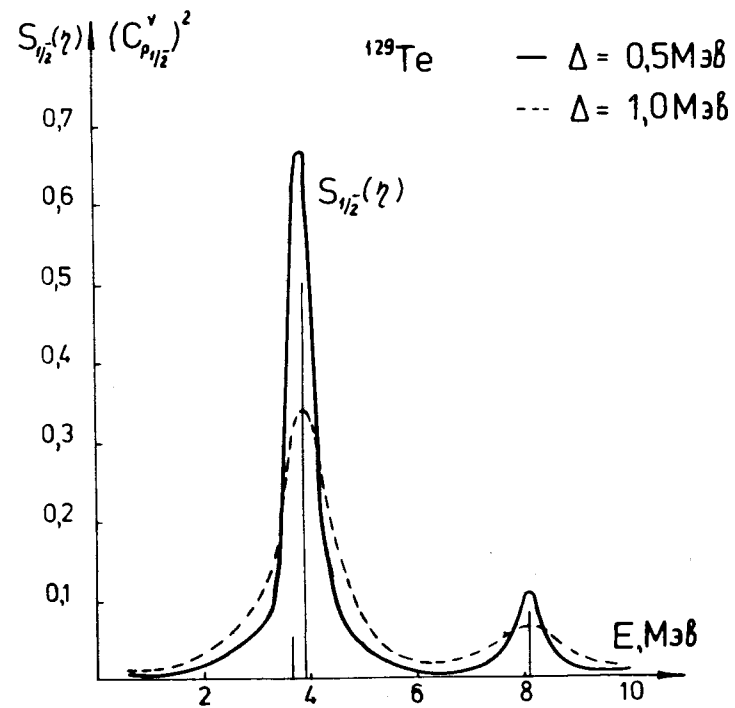


Рис. 2. Фрагментация подболочки $3p_{1/2}$ в ^{129}Te .

только один из них взаимодействует со всеми остальными, точно реализуется в нашей модели. Можно получить явный вид функции $S_J(\eta)$, используя формулу /5/. Подставив /5/ в /6/ и заменив сумму на интеграл по контуру в комплексной плоскости, получим:

$$S_J(\eta) = \frac{\Lambda}{2\pi} \frac{1 + \tilde{\Gamma}(\eta)}{(c_j - \gamma(\eta) - \eta)^2 + 1/4\Lambda^2(1 + \tilde{\Gamma}(\eta))^2}, \quad /7/$$

где

$$\tilde{\Gamma}(\eta) = \frac{1}{2} \sum_{\lambda ij} \frac{\Gamma^2(Jj\lambda i)}{(c_j + \omega_{\lambda i} - \eta)^2 + \Lambda^2/4},$$

$$\gamma(\eta) = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda ij} \frac{\Gamma^2(Jj\lambda i) (c_j + \omega_{\lambda i} - \eta)}{(c_j + \omega_{\lambda i} - \eta)^2 + \Lambda^2/4}.$$

Внешне функция $S_J(\eta)$ имеет Брайт-Вигнеровскую форму, однако благодаря зависимости величин $\tilde{\Gamma}$ и γ от η истинный вид $S_J(\eta)$ резко отличается от Брайт-Вигнеровского. На рис. 1 и 2 мы привели график $S_J(\eta)$ для состояний $1/2^+$ и $1/2^-$ в ядре ^{129}Te для двух разных значений $\Lambda/\Lambda = 0,5 \text{ МэВ}; 1,0 \text{ МэВ}$. Видно, что кривая имеет несколько максимумов, которые совпадают с местоположением состояний $1/2^+$ /или $1/2^-$ /, имеющих большую величину C_J^V . Увеличение Λ приводит к сглаживанию кривой $S_J(\eta)$. Так, на рис. 1 вместо второго максимума при $\Lambda = 0,5 \text{ МэВ}$ на кривой с $\Lambda = 1,0 \text{ МэВ}$ появляется небольшое плато.

Итак, тем или иным способом вычислив одноквази-частичные компоненты, мы можем рассчитать силовые функции. Нейтронные S- и p-волновые силовые функции имеют следующий вид:

$$S_0 = \frac{15(\kappa\varepsilon B)}{\Delta E(\kappa\varepsilon B)} \Lambda^{-1/3} u_{S_{1/2}}^2 \sum_V \Delta E (C_{S_{1/2}}^V)^2, \quad /8/$$

$$S_1 = S_1'(1/2) + S_1(3/2), \quad /9/$$

$$S_1(1/2) = \frac{15(\kappa\varepsilon B)}{\Delta E(\kappa\varepsilon B)} \Lambda^{-1/3} u_{p_{1/2}}^2 \sum_V \Delta E (C_{p_{1/2}}^V)^2,$$

/10/

$$S_1(3/2) = \frac{30(\kappa\varepsilon B)}{\Delta E(\kappa\varepsilon B)} \Lambda^{-1/3} u_{p_{3/2}}^2 \sum_V \Delta E (C_{p_{3/2}}^V)^2,$$

т.е. p-волновые силовые функции состоят из суммы силовых функций с $J^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$. Здесь ΔE - энергетический интервал, в котором приводится усреднение. При вычислениях с функцией $S_J(\eta)$ надо заменить

$$\sum_V \Delta E (C_J^V)^2 \rightarrow \int_{\Delta E} d\eta S_J(\eta).$$

Расчеты выполняются следующим образом: для состояний с фиксированными значениями J^π находятся корни уравнения /2/, по формуле /4/ вычисляются компоненты $(C_J^V)^2$ и выполняется суммирование $\sum \Delta E (C_J^V)^2$ по состояниям, лежащим в энергетическом интервале ΔE . Вычисление $S_J(\eta)$ проводится по формуле /7/ со значениями $\Lambda = 0,5$ и $1,0 \text{ МэВ}$ и далее берется интеграл $\int_{\Delta E} d\eta S_J(\eta)$.

В изотопах олова и теллура нейтронная подоболочка $3S_{1/2}$ находится вблизи энергии поверхности Ферми. Поэтому преобладающая часть его силы сконцентрирована на первом уровне с $J^\pi = 1/2^+$. Остальная часть распределена в широком энергетическом интервале. Этот случай продемонстрирован на рис. 1. В этих изотопах подоболочки $3p_{1/2}$ и $3p_{3/2}$ лежат на 5-7 МэВ выше энергии поверхности Ферми, и поэтому их сила распределена по многим ядерным уровням в широком энергетическом интервале. Этот случай дан на рис. 2.

Для вычисления нейтронных силовых функций нужно рассчитать $\sum_V (C_J^V)^2$ в энергетическом интервале ΔE около V_n и результаты подставить в формулы /8/ и /9/. Во многих случаях результаты расчета силовых функций сильно зависят от интервала усреднения ΔE . Если при

вычислениях силовых функций использовать величины $\int_{\Delta E} d\eta S_J(\eta)$, то результаты расчетов слабо зависят от ΔE . Заметим, что величины $\int_{\Delta E} d\eta S_J(\eta)$, зависят от значения параметра Λ . Эти величины, рассчитанные вблизи V_n с $\Lambda = 1$ МэВ, больше значений, рассчитанных с $\Lambda = 0,5$ МэВ, причем это превышение достигает 50%.

В табл. 1 и 2 приведены экспериментальные ^{10/} и рассчитанные значения S - и p -волновых нейтронных силовых функций для нечетных компаунд-ядер олова и теллура. Расчеты выполнены обоими методами с интервалами усреднения $\Delta E = 1$ и 2 МэВ и с $\Lambda = 0,5$ и 1,0 МэВ и взяты средние значения.

Обсудим особенности поведения S -волновой нейтронной силовой функции S_0 . Согласно нашим расчетам, величина $\sum_V \Delta E (C^V)^2$ /или $\int_{\Delta E} d\eta S_J(\eta)$ / уменьшается с ростом Λ , достигает минимума в ¹²³Sn и ¹²⁵Te, а далее начинает медленно возрастать. Рост этой величины в изотопах теллура компенсируется уменьшением $u_{j_1}^2$, т.к. энергия нейтронной подоболочки $3S_{1/2}$ с ростом Λ опускается ниже уровня Ферми. Дальнейшее увеличение S_0 с ростом Z и Λ связано с приближением нейтронной подоболочки $4S_{1/2}$ к энергии связи нейтрона V_n . Таким образом, нам удалось правильно описать поведение нейтронной силовой функции S_0 в районе ее минимума.

Обсудим результаты расчетов p -волновых нейтронных силовых функций S_1 . В изотопах олова и теллура нейтронные подоболочки $3p_{1/2}$ и $3p_{3/2}$ расположены немного ниже энергии связи нейтрона V_n . Для них $u_{j_1}^2 \approx 1,0$, а величины S_1 принимают большие значения. В табл. 2 даны рассчитанные значения силовых функций с $J^\pi = 1/2^-$ и $3/2^-$. Согласно расчетам, подоболочка $3p_{1/2}$ фрагментирована слабее, чем подоболочка $3p_{3/2}$. Для изотопов теллура рассчитанные значения S_1 примерно в 2 раза больше экспериментальных за счет больших значений $S_1(3/2)$. Таким образом, удалось получить правильное описание нейтронной силовой функции вблизи ее максимума.

В настоящих расчетах мы использовали новый метод вычисления нейтронных силовых функций, базирующийся

Таблица 1

Рассчитанные значения S -волновых нейтронных силовых функций

Компаунд ядро	V_n Mev	$S_0 \cdot 10^4$	$S_0 \cdot 10^4$	$u_{j_1}^2$	$S_0 \cdot 10^4$	
					опыт	расчет
117 S'_n	6,941	0,37±0,15	0,2	0,65		
119 S'_n	6,481	0,35±0,20	0,2	0,54		
121 S'_n	6,182	0,09±0,05	0,1	0,44		
123 S'_n	5,932	0,40±0,25	0,1	0,34		
125 Te	6,577	0,7± 0,2	0,1	0,34		
127 Te	6,353	0,3 ± 0,1	0,1	0,26		
129 Te	6,116	0,25±0,10	0,1	0,19		
131 Te	5,895	0,50±0,25	0,1	0,12		

Расчитанные значения ρ -волновых нейтронных силовых функций

Компаунд ядро	$S_1 \cdot 10^4$ опыт	$S_1 \cdot 10^4$ расчет	$S_1(1/2) \cdot 10^4$ расчет	$S_1(3/2) \cdot 10^4$ расчет
II7 S_{n1}	1,35	2,4	0,3	2,1
II9 S_{n1}	4,47	3,4	0,7	2,7
I21 S_{n1}	3,7±1,8	3,8	0,8	3,0
I23 S_{n1}	-	4	0,8	3,2
I25 T_e	2	3	0,6	2,4
I27 T_e	1,64	3,6	0,6	3,0
I29 T_e	2	4	0,6	3,4
I31 T_e	1,64	3	0,5	2,5

на фрагментации одночастичных состояний по многим ядерным уровням. При вычислении силовых функций нет ни одного свободного параметра, хотя результаты расчетов зависят от интервала усреднения. В результате получено правильное описание нейтронных силовых функций в областях их минимумов и максимумов. Можно надеяться, что дальнейшее развитие модели, основанной на взаимодействии квазичастиц с фононами, позволит описать фрагментацию многочастичных состояний. В настоящее время имеется основа для проведения вычислений разного рода силовых функций при промежуточных и высоких энергиях возбуждения для большого числа средних и тяжелых ядер.

В заключение благодарим Л.А.Малова за помощь и интересные обсуждения.

Литература

1. A.M.Lane, R.G.Thomas, E.P.Wigner. *Phys.Rev.*, 98, 693 (1955).
2. О.Бор, Б.Моттelson. "Структура атомного ядра", т. 1, М., Мир, 1971.
3. В.Г.Соловьев. ЭЧАЯ, 3, 770 /1972/.
4. В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР /сер.физ/. 35, 666 /1971/;
В.Г.Соловьев. ТМФ, 17, 90 /1973/.
5. V.G.Soloviev, L.A.Malov. *Nucl.Phys.*, A196, 433 (1972).
Г.Кырчев, В.Г.Соловьев. ТМФ, 22, 224 /1975/;
А.И.Вдовин, В.Г.Соловьев. ТМФ, 19, 275 /1974/.
6. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. ЯФ, 21, 502 /1975/.
7. V.G.Soloviev. *Second Intr. Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*, p. 120, 1975, Petten.
L.A.Malov, V.G.Soloviev. *Preprint JINR*, E4-8558, Dubna, 1975.
8. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер, Наука, 1971.
9. А.И.Вдовин, Ч.Стоянов. Изв. АН СССР /сер.физ./, 38, 2604 /1974/.
10. A.R. de L.Musgrove. *A Compilation of s and p Wave Neutron Strength Function Data*. ААЕС/E277, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 июля 1975 года.