

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С 341.1g
Ф-951

26/2-75

P4 - 8734

1893/2-75

В.И.Фурман, С.Г.Кадменский, С.Холан

α - РАСПАД КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ
И СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ α -ЧАСТИЦ

1975

P4 - 8734

В.И.Фурман, С.Г.Кадменский, С.Холан

α - РАСПАД КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ
И СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ α -ЧАСТИЦ

1. К настоящему времени накоплены интересные экспериментальные данные по реакции (n, α) на резонансных нейтронах для ряда средних и тяжелых ядер ($64 \leq A \leq 178$). Как правило, известны только полные α -ширины нейтронных резонансов /1,2/. В наиболее благоприятных случаях из анализа α -спектров удается получить парциальные вероятности α -переходов на фиксированные состояния дочерних ядер /3,4,5/. Таким образом, в отличие от других реакций с образованием α -частиц для средних и тяжелых ядер мишеней изучение реакции (n, α) на резонансных нейтронах предоставляет уникальную возможность изучить α -распад индивидуальных высоковозбужденных уровней ядер в условиях, когда известны спины начального и конечного состояний.

Из-за чрезвычайной сложности структуры начальных состояний их α -ширины статистически флуктуируют, подчиняясь χ^2 -распределению с числом степеней свободы $\nu_{\text{эф.}} /1/$. Цель данной работы - рассмотреть свойства усредненных α -ширин компаунд-состояний, образующихся после захвата резонансных нейтронов.

2. Для анализа экспериментальных данных по α -ширинам удобно ввести парциальную силовую функцию соотношением:

$$S_{L_f} = \bar{\Gamma}_{L_f} / \bar{\Gamma}_{L_f k \lambda} \bar{\Pi}_{I_i^{\pi_i}} \quad (1)$$

Здесь $\bar{\Gamma}_{L_f}$ - усредненная по резонансам парциальная ширина α -распада из состояния со спином и четностью $I_i^{\pi_i}$ на фиксированное конечное состояние с характеристиками $I_f^{\pi_f}$, причем вылетающая α -частица имеет орбитальный момент L_f и энергию Q_{if} .

Величина $\bar{D}_{I_i, \tilde{\kappa}_i}$ - среднее расстояние между компаунд-состояниями с данными значениями $I_i, \tilde{\kappa}_i$. $\Gamma_{L_f \kappa \lambda}$ - ширина α -кластерного резонансного уровня, образуемого при рассеянии α -частицы с энергией Q_{if} и моментом L_f на вещественной части соответствующего оптического потенциала. Эти ширины, рассчитываемые по методу работы / 6 /, определяются только параметрами оптического потенциала, которые выбираются из анализа сечений реакции и упругого рассеяния α -частиц на ядрах / 7 /. Ниже в расчетах используется следующий оптический потенциал / 7 /:

$$V(R) = V_0 \left\{ 1 + \exp[(R - r_{ov} A^{1/3})/a] \right\}^{-1} \quad (2)$$

$$V_0 = 177 \text{ МэВ} \quad r_{ov} = 1.34 \text{ ферми} \quad a = 0.569 \text{ ферми} .$$

Как показано в работе / 6 / (см. также / 8 /), ширина $\Gamma_{L_f \kappa \lambda}$ может быть представлена в виде:

$$\Gamma_{L_f \kappa \lambda} = 2 P_{L_f}(R) \gamma_{L_f \kappa \lambda}^2(R) , \quad (3)$$

где $P_{L_f}(R)$ - фактор проникаемости, учитывающий ядерные взаимодействия. Если радиус R выбрать из соотношения

$$R_0 = [r_{ov} A^{1/3} + 1.5] \text{ ферми} , \quad (4)$$

то величина приведенной кластерной ширины $\gamma_{L_f \kappa \lambda}^2(R_0)$ слабо зависит от Q_{if} и L_f и может быть аппроксимирована как / 9 /

$$\gamma_{L_f \kappa \lambda}^2(R_0) \approx 3 \hbar^2 / 2 m_\alpha R_0^2 . \quad (5)$$

Заметим, что обычно силовая функция определяется на радиусе канала R_0 выражением / 10, 14 /:

$$S_{L_f}(R_0) = \frac{\bar{\Gamma}_{L_f}}{2P_{L_f}(R_0)\bar{D}_{I_i}^{n_i}} \equiv \frac{\chi_{L_f}^2(R_0)}{\bar{D}_{I_i}^{n_i}} \quad (6)$$

и является безразмерной, отличаясь от величины S_{L_f} из формулы (1) фактором $[\chi_{L_f}^2(R_0)]^{-1}$. Использование силовой функции S_{L_f} часто предпочтительнее, ввиду отсутствия явной зависимости от радиуса канала.

Для случаев, когда известны только полные α -ширины, определим полную силовую функцию:

$$S_\alpha = \sum_{f, L_f} \bar{\Gamma}_{L_f} / \left(\bar{D}_{I_i}^{n_i} \sum_{f, L_f} \bar{\Gamma}_{L_f} \right). \quad (7)$$

Если справедлива статистическая гипотеза о том, что парциальная силовая функция S_{L_f} не зависит от момента L_f и состояния f , то полная силовая функция S_α совпадает с величиной S_{L_f} .

3. В таблицах 1 и 2 приведены известные на сегодняшний день / I-5 / данные по средним парциальным и полным α -ширинам нейтронных резонансов. Для ядер Z_n^{68} , M_o^{96} , T_e^{124} и N_d^{144} проводились измерения только полных α -ширин, однако из-за больших энергетических щелей между основными и первыми возбужденными состояниями соответствующих дочерних

Таблица I

Составное ядро (i)	$I_i^{\pi_i}$	$\overline{D}_{I_i^{\pi_i}}$ МэВ	N_{α}	$\nu_{эф}$	L_f	$(\sum_{L_f} \Gamma_{L_f})_{экс}$ МэВ	$\Gamma_{теор}$ МэВ	S_{L_f} МэВ ⁻¹
⁶⁸ Zn	3 ⁻	(0,96±0,4)(-3)	1	1	3	(1,6 ^{+1,6} _{-1,5})(-9)	(0,7±0,3)(-9)	0,076 ^{+0,076} -0,070
⁹⁶ Mo	2 ⁺	9,1 (-5)	3	1	2	(2,2 ^{+1,7} _{-1,5})(-II)	(3,1±0,4)(-II)	0,028 ^{+0,021} -0,019
¹²⁴ Te	0 ⁺	(1,05±0,16)(-1)	4	1	0	(3 ^{+2,1} _{-1,8})(-12)	(3,1±0,3)(-12)	0,042 ^{+0,029} -0,026
¹⁴⁴ Nd	3 ⁻	7,3 (-5)	7	1	3	(1,7±0,7)(-II)	(1,1±0,1)(-II)	0,063±0,027
¹⁴⁶ Nd	3 ⁻	4,6 (-5)	3	1	3	(2,6±0,7)(-13)	(1,2±0,1)(-13)	0,085±0,022
¹⁴⁸ Sm	3 ⁻	1,7 (-5)	7	1	3	(2,7±0,9)(-12)	(3,4±0,3)(-12)	0,034±0,011
			12	1,5	1,3,5	(4,8±1,5)(-13)	(1,2±1,2)(-13)	0,017±0,005
			2	1,5	1,3,5	(1,4±1)(-13)	(1,3±0,15)(-13)	0,046±0,03

Таблица 2

Составное ядро (i)	$I_i^{\pi_i}$	$\bar{D}_{I_i^{\pi_i}}$ МэВ	N_α	$\nu_{эф}$	$(\sum_{f \neq l} \sqrt{L_f})_{экс}$ МэВ	$\Gamma_{теор}$ МэВ	S_α МэВ ⁻¹
106 Pd	2 ⁺	2,9 (-6)	3	1,5	≤ 4,0 (-13)	(4,1±0,4)(-13)	≤ 0,039
148 Sm	3 ⁻	1,7 (-5)	25	1,8	(2,5±0,8)(-12)	(4,85±0,5)(-12)	0,022±0,005
	4 ⁻	1,3 (-5)	19	2,5	(0,4±0,1)(-12)	(0,44±0,04)(-12)	0,04±0,01
150 Sm	3 ⁻	5,25(-5)	13	2,4	(2,1±0,5)(-13)	(4±0,4)(-13)	0,023±0,006
	4 ⁻	4,1 (-5)	15	2,5	(2,8±0,6)(-14)	(5,65±0,6)(-14)	0,022±0,005
152 Eu	3 ⁺	(1,2±0,4)(-6)	1	2,5	(2,5 ⁺ 2,5)(-16) -2,4	(1,0±0,2)(-16)	0,105 ⁺ 0,105 -0,090
156 Gd	1 ⁻	(4,8±0,6)(-6)	1	2,6	(7 ⁺ 7)(-16) -5	(19±3)(-16)	0,016 ⁺ 0,016 -0,011
	2 ⁻	(2,9±0,6)(-6)	3	1,6	(7±4)(-16)	(5,3±0,8)(-16)	0,057±0,033
158 Gd	2 ⁻	1,35 (-5)	3	2,0	(3,3±1,9)(-15)	(0,68±0,07)(-15)	0,21±0,12
172 Yb	1 ⁻	7,7 (-6)	4	4,4	(2,2±0,8)(-14)	(6,3±0,66)(-14)	0,017±0,006
178 Hf	3 ⁻	5,5 (-6)	3	4,7	(2,5±1)(-14)	(1,7±0,2)(-14)	0,067±0,027
	4 ⁻	4,25(-6)	3	3,7	(2,3±1)(-14)	(0,6±0,2)(-14)	0,175±0,08

ядер можно с хорошей точностью полагать, что в этих случаях

$$\sum_{f=1}^n \bar{I}_{f, \alpha}^2 = \left(\sum_{f=1}^n \bar{I}_{f, \alpha} \right)^2 \text{ или } \text{const.}$$

Значения спинов и четностей $I_i^{K_i}$ и расстояний $\bar{D}_{I_i^{K_i}}$ взяты из компиляции / II /, а для ядер $S_{m} 148$ и $S_{m} 150$ — из работ /12, 13/, причем погрешности для величин $\bar{D}_{I_i^{K_i}}$ показаны только в том случае, когда они превышают уровень 10%. Приведенные в таблицах погрешности экспериментальных α -ширин, кроме обычной статистической ошибки, включают ошибку усреднения по N_{α} - уровням. При вычислении последней принято во внимание, что дисперсия распределения α -ширин индивидуальных компаунд-состояний равна / I /:

$$\sigma(I_{\alpha}) = 2 \bar{I}_{\alpha} / \nu_{\text{exp}}.$$

На рис. 1^a (см. также таблицы 1 и 2) показаны значения силовых функций $S_{\alpha f}$ и $S_{\alpha x}$ (точки и кружки, соответственно), вычисленные по формулам (1) и (7). Как видно из рис. 1^a, величины $S_{\alpha f}$ и $S_{\alpha x}$ для исследуемой области массовых чисел A варьируются не сильно, так что их разброс от среднего значения не превосходит фактора 4. Отметим, что для ядер $S_{m} 148$ и $S_{m} 150$, где погрешности усреднения минимальны, значения $S_{\alpha f}$ и $S_{\alpha x}$ ложатся в достаточно узкий интервал. Разброс значений силовых функций для остальных ядер может быть связан как с недостаточной статистикой усреднения (см. таблицы 1 и 2), так и с возможным проявлением эффектов гигантских резонансов / 14 /. При суждении величин $S_{\alpha x}$ для ядер $Gd 158$, $Yb 172$ и $Hf 178$

необходимо иметь в виду, что эти ядра обладают значительной равновесной деформацией (по крайней мере, для основных состояний). Тем не менее кластерные ширины, входящие в определения для силовых функций, рассчитывались без учета деформации. Поэтому отклонения соответствующих величин S_α от среднего для сферических ядер можно рассматривать в качестве косвенной оценки влияния несферичности ядра на вероятности α -распада высоко-возбужденных состояний.

Недавно в работе / 15 / были впервые обнаружены задержанные α -частицы, испускаемые после β -распада ядра A_{U}^{181} . Интересно отметить, что приведенная в этой работе оценка для величины $S_\alpha = 0,021 \text{ МэВ}^{-1}$ хорошо коррелирует со значениями силовых функций, полученными выше (см. рис. 1^а). Сравнение абсолютных значений силовых функций вполне правомерно, поскольку радиусы канала R_0 и соответствующие факторы проницаемости, использованные в работе / 15 /, близки к нашим.

Из анализа рис. 1^а следует важное заключение, что в пределах экспериментальных погрешностей средние значения полных и парциальных силовых функций практически совпадают.

Таким образом, подтверждается справедливость статистической гипотезы.

Подводя итог обсуждению, отметим, что разброс значений α -частичных силовых функций оказывается удивительно малым, несмотря на то, что величины $\bar{D}_{I_i}^{\pi}$ и средние экспериментальные α -ширины меняются для исследуемой области ядер более чем на три и шесть порядков, соответственно. На рис. 1^в показаны спектроскопические факторы, равные по определению $\sqrt{6,6}$ величинам отношений

$\sum_{l \neq l'} \bar{\Gamma}_{l'l} / \sum_{l \neq l'} \Gamma_{l'l} \Gamma_{l'l} \kappa \lambda$ (точки и кружки , соединённые сплошной линией) , и значения отношений $\bar{D}_{I_i \pi_i} / D_0$ (кресты , соединённые пунктиром , $D_0 \approx 25$ МэВ). Очевидная корреляция в ходе спектроскопических факторов и величин $\bar{D}_{I_i \pi_i}$ обеспечивает приближённое постоянство α - частичных силовых функций , отмеченное выше. Абсолютные значения спектроскопических факторов и физический смысл величин D_0 обсуждаются ниже.

4. Проведём теоретические оценки для α - частичных силовых функций. Ввиду сильного поглощения α - частиц в ядре в качестве первого приближения воспользуемся моделью черного ядра / 16 /. В этом случае для величины S_{L_f} имеем :

$$S_{L_f}^{\alpha} = 1 / D_{\kappa \lambda}^{L_f} \quad (8)$$

где $D_{\kappa \lambda}^{L_f}$ соответствует расстоянию между резонансными уровнями с фиксированным моментом L_f при рассеянии на потенциале , описывающем взаимодействие α - частицы с дочерним ядром .

На рис. 1^a сплошной линией показаны теоретические оценки силовой функции α - частиц , рассчитанные по формуле (8) с потенциалом (2) , для которого величина $D_{\kappa \lambda}^{L_f}$ $\approx 1 - 75$ МэВ.

Видно , что модель черного ядра удовлетворительно воспроизводит средние значения экспериментальных силовых функций

S_{L_f} .

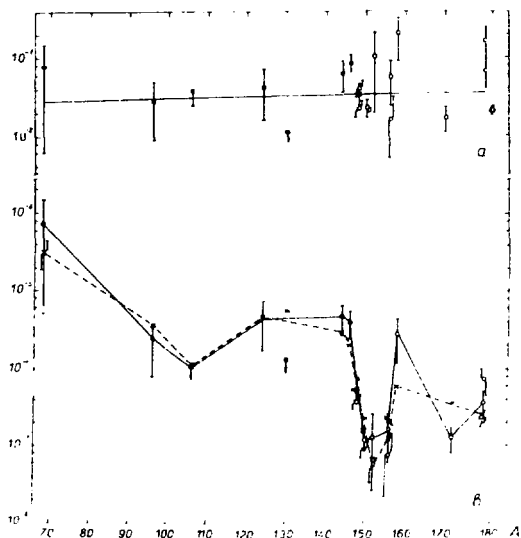


Рис. 1^а. Зависимость χ -частичных силовых функций от массового числа A (величины χ_{L_f} и χ_{L_0} показаны точками и кружками соответственно). Оценка силовой функции в модели черного ядра изображена прямой линией. Символом показана силовая функция из работы / 15 /.

Рис. 1^в. Зависимость от массового числа A отношений $\bar{D}_{T, L_0} / L_0$ - крестики, соединенные пунктиром, - $\bar{\Gamma}_{L_f} / M_{L_f, \text{кл}}$ и $(\sum_{L_f=4} \bar{\Gamma}_{L_f}) / (\sum_{L_f=4} \Gamma_{L_f, \text{кл}})$ - точки и кружки, соединенные сплошной линией.

Если теперь допустить, что вариации величин силовых функций на рис. I^a определяются гигантскими резонансами, то для силовой функции можно воспользоваться приближенной формулой:

$$S_{Lp} = \Gamma_{sp} / 2\pi [(Q_{if} - Q_0)^2 + \Gamma_{sp}^2 / 4], \quad (9)$$

где Γ_{sp} - "спредовая" ширина, характеризующая раздачу кластерного состояния по компаундным уровням и в надбарьерном случае приблизительно совпадающая с величиной $\approx W$ (W - глубина мнимой части оптического потенциала в случае объемного поглощения).

Из рассмотрения рис. I^a следует, что величина Γ_{sp} в этом случае имеет значение ≈ 10 МэВ, которое хорошо коррелирует со значениями W , используемыми для описания упругого рассеяния α -частиц в случае надбарьерных энергий.

При использовании для анализа силовых функций оптических потенциалов из работы / 7 /, отличавшихся в силу дискретной и непрерывной неоднозначностей от потенциала (2), можно прийти снова к результатам, аналогичным показанным на рис. I^a, однако в этом случае отношение средних значений силовых функций S_{Lp} и силовых функций, рассчитанных по формуле (8), будет отличаться от 1 и меняться от 0,5 до 2.

В теоретическом анализе, проведенном выше, при расчете кластерных ширин использовалось представление о существовании α -частиц во всем объеме ядра. Имеются сильные теоретические аргументы в пользу поверхностной α -кластеризации / 18 /. Допустим, что ядерный потенциал, характеризующий поверхностную потенциальную яму для α -частиц, совпадает с рассмотренным выше объемным потенциалом в области кулоновского барьера и отличается от него наличием отталкивания во внутренней области ядра. Тогда α -ширина

для случая поверхностной α -кластеризации $\Gamma_{\text{C}\lambda\lambda}^{\text{нов}}$ определяется прежней формулой (3), приблизительно теми же, что и раньше, значениями R_0 и $P_L(R_0)$, а величина $[\chi_{L_f\kappa\lambda}^2(R_0)]_{\text{нов}}$ может возрасти при этом в несколько раз в зависимости от конкретной формы отталкивательного потенциала. В силу этого значение силовой функции $S_{L_f}^{\text{нов}} = \bar{\Gamma}_{L_f} / \bar{D}_{L_f} \Gamma_{\text{C}\lambda\lambda}^{\text{нов}}$ уменьшится в несколько раз по сравнению со значениями силовой функции S_{L_f} (1). Полученное уменьшение $S_{L_f}^{\text{нов}}$ можно качественно понять в модели "черного ядра", если учесть, что для поверхностной ямы средние расстояния между α -кластерными уровнями с данными L_f могут оказаться существенно большими, нежели для аналогичной объемной ямы.

Таким образом, проведенное выше сопоставление экспериментальных и теоретических силовых функций в предположении объемной α -кластеризации принципиально не изменяется при переходе к идеологии поверхностной α -кластеризации.

5. Возвращаясь к обсуждению рис. I^B, заметим, что крести, соединенные пунктиром, соответствуют значениям $D_0 = D_{\kappa\lambda}^{\text{эф}}$, равным расстояниям между α -кластерными уровнями с данным L_f в объемном потенциале (2). Ввиду близости абсолютных значений спектроскопических факторов и величин $\bar{D}_{I_i^{\pi_i}} / D_0$ на рис. I^B, для средних парциальных α -ширин компаунд-состояний оказывается справедливым следующее приближенное соотношение:

$$\bar{\Gamma}_{L_f} \approx \Gamma_{L_f\kappa\lambda} \bar{D}_{I_i^{\pi_i}} / D_{\kappa\lambda}^{\text{эф}} \quad (10)$$

Аналогичная формула имеет место и для полных α -ширин, поскольку $S_{L_f} \approx S_{\alpha}$. В предпоследних колонках таблиц I и 2 приведены величины α -ширин, вычисленные по формуле (10). Ошибки теоретических α -ширин связаны с погрешностями в определении величин $\bar{D}_{I_i^{\pi_i}}$. Анализ таблиц I и 2 показывает, что формула (10)

полезна для оценок ожидаемых экспериментальных значений α -ширин, особенно имея в виду ее простоту и отсутствие подгоночных параметров (за исключением параметров оптического потенциала для α -частиц, которые должны быть фиксированы из независимых экспериментов).

Для выяснения физического смысла соотношений (10) вспомним, что аналогичное соотношение с точностью до порядка величины справедливо для средних парциальных нейтронных и радиационных (с E_y близкой к энергии связи нейтрона) ширин компаунд-состояний / 16 /. При этом величины $\Gamma_{L_f, \kappa \lambda}$ и $D_{\kappa \lambda}^4$ заменяются на одночастичную нейтронную (радиационную) ширину и соответствующее расстояние $D_{0\delta}$ между уровнями в оболочечном потенциале ($D_{0\delta} \approx 15$ МэВ).

Таким образом, спектроскопические факторы / 8, 6 / для распада компаунд-состояний по различным каналам оказываются близкими между собой, что подтверждает качественный вывод работы / 19 /, сделанный в рамках оболочечной модели *). С другой стороны, в полной аналогии с нейтронным каналом справедливость соотношения (11) можно интерпретировать как указание на реальное существование α -кластерных уровней в ядрах, фрагментированных по компаунд-состояниям с большой "спрадовой" шириной.

*) Как легко показать, близость спектроскопических факторов означает, что экспериментальные приведенные α -ширины / 10 / (на радиусе канала R_0) меньше соответствующих нейтронных ширин в 4-6 раз. Последнее утверждение находится в согласии с выводами работы / 4 /.

Отметим в заключение, что полученные в настоящей работе спектроскопические факторы для α -распада из изолированных компаунд-состояний являются полезным и важным репером при анализе реакций типа (n, α) и (p, α) для высоких энергий налетающих частиц, когда уровни составного ядра существенно перекрываются. Вывод о сильной фрагментации α -кластерных уровней по уровням составной системы, возможно, потребует дополнительного исследования законности используемых в литературе / 20 / гипотез о плотности α -акситонных состояний и вероятностях формирования α -частицы в сильновозбужденных компаунд-ядрах.

Авторам приятно поблагодарить Ю.П.Попова и сотрудников его группы за полезные и стимулирующие обсуждения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- I. Ю.П.Попов, М.Пшитула, Р.Ф.Руми, М.Стампински, М.Флорек,
В.И.Фурман, Nuclear Data for Reactors
CN -26/125, v.I, p.669, IAEA, Vienna, 1970.
2. Н.П.Балабанов, Ю.М.Гледенов, Пак Хон Чер, Ю.П.Попов,
В.Г.Семенов. Препринт ОИЯИ, Р4-8653, Дубна, 1975.
3. Yu.P.Porov, M.Przyucha, R.F.Kumi, M.Stempinsky and
M.Frontasyeva. Nucl.Phys. A138, (1972), 212.
4. Ю.П.Попов, М.Пшитула, К.Р.Родионов, Р.Ф.Руми, М.Стампински,
В.И.Фурман, ЯФ, 13, (1971), 913.
5. П.Виникартер, К.Недведж, Ю.П.Попов, Р.Ф.Руми, В.И.Салацкий,
В.И.Фурман, ЯФ, 20, (1974), 3.
6. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман, С.Холан, В.Г.Хлебостроев.
Сообщение ОИЯИ, Р4-8731, Дубна, 1975.
7. L.Mc.Fadden, G.R.Satchler. Nucl.Phys. 84, (1966), 177.
8. L.Scherk and E.W.Vogt. Canad.J.Phys. 46, (1968), III9.
9. A.Arima, H.Horiuchi, K.Kubodera, N.Takigawa.
Advances in Nuclear Physics 5, (1972), 449.
10. А.Лейн, Р.Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях,
ИЛ, Москва, 1960.
- II. S.F.Mugnabghao and D.I.Garber. Neutron Cross Sections.
v.I, 1973.
12. Э.Н.Каржавина, Ким Сек Су, А.Б.Попов. Препринт ОИЯИ
РЗ-6237, Дубна 1972.
13. F.Becvar, R.v.Chrien, O.A.Wasson, JINR Communication.
ВЗ-3-7830, Dubna, 1973.
Л.Алдея, Ф.Бечварж и др. Препринт ОИЯИ РЗ-7885, Дубна, 1974 г.

14. В.И.Фурман, Ю.П.Попов, в об. Нейтронная физика, ч.1,
стр. 159, Наукова думка, Киев, 1972.
15. P.Normand, K.Wilsky, P.G.Hansen, B.Jonson.
Phys.Lett. B55(1975)53.
16. Д.Блатт, В.Вайскопф, Теоретическая ядерная физика,
ИЛ, Москва, 1954.
17. E.W.Vogt et al., Phys.Rev. C1 (1970), 864.
18. А.И.Базь. Материалы УП зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и
элементарных частиц. Часть I, Ленинград, 1971.
19. В.И.Фурман, Ю.П.Попов. Программа и тезисы докладов XIII со-
вещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра.
стр. 176, Тбилиси, Наука, 1973.
20. G.M.Braga Marazzan, E.Gadioli Erba, L.Milazzo-Collì,
P.G.Sona. Phys.Rev. C6, (1972), 1398.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 марта 1975 года.