

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

РЗ-85-451

И.Вацик\*, В.А.Втюрин, В.Гнатович\*, И.Квитек\*,  
Ю.П.Попов, Фунг Ван Зуан, Я.Червена\*, Л.Ягода\*

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ  $^{149}\text{Sm}(n, \gamma \alpha)$   
НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ  
И ОЦЕНКА РАДИАЦИОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ  
ПЕРВИЧНЫХ МЯГКИХ  $\gamma$ -ПЕРЕХОДОВ

\* ИЯФ ЧСКАЭ, Ржеж

1985

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Реакция  $(n, \gamma)$  в настоящее время является основным источником экспериментальных данных о первичных  $\gamma$ -переходах распада компаунд-состояний с энергией менее 2 МэВ<sup>/1/</sup>. В работе<sup>/2/</sup> были измерены спектры вторичных  $\alpha$ -частиц в реакции  $(n, \gamma)$  для захваченных состояний с разными спинами, что позволило впервые получить соотношение интенсивностей E1-и M1-переходов, которые оказались близки по величине, и проследить энергетическую зависимость радиационной силовой функции E1-переходов ядра  $^{144}\text{Nd}$  в интервале  $0,2 < E_\gamma < 20$  МэВ<sup>/3/</sup>. Полученные результаты расходились с лоренцевской экстраполяцией фотоядерных данных. В работе<sup>/4/</sup> был развит новый подход к описанию гигантского электрического дипольного резонанса, хорошо согласующийся с экспериментальными данными в области  $E_\gamma < E_n$ . Но это сравнение было проведено только для одного ядра, и, кроме того, остался открытым вопрос о применимости такого подхода для переходных и деформированных ядер. Проведенные ранее исследования реакции  $(n, \gamma)$  на ядрах  $^{149}\text{Sm}$ <sup>/5/</sup> и  $^{123}\text{Te}$ <sup>/6,7/</sup> не дали сведений об энергетической зависимости радиационной силовой функции. Поэтому новое исследование реакции  $(n, \gamma)$  на ядре  $^{149}\text{Sm}$ , принадлежащем к переходной области, несомненно, представляет интерес.

В первых измерениях реакции  $^{149}\text{Sm}(n, \gamma)$ <sup>/5/</sup> процедура выделения ее вклада из экспериментального спектра  $\alpha$ -частиц, содержащего большой вклад от  $\alpha$ -частиц из реакции  $(n, \alpha)$ , основывалась на феноменологической форме спектра реакции  $(n, \gamma)$ , что могло сказаться на надежности результата.

В настоящей работе измерения реакции  $^{149}\text{Sm}(n, \gamma)$  проводились по другой методике с целью более надежного выделения вклада реакции  $(n, \gamma)$  и получения сведений о первичных  $\gamma$ -переходах.

## 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения проводились на пучке тепловых нейтронов реактора ВВР-С ЧСКАЭ, Ржеж, с помощью  $\alpha$ -спектрометра, описанного ранее в работе<sup>/8/</sup>. Для снижения фона быстрых нейтронов применялся монокристаллический кремниевый фильтр диаметром 37 мм и длиной 320 мм, что позволило при двукратном уменьшении потока тепловых нейтронов снизить фон быстрых нейтронов на порядок. Мишень  $^{149}\text{Sm}$  была нанесена на алюминиевую подложку толщиной 15 мкм. Данные, относящиеся к мишени и условиям измерений, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Соединение	Обога- щение	Площадь	Толщина	Поток нейтронов	Время измерений
$^{149}\text{Sm}_2\text{O}_3$	97%	$16\text{см}^2$	$300\text{ мкг/см}^2$	$1,42 \cdot 10^8\text{ н} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}$	1155 ч

Для регистрации  $\alpha$ -частиц применялся телескоп, состоящий из двух кремниевых поверхностно-барьерных детекторов - Е и  $\Delta E$ -детектора (толщиной 17 мкм), площадь которых 0,8 и 1,1  $\text{см}^2$  соответственно, установленные в свинцовой защите на расстоянии 80 мм от пучка нейтронов. Сумма импульсов с обоих детекторов во временном совпадении  $\Delta t = 1\text{ мкс}$  регистрировалась в памяти многоканального амплитудного анализатора. Стандартные электронные тракты были дополнены системой стабилизации порога и усиления спектрометрических трактов с целью обеспечения проведения длительных измерений. Обработка экспериментальных  $\alpha$ -спектров проводилась на ЭВМ ЕС1010. Суммарный энергетический спектр  $\alpha$ -частиц представлен на рис.1.

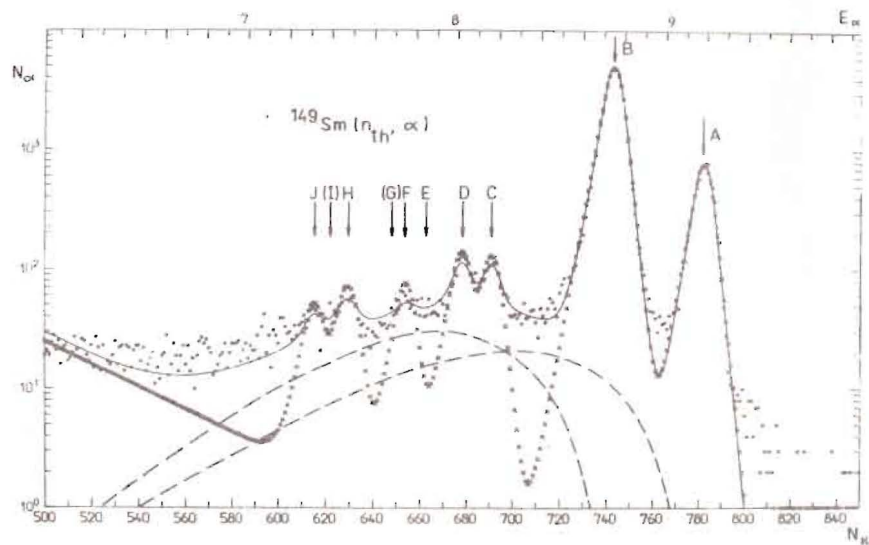


Рис.1. Суммарный экспериментальный спектр распада состояний, возбуждаемых при захвате тепловых нейтронов ядром  $^{149}\text{Sm}$  /кружочки/. Крестиками показана подгоночная кривая без учета вклада реакции  $(n, \gamma\alpha)$ . Сплошная кривая - подгонка с учетом реакции  $(n, \gamma\alpha)$ . Пунктир - вклад реакции  $(n, \gamma\alpha)$ .

### 3. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СПЕКТРА

Выделение вклада реакции  $^{149}\text{Sm}(n, \gamma\alpha)^{146}\text{Nd}$  из экспериментального спектра осложняется малым расстоянием между нижними уровнями дочернего ядра  $^{146}\text{Nd}$ , поскольку на спектр  $\alpha$ -частиц из реакции  $(n, \gamma\alpha)$  накладываются прямые  $\alpha$ -переходы из реакции  $(n, \alpha)$ , имеющие в десятки раз большую интенсивность.

Другой особенностью спектра реакции  $(n, \gamma\alpha)$  для ядра  $^{149}\text{Sm}$  является значительный вклад реакции  $(n, \gamma\alpha_1)$ , когда  $\alpha$ -распад идет на первое возбужденное состояние дочернего ядра. В табл.2 представлены угловые моменты вторичных  $\alpha$ -частиц, разрешенные правилами отбора по спину и четности для первичных  $\gamma$ -переходов разной мультипольности, и ожидаемые выходы  $\alpha$ -частиц из реакций  $(n, \gamma\alpha_0)$  и  $(n, \gamma\alpha_1)$  в относительных единицах для захватного состояния  $4^-$ , определяющего 95% теплового сечения.

Таблица 2

	$(n, \gamma\alpha_0)$		$n, \gamma\alpha_1$	
	$e_\alpha$	$S\gamma\alpha_0$	$e_\alpha$	$S\gamma\alpha_1$
E1	4	2,5	2;4;6	3,1
M1	3;5	3,6	1;3;5;7	2,3

Можно видеть, что соотношение этих площадей зависит от мультипольности, и получение его с достаточной точностью из экспериментального спектра позволило бы разделить вклад  $\gamma$ -переходов разной мультипольности.

Правда, такой подход предъявляет довольно высокие требования к точности математического описания формы  $\alpha$ -линии и тщательности процедуры обработки.

Для повышения надежности выделения вклада реакции  $(n, \gamma\alpha)$  обработка проводилась независимо в ИЯФ ЧСАН и ОИЯИ на разных ЭВМ с использованием разных аппроксимирующих функций и процедур минимизации. Форма спектра аппроксимировалась расчетной кривой с 27 свободными независимыми параметрами, описывающими форму  $\alpha$ -линий из реакции  $(n, \alpha)$  и  $(n, \gamma\alpha)$ , а также фон. Кроме того, фон при фильтрации пучка кадмием измерялся экспериментально и оказался в хорошем согласии с фоновой зависимостью, полученной при обработке основного спектра.

Форма  $\alpha$ -линии во всех вариантах обработки принималась гауссовой с экспоненциальными "хвостами", имеющими в точке сшивки равные с гауссианом первые производные. Положения, дисперсия и коэффициенты в экспонентах пиков подгонялись как независимые параметры.

Поскольку спектр реакции  $(n, \gamma \alpha_1)(F_i(k))$  является медленно меняющейся функцией энергии  $\alpha$ -частиц, первоначальные варианты обработки проводились с упрощенным описанием формы спектра  $(n, \gamma \alpha)$ .  $F_i(k) = F_i^1(k)$  - зависимость проницаемости барьера от энергии  $\alpha$ -частиц аппроксимировалась экспонентой и не учитывалось искажение  $F_i(k)$  за счет разрешения детектора. Это позволило ускорить процедуру минимизации и провести ее на ЭВМ ЕС1010. Уточненный вариант описания  $(F_i(k) = F_i^2(k))$  с учетом зависимости полной радиационной ширины от энергии, расчетом проницаемости барьера с использованием параметров ядерного потенциала из работы <sup>9/</sup> и нормировкой на экспериментальное значение средней  $\alpha$ -ширины <sup>149Sm</sup> <sup>10/</sup> /подробнее см. <sup>2,3/</sup> / был реализован на ЭВМ CDC-6500. Для минимизации функционала использовалась подпрограмма FUMILI. В табл.3 приведены выделенные площади  $\alpha$ -переходов и полученные сечения реакции  $(n, \alpha)$ . Приводимые погрешности обусловлены в основном ошибками выделения и пронормированы на сечение перехода В- $\alpha_1$ -перехода /см.рис.1/, и можно видеть, что они не противоречат данным предшествовавших работ <sup>5,14/</sup>, приведенным в последних колонках табл.3.

Таблица 3

	$E_\alpha$ кэВ	$N_\alpha$	$\sigma_{n,\alpha}$ н.р. мб	$\sigma_{n,\alpha}$ /14/ мб	$\sigma_{n,\alpha}$ /5/ мб
A	9183,4	10220±322	5,5±0,15	5,36±0,24	5,5±0,4
B	8741,7	64900±250	33,37	38,7±1,2	24±2,0
C	8166,2	754±20	0,40±0,01	0,67±0,04	0,33±0,03
D	8025,5	896±75	0,50±0,05	0,81±0,05	0,40±0,04
E	7843	< 200	< 0,1	0,22±0,02	0,07±0,015
F	7752	145±90	0,12±0,08	0,18±0,03	0,08±0,015
G	7535	< 200	< 0,1	0,10±0,02	-
H	7404	423±73	0,33±0,05	0,40±0,03	0,15±0,015
I	7398	< 200	< 0,1	0,04±0,01	-
J	7315,5	290 ± 30	0,16±0,05	0,24±0,03	0,10±0,01

При выделении вклада реакции  $(n, \gamma \alpha)$  первоначально проверялась  $\alpha$ -гипотеза - описание спектра в отсутствие вклада реакции  $(n, \gamma \alpha)(F_i(k) = 0)$ . Результаты основных вариантов обработки приведены в табл.4.

Таблица 4

Вариант обработки	$n$	$\chi^2/n$	$N_{\alpha\alpha}$ $\times 10^{-3}$	$\sigma_{n,\alpha}$ мб	Примечания
$F_i(k) = 0$	345	7,1	-	-	ЕС1010
$F_i(k) = F_i^1(k)$	343	3,63	6,3±1,05	3,4±0,6	
$F_i(k) = 0$	360	4,1	-	-	СДС-6500
$F_i(k) = F_i^2(k)$	337	1,2	5,8±1,1	3,6±0,7	$S_\gamma(E1) = 0$
$F_i(k) = F_i^2(k)$	337	1,24	5,6±1,1	3,5±0,7	$S_\gamma(M1) = 0$
$F_i(k) = 0$	183	1,77	-	-	СДС-6500
$F_i(k) = F_i^2(k)$	179	0,79	3,2±1,0 (4,9±1,53)	(3±1)	Контроль при $E_\alpha < 8,15$ МэВ

На рис.1 вместе с суммарным экспериментальным спектром представлены подгоночные кривые одного из вариантов обработки. Крестиками показана кривая для  $\alpha$ -гипотезы, пунктиром - вклад  $(n, \gamma \alpha)$ .

Для оценки уровня достоверности  $\alpha$ -гипотезы воспользуемся

критерием Фишера. Значение функции Фишера  $\mathcal{F} = \frac{(\chi^2/n)_0}{(\chi^2/n)_1}$  для всех

вариантов подгонки с учетом вклада реакции  $(n, \gamma \alpha)$  оказывается не превышающим 1,95. Значение функции Фишера для уровня значимости  $\alpha = 0,01$  при  $m = n = 200$  - максимальных, приведенных в <sup>11/</sup>, составляет 1,35. Полученные нами значения  $\mathcal{F}$  позволяют достаточно надежно отвергнуть гипотезу об отсутствии вклада реакции  $(n, \gamma \alpha)$ .

Из табл.3 также следует, что суммарная площадь спектра реакции  $(n, \gamma \alpha)$  оказалась устойчивой к виду функции, описывающей спектр  $(n, \gamma \alpha)$ . Она согласуется для разных вариантов обработки. С другой стороны, описание экспериментального спектра оказалось нечувствительным к предположениям о мультипольности первичных  $\gamma$ -переходов. Последний вывод может быть понят из сравнения экспериментального спектра с подгоночными кривыми, представленными на рис.1. Из-за наличия в спектре интенсивных прямых  $\alpha$ -переходов для достигнутого разрешения по энергии  $\alpha$ -частиц чувствительным к вкладу реакции  $(n, \gamma \alpha)$  оказывается участок спектра  $7 < E_\alpha < 8,4$  МэВ, в котором форма спектра  $\alpha$ -частиц в реакции  $(n, \gamma \alpha)$  мало зависит от соотношения вкладов реакций  $(n, \gamma \alpha_0)$  и  $(n, \gamma \alpha_1)$ .

Из сравнения экспериментального спектра с подгоночными кривыми также следует, что принятая для описания  $\alpha$ -линии функция расходится с экспериментом на расстоянии более  $3\sigma$  от центра пика на уровне  $10^{-2}$  величины счета в максимуме. Поскольку мы

не располагаем удовлетворительным физическим объяснением такой формы пика, учет возможного влияния этого искажения на результат был сделан феноменологически. Исходя из предположения, что  $\alpha$ -пики симметричны относительно максимума и форма их подобна форме правого края пика  $\alpha_0$ , был выбран участок экспериментального спектра  $E_\alpha < 8,15$  МэВ, где влиянием  $\alpha_0$ - и  $\alpha_1$ -переходов из реакции (п.а) можно пренебречь, а искажение формы остальных  $\alpha$ -переходов на результате разделения спектра не сказывается, поскольку их суммарная площадь того же порядка, что и площадь спектра (п.а).

Можно видеть, что экстраполированное значение вклада реакции (п.а) /приведенное в скобках/, полученное подгонкой на этом участке спектра, согласуется с результатами обработки полного спектра.

Ширина реакции (п.а)  $\Gamma_{\gamma\alpha} = \Gamma_{\gamma\alpha_0} + \Gamma_{\gamma\alpha_1}$  приписывалась захватному состоянию  $4^-$ , определяющему 95% сечения захвата в тепловой точке, и вычислялась при помощи выражения

$$\Gamma_{\gamma\alpha} = \Gamma_{\gamma}^{\text{th}} \frac{\sigma_{\text{nth}\alpha_1}}{\sigma_{\text{nth}\gamma}} \cdot \frac{\sum_f N_{\gamma\alpha_f}}{N_{\alpha_1}} \quad /1/$$

где  $\Gamma_{\gamma}^{\text{th}}$  - полная радиационная ширина в тепловой точке.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В данном эксперименте не удалось разделить вклады E1- и M1-переходов, поэтому значения силовых функций получены в предположении либо чистых E1-, либо чистых M1-переходов, то есть являются их верхними оценками. Оценки  $S_{\gamma}^{\text{cc}}$  могут быть вычислены при помощи выражения /2/

$$S_{\gamma}^{\text{cc}} = \frac{\Phi_i}{2\pi} \frac{\Gamma_{\gamma}(B_n) \Gamma_{\gamma\alpha_1}}{\Delta E_{\alpha} \sum_{i,k} F_i^2(k)} \quad /2/$$

В данной работе они находились как свободные параметры при подгонке спектра. Величины оценок, соответствующие минимуму  $\chi^2$  при  $n = 3$ , составляют  $S_{\gamma}^{\text{cc}}(E1) \leq 4,0 \cdot 10^{-8} [\text{МэВ}^{-3}]$  и  $S_{\gamma}^{\text{cc}}(M1) \leq 2,5 \cdot 10^{-8} [\text{МэВ}^{-3}]$ . Силовую функцию E1-переходов можно оценить также исходя их лоренцевской экстраполяции фотонейтронных данных в область малых энергий  $\gamma$ -лучей при помощи выражения

$$S_{\gamma}(E1) = \frac{8,67 \cdot 10^{-8}}{E_{\gamma}} \cdot \frac{\sigma_0}{[(E_{\gamma}^2 - E_g^2) / E_{\gamma} \Gamma_g]^2 + 1} \quad /3/$$

где коэффициент получен нормировкой на дипольное правило сумм, а параметры гигантского дипольного резонанса:  $\sigma_0 = 312 \pm 20$  мб - сечение в максимуме,  $E_g = 14,6 \pm 0,1$  МэВ - положение максимума и  $\Gamma_g = 6,0 \pm 0,2$  МэВ - ширина резонанса - взяты из работы /12/.

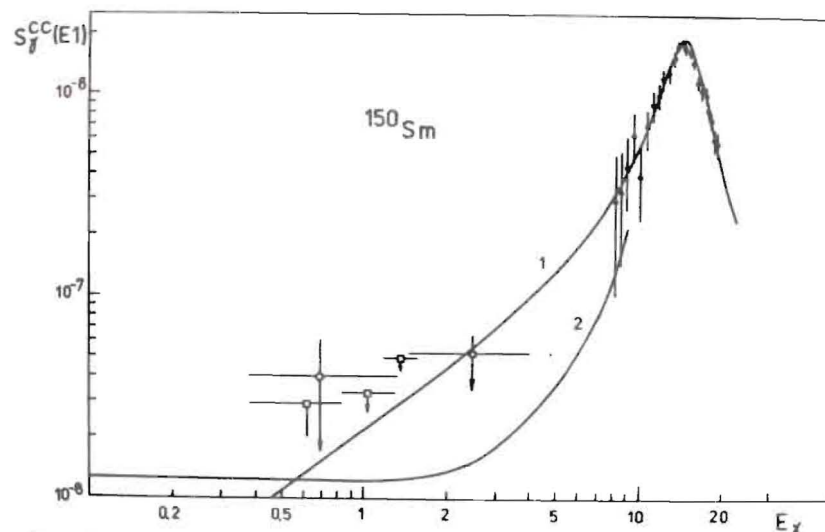


Рис.2. Экспериментальные значения радиационной силовой функции E1 переходов в ядре  $^{150}\text{Sm}$ . Кружочек - оценка  $S_{\gamma}^{\text{cc}}$  по полной радиационной ширине. Ромб - оценка настоящей работы. Квадратики - оценки, полученные из спектра работы /14/. Кривая 1 - лоренцевская экстраполяция фотоядерных данных /точки/. Кривая 2 - расчет силовой функции, согласно работе /4/.

На рис.2 приведены полученные к настоящему времени экспериментальные данные  $S_{\gamma}(E1)$  вместе с экстраполяционной кривой, описываемой выражением /3/. Точками показаны фотоядерные данные работы /12/, кружочком - оценка, полученная в работе /13/ по полной радиационной ширине, и ромбом показана оценка из настоящей работы. Приводимая погрешность, в основном, обусловлена ошибкой выделения вклада (п.а) по всем вариантам, а также ошибкой нормировки ширины. Поскольку данные в области  $E_{\gamma} < E_p$  являются верхними оценками и отнесены к широким энергетическим интервалам, интересно привлечь для получения сведений о  $S_{\gamma}^{\text{cc}}$  для  $^{150}\text{Sm}$  другие данные, не анализировавшиеся ранее с этой точки зрения. Особый интерес представляет спектр реакции  $^{149}\text{Sm}(n,\alpha)$ , измеренный Оакеем и Макфарлайном /14/. Сравнение этих данных с результатами настоящей работы и /5/ показывает, что энергетическое разрешение и фоновые условия, достигнутые в работе /14/, даже несколько лучше. Так как мы располагали только мелкоаппаратным спектром, опубликованным в /14/, и детальный его анализ затруднителен, то были определены лишь верхние оценки вклада реакции (п.а) в промежутках между  $\alpha$ -пиками в интервалах  $E_{\alpha}$  8,51 - 8,22; 7,86 - 7,92 и 7,58 - 7,51 МэВ. Полученные на их основе, при нормировке на площадь  $\alpha_1$ -перехода, оценки силовой функции  $S_{\gamma}(E1)$  показаны на рис.2 квадратиками. Границы энергетич-

ческих интервалов соответствуют энергиям  $\gamma$ -квантов из реакций  $(n, \gamma_0)$  и  $(n, \gamma_1)$ , дающим основной вклад в указанные окна, а положение квадратики соответствует теоретически ожидаемому соотношению их вкладов.

Можно видеть, что экспериментальные данные о  $S_\gamma$  не противоречат экстраполяции фотоядерных данных по кривой Лоренца /кривой 1 на рис.2/ и кривой 2, рассчитанной согласно работе [4]. При сравнении необходимо учитывать, что оценки  $S_\gamma$  в области  $E_\gamma < 4$  МэВ получены без разделения вкладов М1- и Е1-переходов, и, следовательно, завышены, если опираться на данные по  $^{144}\text{Nd}$ , примерно вдвое.

Отметим, что исследования соседнего компаунд-ядра  $^{148}\text{Sm}$  в реакции  $^{147}\text{Sm}(d, p\gamma)^{147}\text{Sm}$  дают зависимость  $S_\gamma(E_\gamma)$ , близкую к кривой 2, и противоречат лоренцевской зависимости.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая работа, к сожалению, не дала достаточно ясного ответа на вопрос о соотношении  $S_\gamma(E1)$  и  $S_\gamma(M1)$  и об энергетической зависимости силовой функции Е1-переходов для переходного ядра  $^{150}\text{Sm}$ . Можно, по-видимому, заключить, что использование реакции  $(n, \gamma)$  на тепловых нейтронах оказывается малоэффективным для получения значений радиационных силовых функций Е1- и М1-переходов в ядре  $^{150}\text{Sm}$ , а тем более деформированных ядер, где расстояние между уровнями дочерних ядер еще меньше. Требуется либо существенное улучшение энергетического разрешения и детальное исследование формы  $\alpha$ -пика вдали от максимума, либо использование другой методики измерений, например, регистрации совпадений  $\alpha$ -частиц с первичными  $\gamma$ -лучами с тем, чтобы надежно разделять  $\alpha$ -частицы из реакций  $(n, \alpha)$  и  $(n, \gamma\alpha)$ .

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить И.И.Шелонцева и Н.Ю.Ширикову за помощь при обработке экспериментальных данных на СДС-6500, а также И.А.Ломаченкова и В.И.Фурмана за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Попов Ю.П. ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.6, с.1165.
2. Анджеевски Ю. и др. ОИЯИ, РЗ-81-433, Дубна, 1981.
3. Втюрин В.А., Попов Ю.П. ОИЯИ. РЗ-82-309, Дубна, 1982.
4. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. ОИЯИ, Р4-82-219, Дубна, 1982.
5. Asghar M., Emsallem A. In: Neutron Capture Gamma Ray Spectroscopy and Related Topics, R.C.N., Petten, Netherlands, 1975, p.395.

6. Во Ким Тхань и др. ОИЯИ, РЗ-11381, Дубна, 1978.
7. Aldea L., Seyfarth H. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Plenum Press, New York, 1979, p.526.
8. Kvittek J. et al. Preprint UJF 3303, Rez, 1974.
9. McFadden L., Satchler G.R. Nucl.Phys., 1966, 84, p.177.
10. Анджеевски Ю.и др.ЯФ, 1980, т.32, вып.6/12/, с.119.
11. Корн Г., Корн Т.Справочник по математике, Наука, М., 1974.
12. Carlos P. et al. Nucl.Phys., 1974, A225, p.171.
13. Втюрин В.А. ОИЯИ, РЗ-82-305, Дубна, 1982.
14. Macfarlane R.D. and Oakey N.S. Phys.Lett., 1967, 24B, p.142.
15. Aasen R.M. et al. Phys.Rev., 1983, C v.28 N4, p.1857.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 июня 1985 года