

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

РЗ-86-158

В.А.Втюрин, А.В.Гребнев<sup>1</sup>, А.Жак, А.Л.Кирилюк<sup>1</sup>,  
Ю.П.Попов, В.Ф.Украинцев<sup>2</sup>, Фунг Ван Зуан,  
И.Чадраабал

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛООВОГО СЕЧЕНИЯ  
РЕАКЦИИ  $^{67}\text{Zn} (n, \alpha) ^{64}\text{Ni}$   
И ЕГО ИНТЕРПРЕТАЦИЯ  
В РАМКАХ МНОГОУРОВНЕВОГО ФОРМАЛИЗМА  
РАЙХА-МУРА

---

<sup>1</sup> Институт ядерных исследований АН УССР, Киев  
<sup>2</sup> Физико-энергетический институт, Обнинск

## ВВЕДЕНИЕ

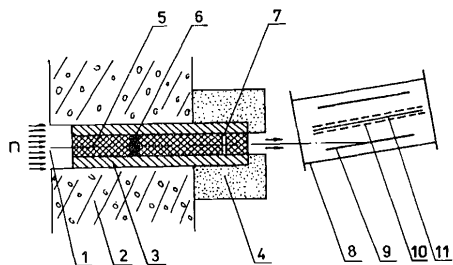
Исследования тепловых сечений реакции  $(n, \alpha)$  имеют давнюю историю <sup>/1-5/</sup>. Возобновление интереса к этим исследованиям обусловлено накоплением экспериментальных данных о реакции  $(n, \alpha)$  на резонансных нейтронах. Наличие параметров нейтронных резонансов, в частности,  $\alpha$ -ширин, позволяет рассчитывать сечение  $\sigma_{\alpha_i}^{\text{th}}$ , используя зависимость резонансного сечения от энергии. Для большинства ядер расчетные значения оказываются в хорошем согласии с экспериментом. Наблюдаемое превышение экспериментального сечения над расчетным в ряде случаев объяснялось наличием уровня ниже энергии связи нейтрона. Однако новые измерения сечения для реакции  $^{145}\text{Nd}(n_{\text{th}}, \alpha_i) ^{142}\text{Ce}$  <sup>/6/</sup> и  $^{67}\text{Zn}(n_{\text{th}}, \alpha_i) ^{64}\text{Ni}$  <sup>/7/</sup> не обнаруживают вклада  $\alpha$ -переходов в основное состояние дочернего ядра на уровне, который на порядок меньше ожидаемого, если исходить из простейшей брейт-вигнеровской экстраполяции в тепловую область вклада известных резонансов. Приведенный в работе <sup>/8/</sup> анализ  $\sigma_{\alpha_0}^{\text{th}}$  для  $^{145}\text{Nd}$  с использованием многоуровневого формализма показал, что экспериментальное значение сечения  $\sigma_{\alpha_0}^{\text{th}}$  может быть объяснено интерференцией трех уровней, хотя вероятность того, что  $\alpha_0$ -ширина отрицательного уровня окажется в пределах значения, определяющего экспериментальное  $\sigma_{\alpha_0}^{\text{th}}$ , невелика /порядка процента/. Привлечение для анализа экспериментальных сечений модели многоуровневого формализма Райха-Мура позволяет, в случае, когда измерено сечение в нескольких межрезонансных промежутках, получить новые характеристики ядерных уровней - знаки произведений амплитуд приведенных ширин, а также значение  $\alpha_0$ -ширины связанного уровня. В то же время применение совершенных методов анализа предполагает наличие достаточно надежных экспериментальных данных. Поскольку уменьшение  $\sigma_{\alpha_0}^{\text{th}}$  наблюдается только в работах одной группы <sup>/7/</sup>, представляло интерес провести независимые измерения  $\sigma_{\alpha_0}^{\text{th}}$  на ядрах  $^{145}\text{Nd}$  и  $^{67}\text{Zn}$  другой методикой.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения проводились на фильтрованном пучке нейтронов реактора ВВР-М ИЯИ АН УССР. Пучок тепловых нейтронов формировался

с помощью кремниевого фильтра. Фильтр был изготовлен из монокристаллического кремния высокой чистоты. Диаметр кремниевых стержней составлял 40–45 мм, длина 80–120 мм, как и в случае фильтров, описанных в работах<sup>9,10/</sup>. Основная часть кремниевого фильтра была смонтирована в дисках шибера горизонтального канала реактора, а часть - во внешнем участке канала. Кремниевые стержни фиксировались в коллиматорах, изготовленных из боропарафиновой смеси и свинца. Для подавления фона нейтронов с энергией 55 кэВ в состав фильтра был введен титан толщиной 15 мм. Нейтроны с энергией 145 кэВ составляли основную компоненту фона быстрых нейтронов. Этот фон вместе с  $\gamma$ -фоном зоны реактора измерялся с помощью дополнительного фильтра из аморфного бора, обогащенного изотопом  $^{10}\text{B}$  до 85% толщиной 0,2 г/см<sup>2</sup>.

Рис.1. Схема эксперимента: 1 - горизонтальный канал реактора ВВР-М, 2 - биологическая защита реактора, 3 - оправка фильтра, 4 - защита выносной части, 5 - Si-фильтр, 6 - Ti-фильтр, 7 - место для B-фильтра, 8 - цилиндрическая ионизационная камера, 9 - мишень ZnO /или Nd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/, 10 - сетка, 11 - центральный электрод.



Спектрометрия  $\alpha$ -частиц осуществлялась с помощью цилиндрической ионизационной камеры, описанной в<sup>10/</sup>, наполнявшейся смесью аргона и метана /5%/ до давления 1,5 атм. Компоновка фильтра и схема расположения камеры на пучке показаны на рис.1. Определение сечения проводилось методикой, описанной в<sup>9/</sup>. В качестве эталона использовалась мишень  $^{143}\text{Nd}_2\text{O}_3$  толщиной  $0,50 \pm 0,05$  мг/см<sup>2</sup> и обогащением 95%, при этом тепловое сечение принималось  $\sigma_{\alpha_0}^{\text{th}} = 20,0 \pm 1,4$  мб, как средневзвешенное из экспериментальных данных.

Исследуемая мишень  $^{67}\text{ZnO}$  была толщиной  $0,17 \pm 0,02$  мг/см<sup>2</sup> и обогащением 91,8%.

Мишени наносились на алюминиевую подложку толщиной 100 мкм по методике, описанной ранее в работе<sup>11/</sup>. Энергетическая калибровка спектра осуществлялась по тритонному пику от реакции  $^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ , обусловленному примесью  $^6\text{Li}$  в мишени  $^{67}\text{Zn}$  и по пику  $\alpha_0$ -перехода в реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{142}\text{Ce}$ .

Для выявления возможных систематических ошибок проводилось две серии измерений с разной длиной и диаметрами фильтров. Обе серии обрабатывались независимо. Характеристики фильтров и основные результаты измерений реакции  $^{67}\text{Zn}(n_{\text{th}}, \alpha)^{64}\text{Ni}$  приведены в табл.1.

Таблица 1

	Состав фильтра, мм	Диаметр пучка, мм	Время измерения, ч	$N_{\alpha_0}$	$\sigma_{\alpha_0}^{\text{th}}$ , мкб	$N_{\alpha_1}$	$\sigma_{\alpha_1}^{\text{th}}$ , мкб
I серия	1334-Si +15-Ti	30	18	52 <sub>±9</sub> 1	15 <sub>±2</sub> 7	490 <sub>±1</sub> 90	140 <sub>±6</sub> 0
II серия	1531-Si +15-Ti	42	42	54 <sub>±9</sub> 0	14 <sub>±2</sub> 3	480 <sub>±1</sub> 80	120 <sub>±5</sub> 0
Средние					< 32		130 <sub>±4</sub> 0
Из работы <sup>7/</sup>					≤ 10		159 <sub>±2</sub> 0
Брейт-вигнеровская экстраполяция					370		> 22

На рис.2 приведен экспериментальный спектр одной из серий /крестики/, спектр фона /верхняя пунктирная кривая/ и их разность /черные точки/. Соединяющая точки пунктирная кривая получена в результате подгонки. Как можно видеть,  $\alpha_0$ -переход в реакции  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$  на разностном спектре не проявляется. Выделение вклада  $\alpha_1$ -перехода затрудняется наличием близко расположенного интенсивного тритонного пика. Разделение этих пиков проводилось при помощи стандартной подпрограммы FUMILI на ЭВМ CDC-6500. Полуширина пика  $\alpha_1$ -перехода принималась равной полуширине тритонного пика. Фон в разностном спектре аппроксимировался двумя экспонентами. Коэффициенты в экспонентах, площади пиков  $\alpha_0, \alpha_1$  из реакции  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)$ , а также тритонного и  $\alpha$ -пика из реакции  $^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$  варьировались как свободные параметры. Для оценки уровня достоверности выделения вклада  $\alpha_1$ -перехода подгонка для каждой серии проводилась дважды - в предположении отсутствия  $\alpha_1$ -перехода /нуль-гипотеза/ -  $\chi_{(0)}^2$  и при свободном варьировании его площади -  $\chi^2$ .

Для иллюстрации результатов подгонки на рис.3 показана показанная разность  $\chi_{(0)}^2$  и  $\chi^2$  в одной из серий. Можно видеть, что в районе  $\alpha_1$ -перехода для нуль-гипотезы наблюдается существенное увеличение  $\chi_{(0)}^2$ .

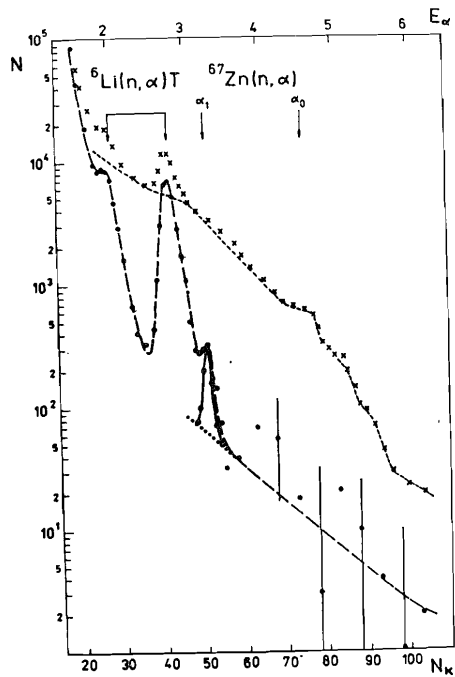
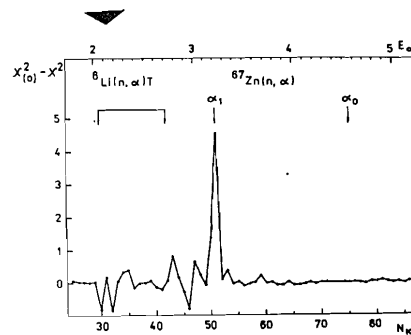


Рис. 2. Амплитудный спектр  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$ ,  $E_\alpha$  в МэВ.

Рис. 3. Поканальная разность  $\chi^2_{(0)} - \chi^2$  - для случаев нуль-гипотезы и свободного варьирования площади пика  $\alpha_1$  соответственно.  $E_\alpha$  в МэВ.



Уровень достоверности выделения  $\alpha_1$ -перехода оценивался при помощи теста Фишера. В табл. 2 приведены значения  $\chi^2$  для числа степеней свободы  $\nu$  и значения функции Фишера ( $F$ ) в области пика  $\alpha_1$  для первой и второй серий, а также уровни достоверности  $P_F$  - вероятности того, что наблюдаемый эффект является случайной флуктуацией.

Таблица 2

№ серии	Интервал выделения /кан./	$\chi^2$	$\nu$	$\chi^2_{(0)}$	$\nu_{(0)}$	$F = \frac{\chi^2_{(0)}/\nu_{(0)}}{\chi^2/\nu}$	$P_F$
I	47-58	4,6	6	11,7	7	2,18	0,18
II	52-63	10,3	6	16,3	7	1,36	0,36

Поскольку условия измерения: поток нейтронов, фоновые условия, коэффициенты усиления спектрометрического тракта - в обеих сериях различны, то вероятность  $P_{\alpha_1}$  случайной флуктуации в двух сериях одновременно можно принять как произведение вероятностей отдельных серий  $P_{\alpha_1} = P_{F I} \cdot P_{F II} < 0,07$ .

В табл. 1 для сравнения вместе с результатами настоящей работы приведены результаты работы /7/ и брейт-вигнеровская экстраполяция парциального сечения  $\sigma_{\alpha_1}^{th}$  в тепловую точку, полученная на основе резонансных параметров из атласа /12/ и  $\alpha$ -ширин, измеренных для семи резонансов в работе /13/. Поскольку в работе /13/ получены оценки  $\Gamma_{\alpha_1}$  только для двух резонансов, то приведенное в табл. 1 экстраполированное значение  $\sigma_{\alpha_1}^{th}$  явно занижено.

Наши экспериментальные данные подтвердили результаты работы /7/ в том смысле, что экспериментальное значение по крайней мере на порядок ниже, чем расчетное  $\sigma_{\alpha_0}^{th}$ , основанное на параметрах известных нейтронных резонансов. Это означает, что тепловое парциальное сечение  $\sigma^{th}(n, \alpha_0)$  не удается описать одноуровневым формализмом Брейта-Вигнера, и для описания сечения нужно принять более реалистичное приближение теории ядерных реакций. Полученные результаты рассмотрим как эффект межуровневой интерференции в рамках многоуровневого формализма Райха-Мура /14/. Впервые этот метод был применен для описания сечения реакции  $^{145}\text{Nd}(n_{th}, \alpha_0)$  в работе /8/.

### МНОГОУРОВНЕВЫЙ АНАЛИЗ ТЕПЛОГО СЕЧЕНИЯ $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)$

Суть метода заключается в том, что сечение в каналах реакции связано с элементами матрицы столкновения -  $S$  соотношением:

$$\sigma_{cc'} = \pi \lambda^2 \sum_J g(J) \sum_{l, l'} \left| \delta_{cc'} - S_{c'ls, cl's'}^{J\pi} \right|^2 \quad /1/$$

где  $\lambda$  - длина волны нейтрона;  $l, l'$  - орбитальные и  $s, s'$  - спиновые моменты входного ( $c$ ) и выходного ( $c'$ ) каналов соответственно;  $J$  - полный момент составного ядра;  $\pi$  - его четность;  $g(J)$  - статистический фактор.  $R$  - матрица, характеризующая переходы из канала  $c$  в канал  $c'$ , однозначно связанная с  $S$ -матрицей, определяется как сумма вкладов от разных резонансов  $\lambda$ . Райх и Мур показали, что для нерадикационных каналов элементы  $R$ -матрицы имеют вид:

$$R_{cc'}(E) = \sum_{\lambda} \chi_{\lambda c} \chi_{\lambda c'} / (E_{\lambda} - E - i\Gamma_{\gamma} / 2), \quad /2/$$

где  $\chi_{\lambda c}, \chi_{\lambda c'}$  - амплитуды приведенных ширин в каналах  $c$  и  $c'$ , пропорциональные корню из соответствующих ширин  $\Gamma_c = 2P_c \chi_c^2$ , а  $P_c$  - величина проникаемости в канал  $c$ ;  $E_{\lambda}$  - энергия резонанса;  $\Gamma_{\gamma}$  - полная радиационная ширина /среднее значение/.

Параметры формализма /амплитуда приведенных ширин или сами ширины/ имеют ясный физический смысл и явно связаны с параметрами ядерных моделей. В соответствии с выражением /1/ величина

сечения при данной энергии является функцией набора  $\alpha$ -ширин резонансов и набора знаков произведений амплитуд приведенных ширин, который мы в дальнейшем будем называть типом интерференции.

В табл.3 приведены  $\alpha_0$ -ширины 7 резонансов изотопа  $^{67}\text{Zn}$ , измененные в работе <sup>13/</sup>, и брейт-вигнеровские оценки их вклада в тепловое сечение /четвертая колонка/. Кроме того, в тепловое сечение дает вклад уровень, лежащий на 337 эВ ниже энергии связи нейтрона.

Таблица 3

$E_0$ , эВ	$J^\pi$	$\Gamma_{\alpha_0}$ , мкэВ	$\sigma_{\text{рез.}}^{\text{th}}$ ( $n, \alpha_0$ ), мкб
223	3	2,6+1,0	8
448	3	1,4+0,7	8
750	3	224 +45	4
1546	3	690 +140	154
2068	3	195 +100	5
2469	3	170 +100	21
3789	3	2490 +690	170

Из табл.3 следует, что для описания экспериментального значения теплового сечения необходимо учитывать интерференцию не менее трех уровней с  $E_0 = 1546, 3789$  и  $-337$  эВ, причем свободными параметрами здесь являются неизвестная  $\alpha_0$ -ширина уровня с  $E_0 = -337$  эВ и тип интерференции.

В настоящей работе рассматривалась интерференция трех и четырех уровней. Анализ теплового сечения проводился тем же методом, что и в работе <sup>18/</sup>, т.е. для каждого из типов интерференции рассчитывалась зависимость теплового сечения реакции  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha_0)$  от  $\alpha_0$ -ширины уровня с  $E_0 = -337$  эВ ( $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$ ).

На рис.4 приведены зависимости сечения в случае трех уровней для типов интерференции, указанных около кривых, которые описывают экспериментальное значение сечения.

На рис.5 приведены аналогичные зависимости, полученные для четырех уровней. Пунктиром показана верхняя экспериментальная граница теплового сечения  $\sigma_{\alpha_0}^{\text{th}} \leq 10$  мкб <sup>7/</sup>. Можно видеть, что учет многоуровневой интерференции позволяет описать экспериментальное значение теплового сечения.

Оценим вероятность гипотезы о многоуровневой интерференции. Из предположения статистической теории, отношение  $x = \Gamma_{\alpha_0}^{(-)} / \langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle$  является случайной величиной, описываемой  $\chi^2$ -распределением с одной степенью свободы  $\chi_1^2(x)$ , поскольку в основное состояние открыт только один канал  $\alpha$ -распада. Здесь  $\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle = 380 \pm 190$  мкэВ - средняя  $\alpha_0$ -ширина для 10 резонансов  $^{67}\text{Zn}$  со спи-

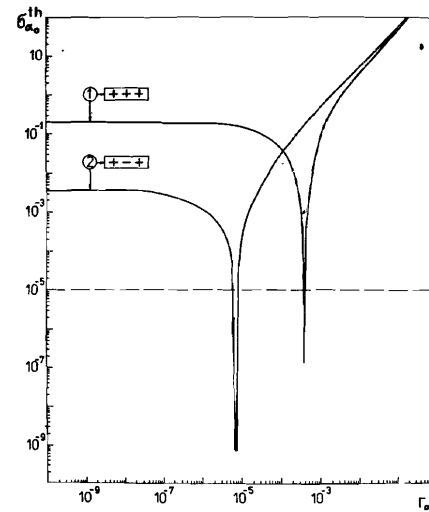
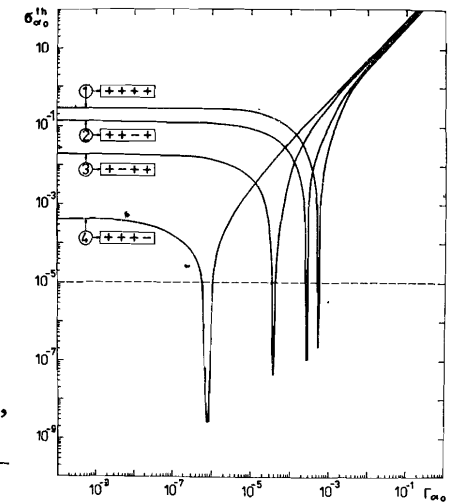


Рис.4. Зависимость теплового сечения реакции  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha_0)^{64}\text{Ni}$  от  $\Gamma_{\alpha_0}$ -ширины связанного состояния с  $E_0 = -337$  эВ для трех уровней с  $E_0 = -337, 1546, 3789$  эВ, и типов интерференции, указанных на рисунке,  $\sigma_{\alpha_0}^{\text{th}}$  в барнах,  $\Gamma_{\alpha_0}$  в эВ.

Рис.5. Зависимость теплового сечения реакции  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha_0)^{64}\text{Ni}$  от  $\Gamma_{\alpha_0}$ -ширины связанного состояния с  $E_0 = -337$  эВ для четырех уровней с  $E_0 = -337, 1546, 2469, 3789$  эВ и типов интерференции, указанных на рисунке,  $\sigma_{\alpha_0}^{\text{th}}$  в барнах,  $\Gamma_{\alpha_0}$  в эВ.



ном  $3^-$  в интервале энергии  $223 \leq E_n \leq 3789$  эВ, полученная на основе данных работы <sup>13/</sup>. Тогда вероятность ( $P_1$ ) того, что для данного типа интерференции ширина  $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$  попадает в интервал значений ( $\Delta \Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$ ), описывающих экспериментальное значение теплового сечения, находим интегрированием  $\chi_1^2(x)$  распределения в интервале  $\Delta \Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$

$$P_1 = \int_{x_1}^{x_2} \chi_1^2(x) dx, \quad /3/$$

где  $x = \Gamma_{\alpha_0}^{(-)} / \langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle$   $x_1 = [\Gamma_{\alpha_0 \text{ min}}^{(-)} - \frac{1}{2}(\Delta \Gamma_{\alpha_0}^{(-)})] / \langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle$  (2)

В табл.4 приведены типы интерференции, соответствующие им значения  $\Gamma_{\alpha_0 \text{ min}}^{(-)}$  в минимуме теплового сечения, и величина  $\Delta \Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$  - интервал значений ширины  $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$ , описывающих экспериментальное тепловое сечение, а также вероятности  $P_1$ , рассчитанные с помощью выражения /3/.

Таблица 4

Уровни $E_0$ , эВ	Тип интер- ференции	$\Gamma_{\alpha_0 \min}^{(-)}$ , мкэВ	$\Delta \Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$ , мкэВ	$P_i$
- 337 1546 3789	[+ + +]	386	11	0,7
	[+ - +]	7	1,4	1,1
	[++++]	538	13	0,6
- 337 1546 2469 3789	[++-+]	260	9	0,8
	[+---]	38	3,5	1,1
	[+++ -]	0,8	0,5	1,1

Необходимо отметить интересную особенность полученных результатов. Хотя для разных типов интерференции величина  $\Gamma_{\alpha_0 \min}^{(-)}$  отличается в отдельных случаях почти на 3 порядка, вероятность реализации экспериментального сечения для разных типов интерференции оказалась одного порядка - около процента. Устойчивость этой величины объясняется видом функции распределения  $\chi_1^2(x)$ , возрастающей при малых  $x$ , а также относительным увеличением величины интервала  $\Delta \Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$  при малых  $x$ .

Более подробный анализ данных предыдущей работы /8/, где  $P_i$  вычислялось как разность интегралов ошибок, показал, что при малых  $x$  такой метод вычисления оказывается грубым. Уточненное значение  $P_i$  для интерференции типа [+ - +] в случае  $^{145}\text{Nd}$  составляет 2%.

Таким образом, для ядер  $^{67}\text{Zn}$  и  $^{145}\text{Nd}$  вероятности реализации разных типов деструктивной интерференции оказываются близки, и на основе одного только теплового сечения и резонансных параметров нет возможности определить реализованный в данном случае тип интерференции.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное значение  $\sigma_{\alpha_0}^{\text{th}}$ , полученное в настоящей работе, согласуется с данными Гренобльской группы и обнаруживает значительное, более чем в 30 раз, подавление  $\alpha$ -распада в основном состоянии ( $\alpha_0$ ) при захвате тепловых нейтронов ядром  $^{67}\text{Zn}$ .

Анализ теплового сечения этой реакции в рамках многоуровневого формализма Райха-Мура показывает возможность такого подавле-

ния сечения при интерференции трех и четырех уровней. Полученные в рамках статистической теории вероятности реализации разных типов интерференции оказались близки, а в целом для  $^{67}\text{Zn}$  вероятность сильной деструктивной интерференции оказывается сравнительно небольшой, но не настолько, чтобы отвергнуть объяснение наблюдаемого явления как многоуровневой интерференции.

Конечно, для окончательного решения вопроса об интерференционной природе подавления теплового сечения в реакции  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha_0)^{64}\text{Ni}$  необходимо экспериментальное изучение межрезонансного поведения сечения в реакции  $(n, \alpha_0)$ . Однако такие сечения очень малы, и трудно надеяться на их измерение на существующих установках.

В заключение авторы благодарят В.П.Вертебного за интерес к работе и плодотворные обсуждения, Т.С.Зварову за изготовление мишени  $^{67}\text{Zn}$ , а также Г.В.Замыслова и В.А.Долгова за помощь в измерениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Macfarlane R.D., Almodovar J. Phys.Rev., 1962, 127, p.1665.
2. Cheifetz E., Gilat J. et al. Phys.Lett., 1962, 1, p.289.
3. Андреев В.Н., Сироткин С.М. ЯФ, 1965, 1, с.252.
4. Oakey N.S., Macfarlane R.D. Phys.Lett. 1967, 24B, p.142.
5. Emsallem A. et al. Nucl.Phys. 1974, A231, p.437.
6. Emsallem A., Asghar M. Z.Phys. 1975, A275., p.157.
7. Emsallem A., Asghar M. Z.Phys., 1984, A 315, p.201.
8. Втюрин В.А. и др. ОИЯИ, Р4-85-453, Дубна, 1985.
9. Вертебный В.П. и др. ОИЯИ, Р3-11392, Дубна, 1978.
10. Анджеевски Ю. и др. ОИЯИ, Р3-13013, Дубна, 1980.
11. Томикова Й. ОИЯИ, Р13-4083, Дубна, 1968.
12. Mughabghab S.F. et al. Neutron Cross Sections, Academic Press, N.Y., 1981, part A.
13. Гледенов Ю.М. и др. ЯФ, 1985, т.41, вып.4, с.837.
14. Reech C.W., Moore M.S. Phys.Rev., 1958, 111, No.3, p.929.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 марта 1986 года.

Втюрин В.А. и др.

P3-86-158

Измерение теплового сечения реакции  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$  и его интерпретация в рамках многоуровневого формализма Райха-Мура

Проведены измерения сечения реакции  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$  на тепловых нейтронах. Получено сечение для  $\alpha_1$ -перехода в первое возбужденное состояние никеля-64,  $\sigma_{\alpha_1}^{\text{th}} = 130 \pm 40$  мкб. Подтверждено обнаруженное ранее подавление  $\alpha_0$ -перехода на основное состояние, на уровне  $\sigma_{\alpha_0}^{\text{th}} < 32$  мкб /по сравнению с рассчитанным сечением по известным параметрам резонансов  $\sigma_{\alpha_0}^{\text{th}} = 370$  мкб/.

Этот результат интерпретируется как эффект межрезонансной интерференции. Показано, что в рамках многоуровневого формализма Райха-Мура для трех и четырех уровней можно описать экспериментальные данные при определенных значениях  $\Gamma_{\alpha_0}$ -ширины связанного состояния с  $E_0 = -337$  эВ. Хотя вероятность реализации интерференционного подавления сечения невелика /по нашим расчетам - порядка процента/, данное объяснение не может быть отвергнуто. Альтернативной интерпретации подавления теплового сечения авторы не видят.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Vturin V.A. et al.

P3-86-158

Measurement of  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$  Reaction Thermal Cross Section and its Interpretation in the Frame of the Reich-Moor Multilevel Formalism

The cross section were measured of the  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$  reaction on thermal neutrons.  $\sigma_{\alpha_1}^{\text{th}} = 130 \pm 40$   $\mu\text{b}$  cross section of the  $\alpha_1$ -transition into the first excited state of  $^{64}\text{Ni}$  has been obtained. The earlier observed suppression was confirmed of  $\alpha_0$ -transition to the initial state on the level  $\sigma_{\alpha_0}^{\text{th}} < 32$   $\mu\text{b}$  (in comparison with the calculated using the known parameters of resonances  $\sigma_{\alpha_0}^{\text{th}} = 370$   $\mu\text{b}$ ). This result was interpreted as an interresonance interference. It is shown that, at a definite  $\Gamma_{\alpha_0}$ -width of the compound state with  $E_0 = -337$  eV, the experimental data for 3-4 resonances could be described in the frame of the multilevel Reich-Moor formalism. Even though the probability of interference suppression is small, the above interpretation cannot be left aside. The authors do not see any alternative.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR. Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986