

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-87-440

Х.Риголь

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

В РЕАКЦИЯХ  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha_0)$  И  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha_0)$

1987

## ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то, что вопрос об интерференции в канале  $(n, \alpha)$  обсуждается уже несколько лет, обоснованный анализ этого эффекта появился только недавно в работах <sup>/1,2/</sup>. Указанием на наличие эффекта интерференции в канале  $\alpha$ -распада является сравнение данных из реакций  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha_0)$  и  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha_0)$  на тепловых и резонансных нейтронах. Дело в том, что для этих реакций было отмечено расхождение экспериментально измеренного теплового сечения  $\alpha_0$ -перехода /т.е. перехода на основное состояние дочернего ядра/ и его оценок по брейт-вигнеровской экстраполяции резонансных параметров. В работах <sup>/1,2/</sup> эти результаты объясняются в рамках многоуровневого формализма Райха-Мура <sup>/3/</sup>, развитого для описания межуровневой интерференции резонансов тяжелых ядер в канале деления.

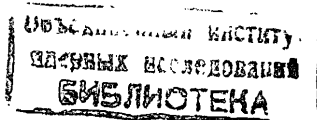
В настоящей работе для анализа интерференции в канале  $(n, \alpha_0)$  используется формализм, применявшийся нами для анализа интерференции в канале  $(n, p)$  <sup>/4/</sup>. В отличие от работ <sup>/1,2/</sup>, мы учитывали вклад всех резонансов, для которых известны  $\alpha$ -ширины. Это позволило нам прийти к выводу о том, что вопрос об извлечении информации о параметрах связанных состояний из анализа эффекта интерференции в одной энергетической точке является весьма спорным.

## 1. ОБЩИЕ ФОРМУЛЫ

Основываясь на работе <sup>/4/</sup>, в которой анализируется интерференция в реакции  $(n, p)$ , мы приводим результаты расчета для сечения реакции  $(n, \alpha)$ .

Нас интересует явление интерференции между различными состояниями компаунд-ядра с одинаковыми спинами и четностями. Для каждого из этих состояний имеется одна амплитуда  $f_i$ , характеризующаяся следующим выражением:

$$f_i = - \frac{1}{2k} \frac{\langle \alpha | H_n | J \rangle \langle J | H_n | n \rangle}{E - E_J + \frac{i\Gamma_J}{2}}, \quad /1/$$



Здесь  $E$  - энергия нейтрона;  $E_j, \Gamma_j$  - энергия и ширина каждого состояния;  $H_n$  - оператор остаточного взаимодействия, приводящего к захвату нейтрона и к испусканию  $\alpha$ -частиц;  $k$  - импульс нейтрона.

Наибольший интерес для нас представляет захват нейтронов в  $S$ -состоянии. В этом случае имеются следующие выражения для матричных элементов:

$$\langle J_S | H_n | n \rangle = (J J_z I I_z | J_S M) T_S^n$$

$$\langle \alpha | H_n | J_S \rangle = \sqrt{4\pi} \sum_{\ell} (i)^{-\ell} (\ell m I' I'_z | J_S M) Y_{\ell m}(\vec{n}_\alpha) T_\ell^\alpha e^{-i\Phi_\ell^\alpha}$$

где  $(Aa Bb | Cc)$  - коэффициенты Клебша-Гордана,  $\vec{n}_\alpha$  определяет направления движения  $\alpha$ -частиц,  $\ell(m)$  - орбитальный момент  $\alpha$ -частиц /его проекция/,  $\Phi_\ell^\alpha$  - кулоновская фаза для  $\alpha$ -частиц,  $J(J_z)$  - полный момент количества движения /его проекция/ нейтрона,  $I(I_z)$  и  $I'(I'_z)$  - спины /их проекция/ ядра-мишени и остаточного ядра соответственно. Параметры  $T$  связаны с нейтронной ( $\Gamma_S^n$ ) и альфа ( $\Gamma_\ell^\alpha$ ) -ширинами следующим образом:

$$T_S^n = \eta_S^n \sqrt{\Gamma_S^n} \quad \text{и} \quad T_\ell^\alpha = \eta_\ell^\alpha \sqrt{\Gamma_\ell^\alpha}$$

Полная амплитуда реакции  $(n, \alpha)$  есть сумма по всем состояниям, т.е.

$$f = \sum_{i=1}^N f_i$$

где  $N$  - количество состояний.

Тогда дифференциальное сечение  $(n, \alpha)$  реакции будет

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2 \quad /2/$$

Поскольку в эксперименте, как правило, определяются не угловые распределения, а полный вклад  $\alpha$ -частиц по всем углам, интегрируем по всем направлениям, т.е.

$$\sigma(n, \alpha) = \sum_{i=1}^N \int |f_i|^2 d\Omega + \sum_{i \neq j} 2 \operatorname{Re} \int f_i f_j^* d\Omega \quad /3/$$

После соответствующих суммирований по квантовым числам получают известные формулы Брейта-Вигнера для полного сечения реакции  $(n, \alpha)$  в отдельных  $S$ -состояниях ( $\sigma_i$ ) и, кроме того,

интерференционные сечения ( $\sigma_{ij}$ ), которые выражаются следующим образом:

$$\sigma_{ij} = \frac{2\pi}{k^2} \frac{(2J_S + 1)}{2(2I + 1)} \frac{[(E - E_i)(E - E_j) + \frac{\Gamma_i \Gamma_j}{4}]}{[(E - E_i)^2 + \frac{\Gamma_i^2}{4}][E - E_j + \frac{\Gamma_j}{4}]} \eta_{ij} \sum_{\ell} \sqrt{\Gamma_{iS}^n \Gamma_{jS}^n \Gamma_{\ell i}^\alpha \Gamma_{\ell j}^\alpha} /4/$$

где  $\eta_{ij} = \pm 1$ . Видно, что если имеется достаточно большое количество состояний и если знаки ( $\eta_{ij}$ ) распределяются статистически, то вклад сечений интерференции можно не учитывать, потому что сечения с различными знаками компенсируются друг другом. Но эксперимент показывает, что мы не всегда можем пренебрегать интерференционными эффектами.

## 2. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В РЕАКЦИИ $^{67}\text{Zn}(n, \alpha_0)$

Экспериментальные данные о реакции  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha_0)$  на резонансных нейтронах взяты из работы /5/. В табл.1 приведены  $\alpha_0$ -ширины ( $\Gamma_{\alpha_0}$ ) 7 резонансов изотопа  $^{67}\text{Zn}$  и брейт-вигнеровские оценки их вклада в тепловое сечение ( $\sigma_{Th}(n, \alpha_0)$ ). Приведенные нейтронные ширины ( $\Gamma_n^0$ ) взяты из работы /6/.

Таблица 1

$n$	$J^\pi$	$E_{oi} / \text{эВ}$	$2g\Gamma_{ni}^0 / \text{эВ}$	$\Gamma_{\alpha_0} / \text{мкэВ}$	$\sigma_{Th}(n, \alpha_0) / \text{мкб}$
1	$3^+$	223	$0,0723 \pm 0,0027$	$2,6 \pm 1,0$	8
2	$3^+$	448	$0,52 \pm 0,05$	$1,4 \pm 0,7$	8
3	$3^+$	750	0,0051	$224 \pm 45$	4
4	$3^+$	1546	$0,25 \pm 0,08$	$690 \pm 140$	154
5	$3^+$	2068	0,057	$195 \pm 100$	5
6	$3^+$	2469	0,366	$170 \pm 100$	21
7	$3^+$	3789	0,466	$2490 \pm 690$	170

Из последнего столбца табл.1 видно, что если исходить из простейшей брейт-вигнеровской экстраполяции в тепловую область, сумма вкладов всех этих резонансов в сечение /370 мкб/ намного больше, чем экспериментальный результат / $\leq 10$  мкб/ /2,7/.

Это несоответствие можно объяснить, если учитывать интерференцию между различными состояниями. Для расчета сечения ин-

Таблица 3

n	E <sub>0</sub> /эВ/	J	2gΓ <sub>n</sub> <sup>0</sup>	Γ <sub>α<sub>0</sub></sub> <sup>(a)</sup>	Γ <sub>α<sub>1</sub></sub> <sup>(a)</sup>	Γ <sub>α</sub> <sup>(b)</sup>	σ <sub>Th</sub> (n, α <sub>0</sub> )
			/мэВ/	/мкэВ/	/мкэВ/	/мкэВ/	/мкб/
1	4,35	3	0,53±0,05	0,26±0,07	0,17±0,05	0,45±0,09	16,7
2	42,51	3	47,5 ±2,3	0,12±0,01	0,02±0,01	0,22±0,05	6,6
3	102,95	3	11,3 ±0,5			0,35±0,07	/0,4/
4	189,2	3	2,4 ±0,1			0,30±0,09	/0,02/
5	306	3	3,3 ±0,7			0,31±0,22	/0,01/

/а/ - из работы /8/  
/б/ - из работы /9/

Таблица 4

σ <sub>ij</sub> /мкб/	1	2	3	4	5
1	16,7	20,6	5	1,2	0,8
2	20,6	6,6	3,2	0,7	0,5
3	5	3,2	0,4	0,2	0,13
4	1,2	0,7	0,2	0,02	0,03
5	0,8	0,5	0,13	0,03	0,01

Здесь мы могли повторить все то, что было сказано выше при анализе интерференции в реакции <sup>67</sup>Zn(n, α<sub>0</sub>). При распределении знаков амплитуд /- + + +/ можно объяснить экспериментальный результат в тепловой точке, не учитывая вклада отрицательного состояния, т.е. вклад этого состояния возможен, но не необходим.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный в этой работе анализ согласуется с главным выводом из работ /1,2/ о том, что предположение о существовании интерференционного эффекта в канале (n, α) является достаточно обоснованным. Таким образом, расширяется число каналов, где наблюдался такой эффект, который раньше наблюдался в каналах (n, n), (n, γ), (n, p) и в делении. Тем не менее, как было показано в этой работе, вопрос о возможности извлечения информации о параметрах связанных состояний только на основе этих ре-

терференции между различными состояниями используем формулу /4/. Результаты показаны в табл.2 в форме матрицы n×n, где n - порядковый номер из табл.1.

Таблица 2

σ <sub>ij</sub> /мкб/	1	2	3	4	5	6	7
1	8	17	12	73	13	28	77
2	17	8	11	73	13	28	77
3	12	11	4	52	9	17	54
4	73	73	52	154	58	119	340
5	13	13	9	58	5	21	61
6	28	28	17	119	21	21	125
7	77	77	54	340	61	125	170

Поскольку знаки (η) различных амплитуд не известны, то на основе экспериментальных данных приходится делать предположение о распределении знаков. Эта неопределенность приводит к тому, что мы могли бы теоретически объяснить любое значение сечения в тепловой точке в интервале 0 ≤ σ<sub>Th</sub>(n, α<sub>0</sub>) ≤ 1640 мкб. Поэтому, с нашей точки зрения, пытаться извлечь информацию о параметрах отрицательного резонанса, как это делается в работе /2/, не имеет смысла. Даже со следующим распределением знаков амплитуд /+ + + + - -/ можно было бы объяснить значения теплового сечения в предположении, что отрицательный уровень не дает никакого вклада.

### 3. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В РЕАКЦИИ <sup>145</sup>Nd(n, α<sub>0</sub>)

Реакция <sup>145</sup>Nd(n, α<sub>0</sub>) на резонансных нейтронах была изучена в работах /8,9/. В табл.3 представлены данные об α-ширинах. В последнем столбце табл.3 представлены брейт-вигнеровские оценки вклада каждого резонанса в тепловое сечение реакции <sup>145</sup>Nd(n, α<sub>0</sub>). Для последних трех резонансов предполагается, что Γ<sub>α<sub>0</sub></sub> = Γ<sub>α</sub> / 2. Для расчетов использовались параметры нейтронных резонансов из работы /6/. Значения сечений интерференции между различными состояниями показаны в табл.4 в форме матрицы n×n, где n - порядковый номер из табл.3.

зультатов является очень спорным. Нужны измерения межрезонансных сечений в определенных энергетических интервалах /2/.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Ю.П.Попову за интерес к работе и плодотворные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Втюрин В.А. и др. ОИЯИ, Р4-85-453, Дубна, 1985.
2. Втюрин В.А. и др. ОИЯИ, Р3-86-158, Дубна, 1986.
3. Reech C.W., Moore M.S. Phys.Rev., 1958, III, No.3, p.929.
4. Риголь Х. ОИЯИ, Р4-85-70, Дубна, 1985.
5. Гледенов Ю.М. и др. ЯФ, 1985, т.41, вып.4, с.837.
6. Mughabhab S.F. et al. Neutron Cross Section, Acad. Press, N.Y., 1981, part A.
7. Emsallen A., Asghar M. Z.Phys., 1984, A315, p.201.
8. Попов Ю.П. и др. ЯФ, 1971, т.12, вып.5, с.913.
9. Антонов А. и др. ОИЯИ, Р3-81-348, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 июня 1987 года.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р.00 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 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

Риголь Х.

P4-87-440

Исследование эффекта интерференции в реакциях  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha_0)$  и  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha_0)$

Обсуждается вопрос об интерференции в реакциях  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha_0)$  и  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha_0)$ . Указанием на наличие эффекта интерференции в канале  $\alpha$ -распада является сравнение данных из реакций  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha_0)$  и  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha_0)$  на тепловых и резонансных нейтронах. Ранее для этих реакций было отмечено расхождение экспериментально измеренного теплового сечения  $\alpha_0$ -перехода /т.е. перехода на основное состояние дочернего ядра/ и его оценок по брейт-вигнеровской экстраполяции резонансных параметров. Для анализа интерференции в канале  $(n, \alpha)$  используется формализм, который был применен нами для анализа интерференции в канале  $(n, p)$ . Учет вклада всех резонансов, для которых известны  $\alpha$ -ширины, позволил прийти к выводу о том, что вопрос об извлечении информации о параметрах связанных состояний из анализа эффекта интерференции является спорным.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Rigol H.

P4-87-440

The Study of Interference Effect in the  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha_0)$  and  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha_0)$  Reactions

The effect of interference in the  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha_0)$  and  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha_0)$  reactions is discussed. The presence of this effect in the  $\alpha_0$ -disintegration it is the  $\alpha$ -transitions to the bound state can be deduced from the contradiction between the experimental values for thermal cross sections of these reactions and theoretical calculations of all known neutron resonances using the extrapolation of the Breit-Wigner formula for thermal neutrons. In this analysis the same formalism is used that was developed for the analysis of interference in the  $(n, p)$  reaction. It will be demonstrated that using these results one cannot get a reliable information about the parameters of the bound state.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987