

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

СЭ4Э.Г2

2/11-79

П-58

3 - 12095

1227/2-79

Ю.П. Попов, В.И. Салацкий, Г. Хуухэнхуу

УСРЕДНЕННОЕ СЕЧЕНИЕ

РЕАКЦИИ  $^{143}\text{Nd} (n, \alpha) ^{140}\text{Ce}$

В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 30 КЭВ

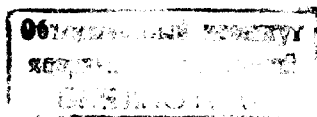
1979

3 - 12095

Ю.П.Попов, В.И.Салацкий, Г.Хуухэнхуу

УСРЕДНЕННОЕ СЕЧЕНИЕ  
РЕАКЦИИ  $^{143}\text{Nd} (n, \alpha) ^{140}\text{Ce}$

В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 30 КЭВ



Попов Ю.П., Салацкий В.И., Хуухэнхуу Г.

3 - 12095

Усредненное сечение реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$   
в области энергий нейтронов 30 кэВ

Описываются первые эксперименты (проведенные с помощью ионизационной камеры) по определению усредненного по резонансам сечения реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$  на нейтронах с энергией около 30 кэВ, полученных на электростатическом ускорителе в реакции  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ . Измеренное значение сечения, равное  $(20 \pm 3) 10^{-30} \text{ см}^2$ , используется для оценки средней  $\alpha$ -ширины, которая сравнивается со средней  $\alpha$ -шириной в резонансной области нейтронов. В пределах ошибок определения этих величин они совпадают. Этот вывод согласуется с выводом статистической теории о постоянстве  $\alpha$ -ширины.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Popov Yu. P. et al.

3 - 12095

Averaged Cross Sections of the  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$   
Reaction with Neutrons at 30 keV

First experiments on determination of the averaged over resonances cross section of the  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$  reaction with the help of neutrons with energy of about 30 keV extracted from the electrostatic generator in the  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$  reaction are described. The obtained cross section  $(20 \pm 3) 10^{-30} \text{ cm}^2$  is used to estimate an average alpha-width which is compared with the average alpha width in neutron resonance range. Their values coincide within the accuracy of determination. This is in agreement with a conclusion made in statistical theory on the constancy of alpha width.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа проведена в рамках программы исследований реакции  $(n, \alpha)$  в диапазоне энергий нейтронов, от тепловых до  $\sim 100$  кэВ. Реакция  $(n, \alpha)$  до сих пор представляет собой мало изученный канал распада компаунд-состояний ядер - нейтронных резонансов, своеобразии которого отмечалось в работах<sup>/1,2/</sup>. Изучение реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$  ранее проводилось на резонансных нейтронах /последние измерения см. в<sup>/3/</sup> / и на тепловых нейтронах /например, в<sup>/4/</sup> /. Расширение диапазона энергий возбуждения позволяет надеяться на проверку выводов статистической теории о постоянстве среднего значения  $\alpha$ -ширины, а также уточнить это значение за счет увеличения числа резонансов, по которому проводилось усреднение.

В данной работе приводятся результаты измерения сечения реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$  на нейтронах с энергией около 30 кэВ, получаемых в реакции  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$  вблизи ее порога.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Методика проведенных в настоящей работе исследований в основном описана в предыдущей публикации<sup>/5/</sup>, посвященной изучению реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$  в области энергии нейтронов 30 кэВ. С помощью двухсекционной ионизационной камеры измерялся спектр  $\alpha$ -частиц в реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ . По сравнению с описанной в ра-

боте<sup>/5/</sup>, камера была усовершенствована - приспособлена для работы с точечным источником нейтронов. Уменьшение размеров камеры позволило снизить фон в каждой ее секции в 4 раза и приблизить образцы из неодима к литевой мишени, что увеличило долю нейтронов из мишени, попадающих на образцы, в 1,4 раза.

Так как сечение исследуемой реакции невелико, то для увеличения числа регистрируемых  $\alpha$ -частиц исследуемое вещество /неодим-143/ помещалось в обе секции ионизационной камеры и производилось суммирование  $\alpha$ -частиц из обеих секций /в работе<sup>/5/</sup> одна секция была без исследуемого вещества/. Для уменьшения фона /так же, как и в работе<sup>/5/</sup> / использовалась схема, запирающаяся при одновременном появлении фоновых импульсов /от электрических наводок и космического излучения/ в обеих секциях камеры. Вероятность потери полезных сигналов при наших загрузках за счет случайного совпадения пренебрежимо мала  $< 10^{-4}$  /.

Выполнены три серии измерений сечения реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)$  на двух образцах, каждый из которых представлял собой алюминиевую подложку толщиной 0,5 мм, на обе стороны которой нанесены слои /примерно одинаковой толщины/ из окиси неодима и связующего лака. Параметры использованных образцов приведены в табл. 1.

Для ускорения протонов использовался электростатический ускоритель ЭГ-5 ЛНФ ОИЯИ. Сечение реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)$  измерялось при энергии протонов 1891 кэВ, превышающей порог реакции  $^7\text{Li}(p, n)$  на 10 кэВ, в то время как фон измерялся при энергии протонов на 10 кэВ ниже порога. Порог реакции  $^7\text{Li}(p, n)$  определялся с помощью потокомера-счетчика с шаровым полиэтиленовым замедлителем диаметром 12,7 см<sup>/6/</sup>. Фон не менялся при небольших изменениях энергии протонов, но был заметно выше, чем в случае, когда литевая мишень не бомбардировалась протонами.

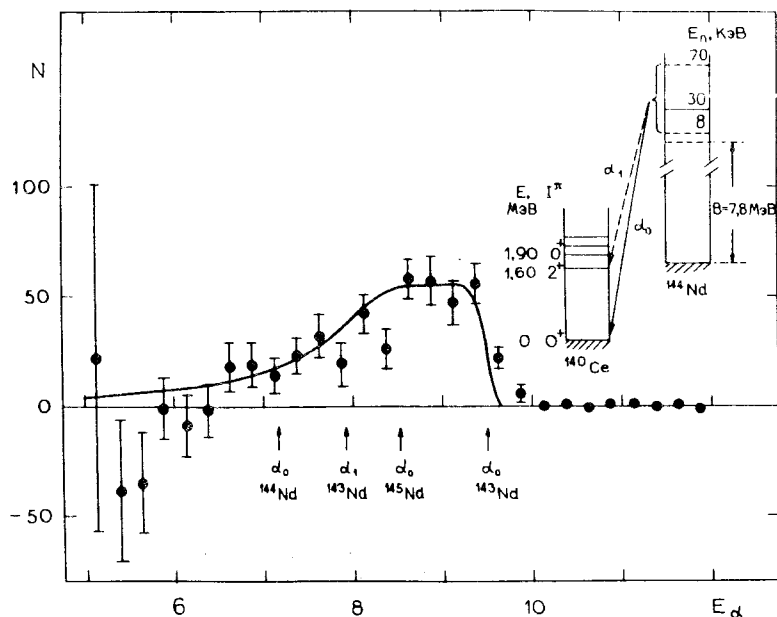
Каждая серия измерений сечения реакции состояла из нескольких чередующихся измерений эффекта с фоном и фона. Мониторирование нейтронов, вылетающих из литевой мишени, при измерении эффекта с фоном производилось с помощью того же потокомера. Спектр нейтронов, попадающих на образцы, имел, примерно, вид треугольника с вершиной около 30 кэВ и основанием от 8 до 70 кэВ.

4

Таблица 1

Номер образца	Толщина слоя мг/см <sup>2</sup>	Содержание в неодиме (процентов)					
		неоди- ма-142	неоди- ма-143	неоди- ма-144	неоди- ма-146	примесей других эле- ментов	
1	4,6	2,9	83,2	11,8	1,0	0,9	< 0,5
2	5,7	1,4	83,5	12,9	1,2	0,8	< 0,6

Спектр заряженных частиц, вылетающих из образцов, полученный в первых двух сериях измерений /на более тонких слоях/ как разность спектров эффект+фон и фон, приведен на *рисунке*. Сплошная кривая на *рисунке* - спектр  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ , рассчитанный по методу Монте-Карло с использованием пробегов  $\alpha$ -частиц в неодиме, кислороде и углероде /от связующего лака/ из работы<sup>7/</sup>. Видно, что основной вклад в экспериментальный спектр вносят  $\alpha$ -частицы от этой реакции, идущей на основное состояние конечного ядра  $^{140}\text{Ce}$ . Этот результат неудивителен, поскольку энергия  $\alpha$ -частиц при переходе в первое возбужденное состояние конечного ядра -  $\alpha_1$  на 1,6 МэВ меньше, чем при переходе в основное состояние -  $\alpha_0$  /см. *рисунк*/, что приводит, согласно статистической теории, к уменьшению выхода  $\alpha$ -частиц /из-за уменьшения проникаемости кулоновского барьера/ почти на три порядка.



Спектр  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$ . На осях: N - число частиц на интервал 250 кэВ,  $E_\alpha$  - энергия частиц в МэВ.

Сечение реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$  определялось по формуле

$$\sigma = \frac{N \cdot m_1 \cdot m_2}{n_1 \cdot n_2 \cdot a \cdot k}$$

где: N - число зарегистрированных  $\alpha$ -частиц;  $n_1$  - число нейтронов, попавших на образец;  $n_2$  - число атомов неодима-143 на 1 см<sup>2</sup> слоя; a - число слоев в камере; k - эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц;  $m_1$  - поправка на выход заряженных частиц из реакций на примесях образца;  $m_2$  - поправка на вклад частиц из реакций (n,  $\alpha$ ) от рассеянных нейтронов.

Подсчет  $\alpha$ -частиц (N) производился в диапазоне энергий от 6 до 10 МэВ.

Число нейтронов, попавших на образец ( $n_1$ ), определялось по активности  $^7\text{Be}$ , образовавшегося в литиевой мишени. Учитывалось угловое распределение нейтронов, вылетающих из литиевой мишени, размер образца и его положение, а также /с помощью потокомера-монитора/ доля нейтронов, вылетающих из мишени при измерении эффект+фон, по отношению ко всем нейтронам, вылетевшим из этой мишени.

Число атомов неодима-143 на 1 см<sup>2</sup> ( $n_2$ ) для обоих образцов /пар слоев/ приведено в *табл. 2*.

Эффективности регистрации частиц (k), вычисленные по формулам для слоев конечной толщины<sup>8/</sup>, также приведены в *табл. 2*.

Рассмотрим теперь величину поправки на выход заряженных частиц из реакций на примесях образца ( $m_1$ ). В *табл. 1* приведены все примеси в неодиме-143, величина которых составляет больше 0,1%. На *рисунке* стрелками показаны максимальные энергии  $\alpha$ -частиц /помимо вылетающих из реакции на неодиме-143/ из реакций на неодиме-144 и неодиме-145. Для других изотопов неодима эта энергия еще меньше. Так как примеси равномерно распределены по объему образца, то спектр  $\alpha$ -частиц из реакций на примесях должен иметь, примерно, форму, показанную на *рисунке* сплошной кривой. С учетом этого видно, что нет заметного вклада в спектр  $\alpha$ -частиц от других изотопов неодима, кроме неодима-143. Это согласуется с тем, что отношение проникаемостей кулоновских барьеров для  $\alpha$ -частиц в ядрах, образующихся при

Таблица 2

Серия измере- ний	Номер образ- ца	N	$n_1$ $\times 10^{12}$	$n_2$ $\times 10^{19}$ $\frac{\text{АТОМ}}{\text{СМ}^2}$	2k	Сечение, $\times 10^{-30}$ $\text{СМ}^2$
1	1	212 ( $\pm 13\%$ )	1,21 ( $\pm 14\%$ )	1,14 ( $\pm 5\%$ )	0,82 ( $\pm 4\%$ )	18 ( $\pm 21\%$ )
2	--	223 ( $\pm 12\%$ )	1,25 ( $\pm 13\%$ )	--	--	18 ( $\pm 19\%$ )
3	2	576 ( $\pm 7\%$ )	2,22 ( $\pm 10\%$ )	1,38 ( $\pm 5\%$ )	0,78 ( $\pm 4\%$ )	23 ( $\pm 15\%$ )

облучении нейтронами изотопов неодима-143, 144 и 145, соответственно равно  $1:10^{-4} : 2 \cdot 10^{-2}$ .

Вклад в спектр от частиц из реакций на других элементах также не может быть существенным, так как в образцах примеси составляют не более 0,6% и распределяются среди нескольких десятков элементов, имеющих различные максимальные энергии вылетающих частиц. Наибольшей примесью /0,05%/ другого элемента в обоих образцах был самарий. Хотя энергия  $\alpha$ -частиц из изотопов самария-147 и самария-149 близка к энергии  $\alpha$ -частиц из неодима-143, но так как при энергии нейтронов около 30 кэВ сечение реакции  $(n, \alpha)$  на самарии-147 равно всего 32 мкб<sup>5/</sup>, а на самарии-149, по нашим предварительным измерениям, меньше 10 мкб, то и самарий не мог дать существенного вклада в спектр  $\alpha$ -частиц. Поэтому можно принять, что поправка  $m_1 = 1$ .

Поправка на вклад частиц из реакций  $(n, \alpha)$  от рассеянных в помещении нейтронов ( $m_2$ ) определена с помощью контрольного эксперимента, когда ионизационная камера с образцом была установлена в такое положение, что на нее не могли попадать нейтроны, непосредственно вылетающие из литневой мишени. Измерения дали значение поправки  $m_2 = 0,95 \pm 0,05$ .

Условия измерений всех трех серий и полученные результаты приведены в табл. 2.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Измерения с разными образцами дали совпадающие в пределах ошибок значения усредненных по многим резонансам /по оценке, примерно, 500 резонансов/ сечений реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha) ^{140}\text{Ce}$ . Взвешенное среднее сечение по этим результатам

$$\sigma(n, \alpha) = 20 \pm 3 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2.$$

Отсюда, используя формулу для усредненных сечений /2/ из работы /5/, можно получить величину, аналогичную  $\alpha$ -частичной силовой функции

$$\langle \frac{\Gamma_a}{D} \rangle_J \equiv \sum_J g_J \frac{\langle \Gamma_a^J \rangle}{D_J} = \frac{\langle \sigma(n, \alpha) \rangle}{2\pi^2 \kappa^2 \sum_{\ell} \frac{\langle \Gamma_n^{\ell} \rangle}{\langle \Gamma^{\ell} \rangle} \cdot F^{\ell}}, \quad /1/$$

где  $F = \frac{\langle \Gamma_n \Gamma_a \rangle}{\Gamma} / \frac{\langle \Gamma_n \rangle \langle \Gamma_a \rangle}{\langle \Gamma \rangle}$  - фактор усреднения,

который учитывает флуктуации ширины уровней. Поскольку для гамма-переходов существует много степеней свободы, распределение флуктуаций гамма-ширин будет узким, а гамма-ширина - постоянной величиной. Что касается  $\alpha$ -ширины, то она в случае  $^{143}\text{Nd}$  сильно флуктуирует, согласно распределению Портера-Томаса. Однако ее абсолютная величина мала по сравнению с другими ширинами, поэтому, как показали наши расчеты, флуктуацией  $\alpha$ -ширин можно пренебречь. Дополнительная ошибка фактора усреднения  $F$  в этом случае не будет превышать 0,1%. Таким образом, необходимо учесть только флуктуации нейтронных ширин, и фактор  $F$  можно определить из работы /9/.

Хотя неодим находится в максимуме нейтронной силовой функции для  $s$ -волны и минимуме для  $p$ -волны, при энергии нейтронов 30 кэВ необходимо оценить вклад в сечение от  $p$ -нейтронов. К сожалению, ни в специальном сборнике силовых функций для  $s$ - и  $p$ -волн /10/, ни в наиболее полном собрании параметров нейтронных резонансов /11/ нет данных о взаимодействии  $p$ -нейтронов с ядром неодима-143. Только в 1977 г. появилась работа, выполненная австралийской группой - Мусгровом и др. /12/, в которой содержится значение нейтронной силовой функции  $p$ -волны ( $S_1$ ) для неодима-143, равное  $1,2 \cdot 10^{-4}$ . Однако этот результат вызывает некоторые сомнения при сравнении его с данными по  $S_1$  для других изотопов неодима /и соседних изотопов самария/, полученными как Мусгровом, так и Кононовым /13/. Анализ имеющихся значений  $S_1$  в области атомных весов 140-150 показывает, что с точностью до фактора 2-3 для неодима-143 можно взять  $S_1 = 0,6 \cdot 10^{-4}$ .

Радиационные силовые функции для  $s$ - и  $p$ -нейтронов

( $S_{\gamma} = \frac{\Gamma_{\gamma}}{D}$ ), согласно измерениям Мусгрова,  $S_{\gamma_0} = S_{\gamma_1} = 24 \cdot 10^{-4}$ . В этом случае, используя предположение статистической теории о независимости средних значений приведенных альфа-ширин ( $\langle \gamma_a^2(3^-) \rangle = \langle \gamma_a^2(2^+) \rangle = \langle \gamma_a^2(4^+) \rangle$ ), получим, что вклад  $p$ -нейтронов в  $\langle \sigma(n, \alpha) \rangle$  составляет примерно 50%. Тогда:

$$\langle \sigma(n, \alpha) \rangle_s \approx \langle \sigma_{n, \alpha}(3^-) \rangle = 10 \text{ мкб}$$

$$\langle \sigma(n, \alpha) \rangle_p = \langle \sigma_{n, \alpha}(2^+) \rangle + \langle \sigma_{n, \alpha}(4^+) \rangle = 10 \text{ мкб.}$$

Для  $s$ -нейтронов основной вклад в  $\langle \sigma(n, \alpha) \rangle$  дают резонансы только одного спина  $J^{\pi} = 3^- / \alpha$ -переход  $4^- \rightarrow 0^+$  запрещен законом сохранения четности/.

Отсюда, используя выражение /1/, получим:

$$\langle \Gamma_a(3^-) \rangle = \frac{D(3^-) \langle \sigma_{n, \alpha}(3^-) \rangle}{2\pi^2 \kappa^2 g(3^-) \frac{\langle \Gamma_n \rangle}{\langle \Gamma \rangle} \cdot F} = /14 \pm 2/ 10^{-6} \text{ эВ,}$$

где  $D(3^-)$ ,  $\langle \Gamma_n \rangle$ ,  $\langle \Gamma \rangle$  определены по данным /11/. Приведенная ошибка не учитывает возможной ошибки, связанной с неопределенностью параметров  $S_1$  и  $S_{\gamma_1}$ , которая может доходить до 40%.

Полученное нами значение средней альфа-ширины интересно сравнить с результатом измерений средней  $\alpha$ -ширины в резонансной области  $/E_n = 1-700 \text{ эВ}/$ , приведенным в работе /14/

$$\langle \Gamma_a(3^-) \rangle_{\text{рез.}} = /18 \pm 10/ \cdot 10^{-6} \text{ эВ,}$$

где величина ошибки обусловлена малым числом резонансов, по которым проводилось усреднение. Можно отметить, что в наших измерениях получено значение средней  $\alpha$ -ширины, подтверждающее результаты измерений с резонансными нейтронами. К сожалению, довольно большие ошибки результатов не позволяют проверить предска-

знание статистической теории о постоянстве приведенных  $\alpha$ -ширин.

В связи с изложенным представляется интересным не только дальнейшее уточнение значения сечения реакции  $(n, \alpha)$ , но и измерение непосредственно для  $^{143}\text{Nd}$  величин нейтронной и радиационной силовых функций для р-нейтронов.

В заключение авторы выражают благодарность В.А.Архипову, Во Ким Тханю, Ю.М.Гледену, И.Зайдель, Т.С.Зваровой, В.Е.Рыжову за помощь в работе и И.В.Сизову за проявленное внимание.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Попов Ю.П. ЭЧАЯ, 1972, 2, с.925.
2. Вертебный В.П. и др. ОИЯИ, РЗ-11392, Дубна, 1978.
3. Винивартер П. и др. ОИЯИ, РЗ-6754, Дубна, 1972.
4. Aldea L. et al. Z.Phys., 1977, A283, p.391.
5. Втюрин В.А. и др. ОИЯИ, РЗ-10733, Дубна, 1977.
6. Алейников В.Е. и др. ОИЯИ, Р16-4480, Дубна, 1969.
7. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. "Наукова думка", Киев, 1975.
8. Абросимов Н.К., Кочаров Г.Е. Изв. АН СССР, сер. физ., 1962, 26, с.237.
9. Lane A.M., Lynn J.E. Proc. Phys. Soc., 1957, 70A, p.557.
10. Musgrove A.R. de L. Australian Atomic Energy Commission Report, 1973, E277.
11. Neutron Cross Section. BNL-325, Third Edition, v.1, 1973.
12. Musgrove A.R. de L. et al. Australian Atomic Energy Commission Report, 1977, E401.
13. Кононов В.Н. и др. ЯФ, 1978, 27, с.10; ЯФ, 1977, 26, с.947.
14. Гледенов Ю.М. и др. Бюллетень центра данных ЛИЯФ, Л., 1977, вып. 4, с.3.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 декабря 1978 года.