

С 343Г1

К-32

ЖЭТФ, письма в ред., 2/II. 1967
1967, т. 5, в. 10, с. 385-389

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

РЗ - 3104



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

И. Квитек, Ю.П. Попов

ИЗМЕРЕНИЕ РЕАКЦИИ $Nd(n, \alpha)$
НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

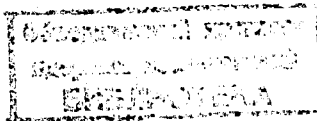
1967.

РЗ - 3104

И. Квитек, Ю.П. Попов

ИЗМЕРЕНИЕ РЕАКЦИИ $Nd(n, \alpha)$
НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

Направлено в "Письма ЖЭТФ"



4760/1
лф.

Исследованию реакций типа (n , α) на тяжелых ядрах при низких энергиях нейтронов посвящено сравнительно мало работ: при тепловой энергии нейтронов - работы Макфарлайна ^{/1/}, Хейфеца ^{/2/} и Андреева ^{/3/}, в резонансной области - работа авторов по изучению реакции Sm (n , α) ^{/4/}. Это связано с методическими трудностями, обусловленными крайне низкими сечениями реакции (n , α) и большим γ -фоном.

На импульсном реакторе ИБР Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ с помощью ксенонового сцинтилляционного многослойного детектора ^{/5/} была исследована реакция (n , α) на естественной смеси изотопов неодима, а также на обогащенных изотопах ^{145}Nd и ^{148}Nd . Получены резонансы в реакции (n , α) на изотопе ^{148}Nd (на тепловых нейтронах эта реакция изучалась в работах ^{/2,3/}). На изотопе ^{145}Nd эта реакция экспериментально обнаружена впервые.

Мишени общей площадью $0,7 \text{ м}^2$ представляли собой слой оксид неодима толщиной $4-6,5 \text{ мг/см}^2$, нанесенный на алюминиевую подложку толщиной $0,5 \text{ мм}$. Измерения реакции (n , α) в резонансной области проводились с разрешением $0,1 \text{ мксек/м}$, а на обогащенном изотопе ^{148}Nd - с разрешением $0,03 \text{ мксек/м}$. Одновременно для того же образца измерялась реакция (n , γ). Кроме того, для более точного расчета площадей резонансов производились измерения реакции (n , γ) с теми же образцами с разрешением $0,006 \text{ мксек/м}$.

На рис. 1-3 приведены кривые счета α -частиц и γ -квантов в зависимости от энергии резонансных нейтронов для мишеней с естественной смесью изотопов Nd и обогащенных изотопов ^{148}Nd и ^{145}Nd соответственно.

Кривые счета α -частиц получены за 80-110 часов измерения. Чувствительности детектора к γ -лучам уделялось много внимания при наладке детектора^{15/}. В настоящей работе нечувствительность к γ -квантам контролировалась по верхней оценке счета захватных γ -лучей наиболее сильного резонанса - резонанса ^{131}Xe с энергией $E_0 = 14,1$ эв. Эффективность к γ -лучам в этих измерениях составляла $\epsilon_\gamma \leq 10^{-8}$. Таким образом, фон от резонансных γ -квантов неидеален в площадях резонансов на кривой (n, a) оказался несущественным.

Отношение площадей резонансов кривой (n, a) и (n, γ) пропорционально отношению ширины $\Gamma_\alpha / \Gamma_\gamma$. Коэффициент пропорциональности определялся по известному отношению $\sigma(n, a) / \sigma(n, \gamma)$ для ^{143}Nd в тепловой области, взятому из работ^{12,3/}. На рис. 2 и 3 приведены также схемы распада возбужденных нейтронами ядер ^{144}Nd и ^{146}Nd . В схеме распада ^{144}Nd первый возбужденный уровень ядра - продукта ^{140}Ce находится на 1,6 Мэв выше основного состояния. Поскольку вероятность вылета α -частицы из ядра сильно зависит от ее энергии, а переход с уровня со спином $J^\pi = 4^-$ в основное состояние ядра ^{140}Ce запрещен по четности, то должна наблюдаться заметная разница в вероятности вылета α -частиц из возбужденных состояний 4^- и 3^- . Оценка отношения вероятностей переходов $3^- - 0^+$ и $4^- - 2^+$ даёт величину около двух порядков.

В табл. 1 приведены результаты измерения величин Γ_α для изотопов ^{143}Nd и ^{148}Nd . В случае ^{143}Nd мы имеем 4 резонанса с $\Gamma_\alpha \geq 10^{-8}$ эв и 3 резонанса с $\Gamma_\alpha < 2 \cdot 10^{-8}$ эв. Такая разница позволяет, по-видимому, сделать заключение о спинах резонансов ядра ^{143}Nd . Спин отрицательного резонанса довольно однозначно определен из измерений спектров α -частиц при захвате тепловых нейтронов^{12,3/}; значение Γ_α будет соответствовать приведенному в таблице, если тепловое сечение в реакции (n, γ) на 100% определяется этим уровнем, в противном случае реальное значение Γ_γ будет больше.

Предлагаемый здесь метод определения спина резонанса по величине α -ширины не всегда однозначен. Поскольку для реакции $^{143}\text{Nd}(n, a)$ имеется практически один открытый канал: α -распад в основное ($J = 3$)

$\Gamma_\gamma = 80 \cdot 10^{-3}$ эв (^{143}Nd) При определении Γ_α из отношения $\Gamma_\alpha / \Gamma_\gamma$ использовались значения $\Gamma_\gamma = 84 \cdot 10^{-3}$ эв (^{143}Nd) и

состояние, то можно ожидать^{7/}, что распределение α -ширин будет удовлетворять закону Портера-Томаса с $\nu = 1$. Тогда вероятность наблюдать резонанс с Γ_α , в 100 раз большей $\bar{\Gamma}_\alpha$, практически равна нулю, т.е. спин 3 приписывается сильным резонансам надежно. В то же время вероятность наблюдать резонанс с $\Gamma_\alpha = 0,01 \bar{\Gamma}_\alpha$ составляет несколько процентов, и мы не можем с полной уверенностью приписать слабым резонансам спин 4.

Для других ядер, например ^{149}Sm (n, α), когда первое возбужденное состояние дочернего ядра лежит достаточно низко и вероятности α -распада в основное и первое возбужденное состояние сравнимы, можно ожидать, что $\nu \approx 2$. В этом случае величины Γ_α будут флюктуировать слабее (см.^{4/}). Однако с экспериментальной точки зрения этот интересный вопрос остается пока открытым. Необходимо провести сравнение α -ширин по большему числу резонансов, чем мы имеем в настоящее время.

Возвращаясь к рис. 1, заметим, что принадлежность пика в счете α -частиц при $E_0 = 76$ эв пока не ясна. Предполагается ее уточнить в последующих экспериментах.

Из приведенных в табл. 1 величин Γ_α и опубликованных нами ранее^{4,} были подсчитаны средние значения α -ширин для соответствующих значений J^π . Эти же величины были рассчитаны по статистической теории:

$$\bar{\Gamma}_\alpha = \frac{D_{J\pi}}{2\pi} \frac{\sum T_\ell}{\ell}$$

где T_ℓ —проницаемость кулоновского барьера для α -частицы с орбитальным моментом ℓ , $D_{J\pi}$ —среднее расстояние между уровнями с одинаковым значением J^π вблизи захватного состояния ядра. Величины $D_{J\pi}$ взяты из работы^{6/}.

Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными иллюстрируется табл. 2. Цифры в скобках рядом с экспериментальными значениями $\bar{\Gamma}_\alpha$ указывают на число резонансов, по которому проводилось усреднение. Можно отметить хорошее согласие теории с экспериментом для ^{143}Nd и ^{149}Sm , несколько худшее для ^{147}Sm и для ^{145}Nd .

Основные ошибки в определении экспериментального значения $\bar{\Gamma}_\alpha$ связаны с возможным пропуском резонансов в реакции (n, α), усреднением по малому числу флюктуирующих значений Γ_α , а также неточностью нормировки. Для ^{145}Nd учет этих ошибок может изменить $\bar{\Gamma}_\alpha$ не более чем на фактор 2.

В заключение авторы выражают свою признательность Ф.Л.Шапиро за полезные обсуждения, а также И. Рибанскому за помощь в измерениях, Л.Б.Пикельнеру, Э.И. Шарарову за предоставление аппаратуры для измерений с γ -лучами, Я. Фогеловой, А. Грачевой, И. Стройкову за изготовление мишеней.

Авторы благодарны В.С. Золотареву и его сотрудникам за предоставление разделенных изотопов неодима.

Л и т е р а т у р а

1. R.D. Macfarlane, J. Almodovar. Phys. Rev., 127, 1665 (1962).
2. E. Cheifetz, J. Gilat et al. Phys. Lett., 1, 289 (1962).
3. В.Н. Андреев, С.М. Сироткин. 1, 252 (1965).
4. И. Квитек, Ю.П. Попов. Phys. Lett., 22, 186 (1966).
5. И. Квитек, Ю.П. Попов, К.Г. Родионов. Препринт ОИЯИ, 2690, Дубна, 1966.
6. И.В. Гордеев, Д.А. Кардашов, А.В. Малышев. Ядерно-физические константы, Атомиздат, 1963.
7. L.Willets. Phys. Rev., Lett., 2, N 10 (1962).
8. Бюллетень информационного центра по ядерным данным, вып. 2, Атомиздат, 1965

Рукопись поступила в издательский отдел
9 января 1967 г.

Т а б л и ц а 1
Значение α -ширин и спинов резонансов нечетных изотопов неодима

E_0 , эв	- 6	4,37	43,1	55,5	102	103	127	136	157	180	187	410
Изотоп	I43	I45	I45	I43	I45	I45	I43	I43	I43	I43	I43	I43
J^{π}	3^{-1}	(3^{-})	3^{-2}	(4^{-})	3^{-2}	4^{-2}	3^{-2}	3^{-}	(4^{-})	3^{-}	(4^{-})	3^{-}
$\Gamma_{\alpha}/\Gamma_{\gamma} \cdot 10^6$	5,3	3,0	0,82	I	1,2		32	170	2	12	2	65
$\Gamma_{\alpha} \cdot 10^6$, эв	5,0	1,8	0,5	≤ 1	0,7		31	160	≤ 2	11	≤ 2	61
$\Delta\Gamma_{\alpha} \cdot 10^6$, эв	0,05	0,2	0,15	I	0,3		10	50	2	5	2	30

1) Значение спина взято из работы /2/.

2) Идентификация по изотопам и спинам взята из обзора /8/.

3) Приведены ошибки наших относительных измерений. Ошибка за счет нормировки ($\approx 30\%$), ошибка из-за возможного отклонения Γ_{γ} от Γ_{γ} здесь не учтена.

Т а б л и ц а 2

Сравнение расчетов по статистической теории средних значений α -ширин с результатами эксперимента

J^π	3^-			4^-
Изотоп	Неодим-143	Неодим-145	Самарий-147 [4]	Самарий-149 [4]
$\bar{\Gamma}_\alpha \cdot 10^7, \text{эВ}$	Эксперимент 530 (5)	10 (3)	19 (5)	0,74 (3)
Теория	350	2,8	61	0,83

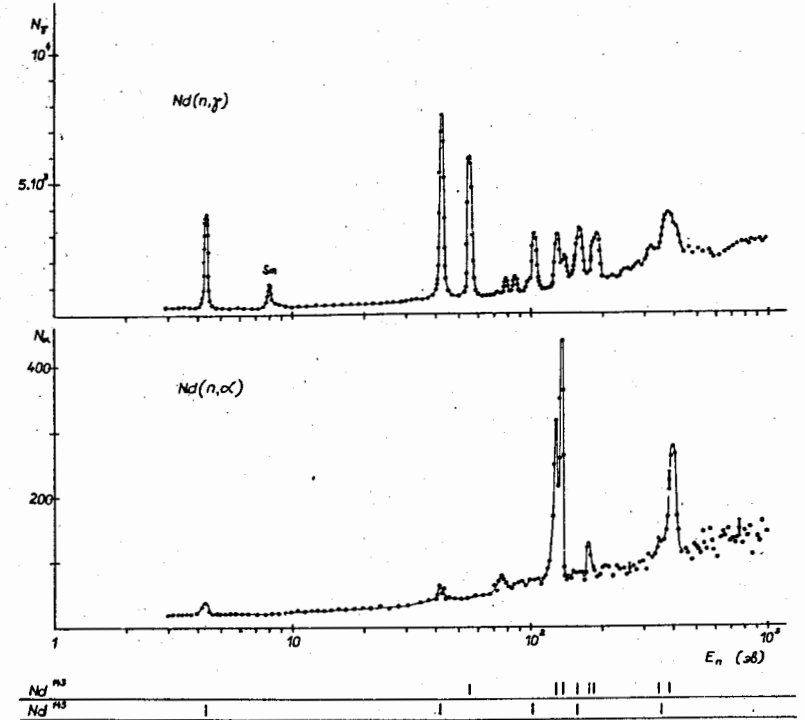


Рис. 1. Зависимость счета α -частиц (нижняя кривая) и счета γ -квантов (верхняя кривая) от энергии нейтронов в измерениях с естественной смесью изотопов неодима. Точки между резонансами усреднены. Ниже 5 эв статистическая точность 4%. Внизу приводится идентификация резонансов по изотопам согласно [8] и нашим измерениям.

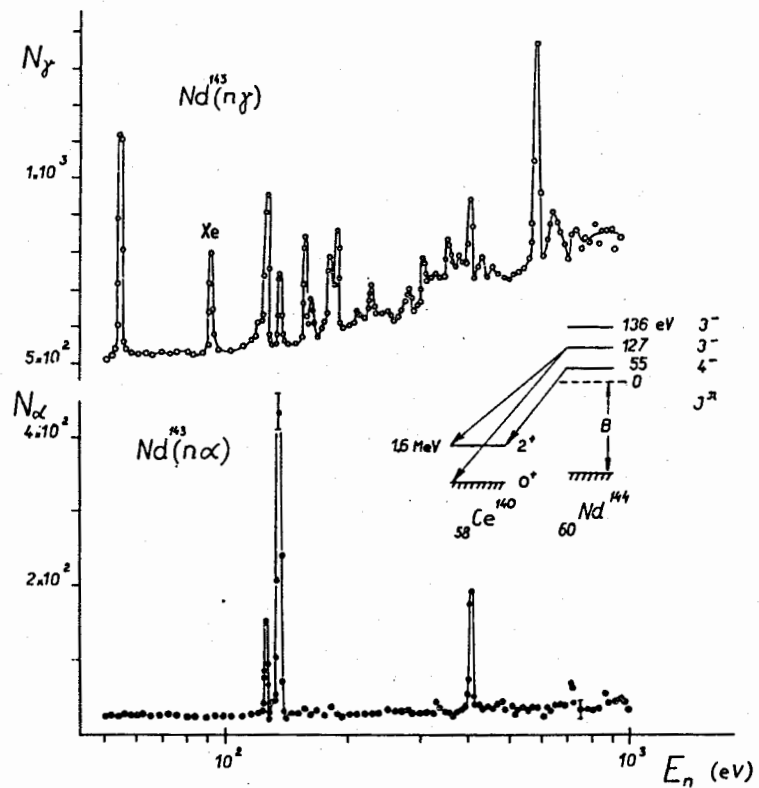


Рис. 2. Зависимость счета α -частиц (нижняя кривая) и γ -квантов от энергии нейтронов в измерениях с обогащенным изотопом ^{148}Nd . На рисунке приведена схема α -распада составного ядра ^{144}Nd .

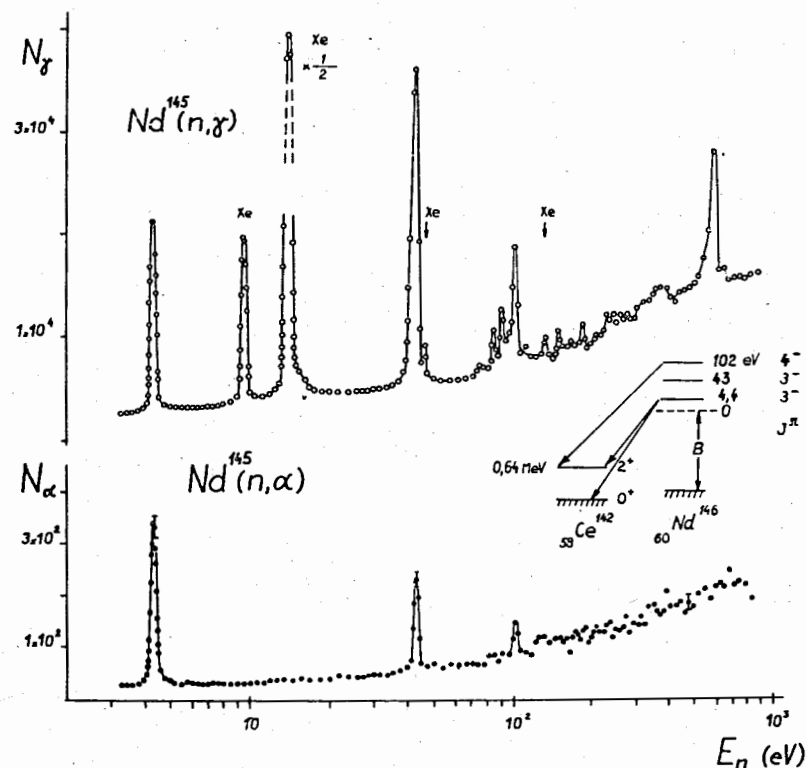


Рис. 3. Зависимость счета α -частиц (нижняя кривая) и γ -квантов от энергии нейтронов в измерениях с обогащенным изотопом ^{145}Nd . На рисунке приведена схема α -распада составного ядра ^{146}Nd .