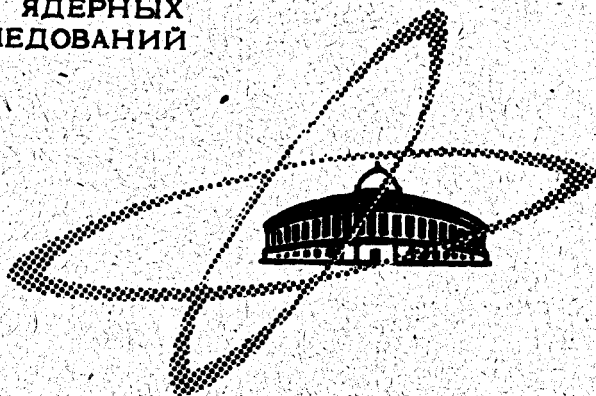


П-58

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

22/11-70



P3 - 5073

Ю.П. Попов, М. Пшитула, К.Г. Родионов,
Р.Ф. Руми, М. Стэмпиньски, В.И. Фурман

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

СПЕКТРЫ АЛЬФА-ЧАСТИЦ РАСПАДА
РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ ^{146}Nd

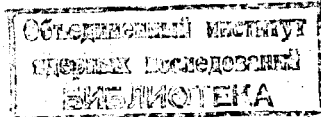
1970

РЗ - 5073

Ю.П. Попов, М. Пшитула, К.Г. Родионов,
Р.Ф. Руми, М. Стэмпиньски, В.И. Фурман

СПЕКТРЫ АЛЬФА-ЧАСТИЦ РАСПАДА
РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ ^{146}Nd

Направлено в ЯФ



8343/2 ч

1. Введение

Исследование спектров α -частиц, образующихся при распаде отдельных резонансных состояний атомных ядер, является новым направлением, позволяющим получить специфическую информацию как о структуре высоковозбужденных состояний, их спинах, так и о самом процессе α -распада.

В частности, изучая тонкую структуру α -распада составного ядра, образующегося после захвата резонансных нейтронов, мы получаем сведения об амплитудах генеалогического разложения компаунд-состояния на α -частицу и ядро-продукт, остающееся как в основном, так и в возбужденном состояниях. Кроме того появляется возможность сравнить величины приведенных нейтронных и α -ширин для одного и того же распадающегося состояния, что представляет интерес в связи с известными соображениями Бете^{/1/} относительно использования нейтронных ширин для оценки α -ширин.

Настоящая работа является продолжением начатых нашей группой в 1967 году измерений парциальных α -ширин в отдельных резонансах ^{12/}. Исследования α -спектров после захвата тепловых нейтронов проводились рядом авторов ^{13-6/}, однако физическая интерпретация этих данных не всегда однозначна, кроме того эти измерения не позволяют проследить флуктуации α -ширин для различных начальных состояний α -распада.

II. Методика и результаты измерений

Изучение спектров α -частиц распада отдельных резонансных состояний, образующихся в реакции $^{145}\text{Nd}(n, \alpha)^{142}\text{Ce}$, проводилось на пучке нейтронов от импульсного реактора ИБР Объединенного института ядерных исследований. Спектрометрия нейтронов осуществлялась по времени пролета с разрешением 0,6 мксек/м. Спектры α -частиц измерялись с помощью двойной ионизационной камеры с сеткой. На рис. 1 представлена зависимость счёта α -частиц от времени пролета, а также расположение аппаратуры на пучке нейтронов. В отличие от прошлых измерений ^{12/} мишени облучались с помощью шелевого коллиматора размерами $2 \times 30 \text{ см}^2$ нейтронами под скользящим углом. Это позволило значительно снизить чувствительный объём камеры, облучаемый фоновыми γ -лучами и нейтронами от реактора, и, следовательно, улучшить энергетическое разрешение ионизационной камеры в рабочих условиях, несмотря на значительное повышение мощности реактора. Теперь разрешение камеры на пучке составляет $\approx 170 \text{ кэВ}$ для $E_{\alpha} = 8,58 \text{ МэВ}$.

Импульсы с двух коллекторов ионизационной камеры усиливались маломощными предусилителями и усилителями и подавались по длинному кабелю в систему многопараметрической регистрации. На магнитную лен-

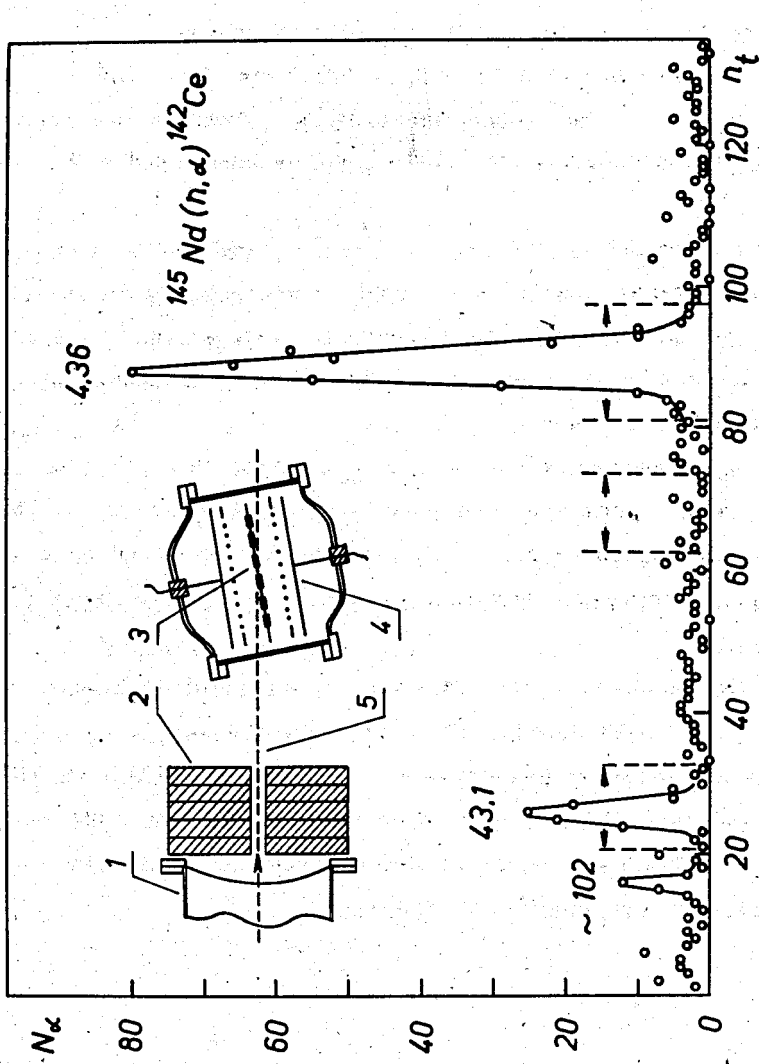


Рис. 1. Зависимость счёта α -частиц в реакции $^{145}\text{Nd} (\text{n}, \alpha) ^{142}\text{Ce}$ от времени пролета нейтронами базы 100 м. Пунктиром со стрелками показаны временные интервалы, в которых анализировались спектры α -частиц (см. рис. 2). Вверху показана схема расположения детектора на пучке нейтронов. 1 - вакуумированный нейтронвод; 2 - шелевой коллиматор; 3 - двухсторонняя мишень ^{145}Nd ; 4 - коллектор одной из камер; 5 - пучок нейтронов.

ту записывалась вся информация о поступающих импульсах - коды амплитуды, времени и номера датчика ^{17/}. В спектрометрическом тракте была предусмотрена система автоматической амплитудной коррекции во время измерения спектра. В качестве реперного импульса использовалась линия 4,18 Мэв от α -частиц естественного распада ²³⁸U; находившегося в каждой половине камеры рядом с мишенью.

Мишени представляли собой сложенные подложками (по 0,5 мм алюминия) слой окиси ¹⁴⁵Nd (обогащение 84,6%) толщиной 0,2 мг/см². Полная площадь мишени составляла 0,15 м², время измерений \approx 200 часов.

На рис. 2 представлены спектры α -частиц в резонансах с $E_0 = 4,36$ и 43,1 эв, а также спектр α -частиц от постоянного α -источника, одновременно измерявшийся во временном окне, соответствующем резонансу с $E_0 = 4,36$ эв. Пунктиром представлен фон, измеренный в промежутке между резонансами.

Для обоих резонансов четко проявились α -переходы в основное и первое возбужденное состояния дочернего ядра. Сравнительно большой фон не позволил наблюдать линии, соответствующие α -переходам в более возбужденные состояния остаточного ядра ^{18/}, отмеченные на рисунке стрелками.

Из остальных резонансов, известных в исследуемом диапазоне энергий нейтронов ^{19/}, в наших измерениях проявилась только группа в районе 103 эв, где расположены резонансы с $E_0 = 102,2$ и 103,5 эв. Однако число α -частиц, зарегистрированное в данной группе, слишком мало, чтобы можно было проанализировать их спектр. Результаты измерений и их анализа суммированы в таблицах I и II.

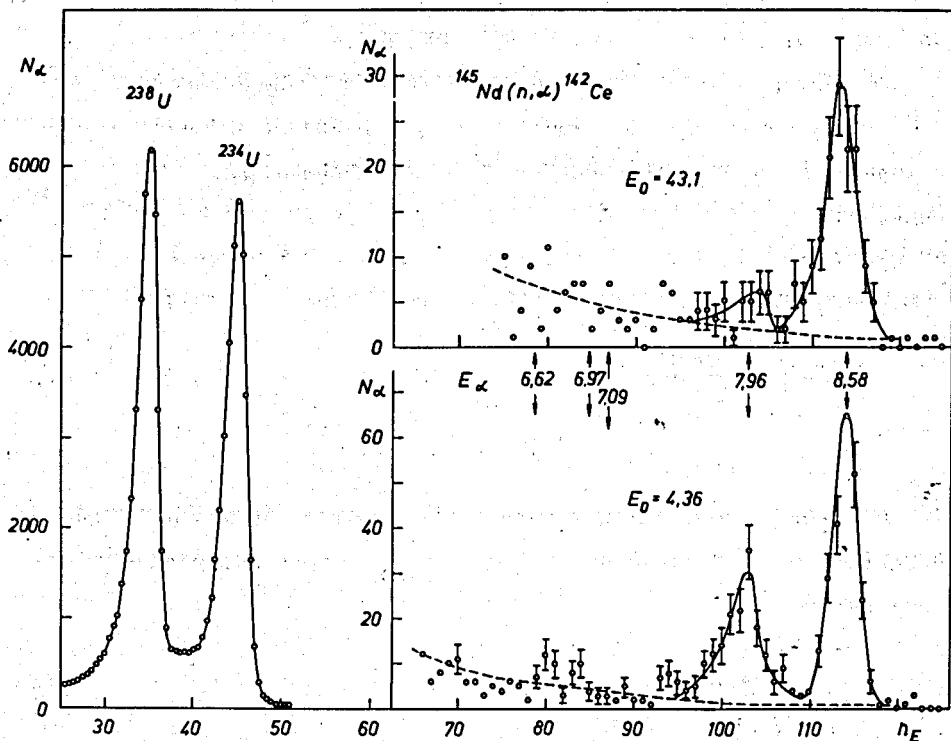


Рис. 2. Справа - спектры α -частиц при распаде резонансных состояний в реакции $^{145}\text{Nd}(n, \alpha)^{142}\text{Ce}$ с $E_0 = 4,36$ эв (внизу) и $E_0 = 43,1$ эв (вверху). Пунктиром указан фон, измеренный в промежутке между резонансами (см. рис. 1). Цифры рядом со стрелками указывают энергии α -переходов в основное и возбужденное состояния конечного ядра. Слева - спектр контрольного источника во временном окне, соответствующем резонансу с $E_0 = 4,36$ эв.

III. Обсуждение результатов

При захвате α -нейтронов ядром ^{145}Nd составное ядро ^{146}Nd оказывается в одном из высоковозбужденных состояний с $J^\pi = 3^-$ или 4^- (см. рис. 3). Поскольку переходы $4^- \rightarrow 0^+$ запрещены согласно закону сохранения чётности, то наличие α -переходов в основное состояние дочернего ^{142}Ce в резонансах с $E_0 = 4,36$ и $43,1$ эв подтверждает значение $J^\pi = 3^-$, приводимое для них в /9/.

В таблице I приведены характеристики состояний ядра-продукта (^{142}Ce), число зарегистрированных α -распадов в данное конечное состояние f и величины парциальных α -ширин $\Gamma_{\alpha i}$ для i -го уровня составного ядра (резонанса). Используя результаты работы /10/, где измерялись полные α -ширины для отдельных резонансов $\Gamma_{\alpha i}$, можно получить абсолютные значения парциальных α -ширин:

$$\Gamma_{\alpha i} = \Gamma_{\alpha} \frac{N_{\alpha i}}{\sum_f N_{\alpha f}} \quad (1)$$

Исходя из значений парциальных α -ширин были рассчитаны соответствующие приведенные ширины $\gamma_{\alpha i}^2$ согласно стандартному определению

$$\gamma_{\alpha i}^2 = \frac{\Gamma_{\alpha i}}{2P_{\alpha i}} \quad (2)$$

где

$$P_{\alpha i} \equiv P_c = \frac{k_c R_c}{f_c^2 (k_c R_c) + g_c^2 (k_c R_c)} \quad (3)$$

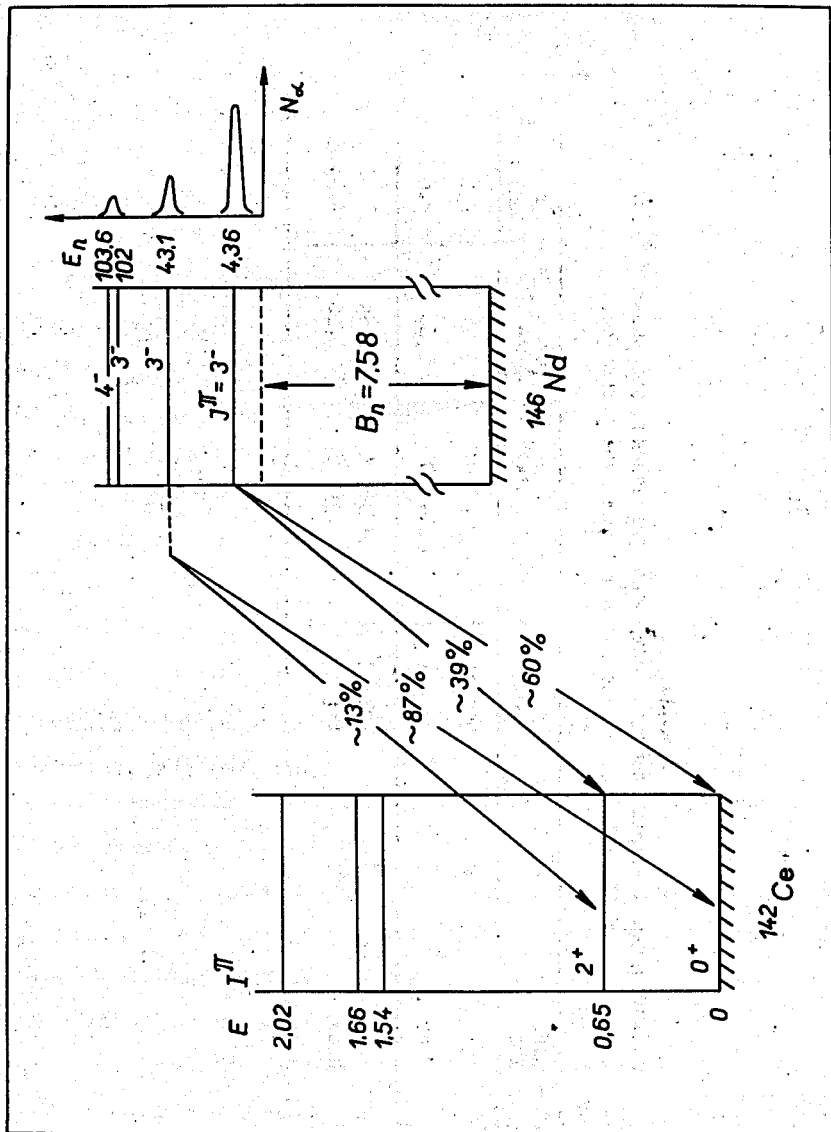


Рис. 3. Схема α -распада резонансных состояний в реакции $^{145}\text{Nd}(n, \alpha)^{142}\text{Ce}$. В — энергия связи нейтрона в ядре ^{146}Nd .

ТАБЛИЦА I

Приведенные α -ширины распада нейтронов резонансных состояний ^{145}Nd
с $E_0 = 4,36$ и $43,1$ эв в основном и возбужденное состояния.

Резонанс E_0 , эв	$E_{\text{возб}}$, Мэв	I^{π}	$N_{\alpha fi}$	$\Gamma_{\alpha fi}$, мкэв	$\sum \rho_{\alpha fi} \cdot 10^7$	$\chi_{\alpha fi}^2$, эв.
4,36	0	0^+	409 ± 21	$0,26 \pm 0,07$	2,54	1,0
	0,65	2^+	267 ± 17	$0,17 \pm 0,05$	0,60	2,8
43,1	0	0^+	128 ± 12	$0,12 \pm 0,04$	2,54	0,47
	0,65	2^+	19 ± 7	$0,02 \pm 0,01$	0,60	0,33

известный фактор проницаемости для канала реакции "с", k_0 - волновое число, R_0 - радиус канала, а $f_0(kR)$ и $g_0(kR)$ - соответственно регулярная и нерегулярная волновые функции относительного движения в канале "с".

Величины $\gamma_{\alpha\ell}^2$, приведенные в таблице I, получены с использованием факторов проницаемости $P_{\alpha\ell}$, рассчитанных с учетом ядерного потенциала. Радиус канала R_0 выбирался в соответствии с предположением Вогта /11/ так, чтобы обеспечить устойчивость величины $P_{\alpha\ell}$ при малых вариациях радиуса канала. В случаях, когда при α -переходе возможен одновременный вклад более чем одного значения орбитального момента α -частиц ℓ , предполагалось, что приведенные ширины $\gamma_{\alpha\ell}^2$ одинаковы для различных значений ℓ .

Рассмотрение результатов, приведенных в таблице I, указывает на заметные флуктуации приведенных α -ширин как с изменением начального, так и конечного состояний α -распада.

Изучение реакции (n, α) позволяет провести непосредственное сравнение вероятностей существования нейтронов и α -кластеров на поверхности составного ядра. Подобное количественное сравнение сильно затруднено в случае α -распада основных состояний ядер, поскольку методы получения приведенных нуклонных и α -ширин сильно отличаются и относительная нормировка этих ширин представляется ненадежной.

Указанное сравнение имеет еще и тот интересный аспект, что оно дает возможность прямой проверки известного предположения Бете /1/ относительно допустимости использования приведенной нейтронной ширины в качестве оценки для приведенной α -ширины. В таблице II собраны данные для семи ядер, исследовавшихся в работах /2,4,6,10,12/, а также в настоящей работе. Необходимо отметить, что для ядер ^{95}Mo , ^{123}Te и ^{143}Nd вместо парциальных α -ширин использовались полные ширины. В данном случае это вполне оправдано, поскольку энергии первых

возбужденных состояний дочерних ядер велики (≥ 1 Мэв)^{/8/}, так что с большой степенью точности можно положить $\Gamma_{\alpha 01} = \Gamma_{\alpha 1}$. Кроме того в случае ядра ^{149}Sm при усреднении были использованы α -переходы на состояния дочернего ядра, лежащие ниже энергии спаривания нуклонов. Это связано с тем, что для $E_{\text{возб}} > E_{\text{спар}}$ существующие экспериментальные данные указывают на наличие некоторого увеличения приведенных α -ширин^{/13/}, а для всех остальных ядер имелись данные только для $E_{\text{возб}} < E_{\text{спар}}$.

В таблице II рядом со значениями средних α -ширин в скобках указывается N - число значений ширин, по которым получены усредненные величины

$$\bar{y}_\alpha^2 = \frac{1}{N} \sum_{\text{if}}^N y_{\alpha i}^2 \quad ..$$

Для вычисления приведенных нейтронных ширин использовалось выражение

$$\bar{y}_n^2 = \frac{1}{N} \sum_i^N \frac{\Gamma_{ni}}{2k_n R} \quad (4)$$

Сравнение приведенных нейтронных и α -ширин, показывает, что нейтронные ширины в общем значительно больше α -ширин. Однако получившиеся конкретные значения отношений этих ширин должны рассматриваться с известной осторожностью ввиду сравнительно малого количества экспериментальных α -ширин.

ТАБЛИЦА II

Сравнение приведенных нейтронных и парциальных

α - ширин

ядро-ми- шенъ ири- веденна ширина	^{95}Mo [12]	^{123}Te [12]	^{143}Nd [10]	^{145}Nd	^{147}Sm [2]	^{149}Sm [4]	^{155}Gd [6]
$\bar{\gamma}_n$	4,3	1,9	5,0	1,9	1,9	1,2	0,23
$\bar{\gamma}_n^2 (N)$	0,21(5)	0,5(4)	0,8(5)	0,6(4)	0,08(9)	0,007(6)	0,005(2)
$\bar{\gamma}_n^2 / \bar{\gamma}_n$	0,05	0,26	0,16	0,32	0,042	0,006	0,02

Л и т е р а т у р а

1. H.A. Bethe. Rev. Mod.Phys., 9, 69 (1937).
2. Ю.П. Попов, М. Стэмпиньски. Известия АН СССР, сер.физ., т. 32 (1968) 1994.
3. R.D. Macfarlane, I. Almodovar. Phys.Rev., 127, 1665 (1962).
E. Cheifetz, J. Gilat, S.G. Cohen. Phys.Lett., 1, 289 (1962).
В.Н. Андреев, С.М. Сироткин. Ядерная физика, 1, 252 (1965).
F. Poortmans et al. Nucl.Phys., 82, 331 (1966).
4. N.S. Oakey, R.D. Macfarlane. Phys.Lett., 24B, 142 (1967).
5. N.S. Oakey, R.D. Macfarlane. Phys.Lett., 26B, 662 (1968).
6. K. Beg, R.D. Macfarlane. Nucl.Phys., A129, 571 (1969).
7. Г.П. Жуков, Г.И. Забиякин, К.Г. Родионов и др. Труды V научно-технической конференции по ядерной радиоэлектронике, т. 2, ч. 2, стр. 115, Атомиздат, М., 1963.
8. C.M. Lederer, J.M. Hollander, J. Perlman. Table of Isotopes, 6th ed., New York (1967).
9. Neutron Cross Section, BNL-325, II Edition, v.IIB (1966).
10. И. Квитек, Ю.П. Попов. Препринт ОИЯИ РЗ-4982, Дубна, 1970.
11. E. Vogt. Rev.Mod.Phys., 34, 723 (1962).
12. Ю.П. Попов, М. Флорек. Ядерная физика, 9, 1163 (1969).
13. Ю.П. Попов. Материалы III зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий, часть II, Ленинград (1968) 127.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 апреля 1970 года.