

С 346.12

В-46

Изв. АИ СССР, сер. физ., 1971
Т. 35 № 8, с. 1542-1949.

23/11/71

e +

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P3 - 5553

920/2-71



И. Вильгельм, Ю.П. Попов, М. Пшитула,
Р.Ф. Руми, М. Стэмпиньски

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

АЛЬФА-РАСПАД
РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ
САМАРИЯ-148

1970

РЗ - 5553

И. Вильгельм, Ю.П. Пог в, М. Пшитула,
Р.Ф. Руми, М. Стэмпиньски

АЛЬФА-РАСПАД
РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ
САМАРИЯ-148

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

1. Введение

Измеряемый в нейтронной спектроскопии набор резонансных параметров (E_0 , Γ , Γ_n , Γ_γ , Γ_f , J) используется, как правило, для получения усредненных характеристик возбужденного ядра и анализа статистических закономерностей. Исследование сложной природы возбужденных резонансных состояний требует более обширного набора характеристик индивидуальных резонансов, связанных с их структурой. К таким характеристикам можно причислить парциальные радиационные ширины, а также полные и парциальные ширины α -распада резонансных состояний для тех ядер, на которых в настоящее время можно наблюдать реакцию (n, α).

Исследование резонансных реакций (n, α) на средних и тяжелых ядрах с помощью резонансных нейтронов является трудной экспериментальной задачей из-за очень малых сечений этой реакции и большого выхода γ -лучей в конкурирующей реакции (n, γ). Первые измерения реакции (n, α), в основном для редкоземельных элементов, проведены в области тепловых энергий нейтронов (например, /1-4/).

Поиски реакции (n, α) и измерения полных и парциальных α -ширин в резонансной области энергии нейтронов проводились лишь в ОИЯИ на импульсном реакторе ИБР /5-10/.

Настоящая работа является расширением круга исследуемых резонансов реакции (n, α) на ядре ^{147}Sm /5,9,11/. Даются полные α -ширины ≈ 20 резонансов в области энергий до 200 эв, спектры

α -частиц и парциальные α -ширины для 11 резонансов и значения сдвиги для некоторых из них.

2. Методика измерения

Измерения проводились на пучке нейтронов импульсного реактора ИБР ОИЯИ, работавшего в качестве бустера совместно с линейным ускорителем электронов. Спектрометрия нейтронов осуществлялась по времени пролета с разрешением 0,13 мксек/м. Схема эксперимента аналогична использованной нами ранее^{/10/}. Для измерения спектров α -частиц использовалась двойная ионизационная камера с сетками с разрешением на пучке нейтронов ≈ 300 кэв при $E_\alpha = 8 - 10$ Мэв и толщине мишени 0,45 мг/см². Площадь мишени из Sm_2O_3 , обогащенной изотопом ^{147}Sm до 96,4%, была 1500 см².

Импульсы из камер после усиления регистрировались на магнитной ленте многомерного анализатора. Записывались коды времени пролета, амплитуды и номера камеры.

3. Результаты измерения

На рис. 1 представлена зависимость счёта α -частиц от времени пролета нейтронов; стрелками указаны положения резонансов, энергия которых определена по измерению реакции (n, γ) с лучшей разрешающей способностью, чем для реакции (n, α) . Асимметрия резонансных пиков связана с формой нейтронной вспышки.

В табл. 1 приведены суммы счетов α -частиц в резонансных пиках. Вклады для неразделенных резонансов выделялись и оценивались графически по методу экспериментальной формы одиночного пика. Там же даются полные α -ширины, определенные из сравнения выходов в реакциях (n, α) и (n, γ) ^{/8/} с нормировкой на величину $\Gamma_\alpha = (2,5 \pm 0,3)$ мкэв для резонанса с $E_0 = 3,4$ эв^{/8/}. Здесь учтены только статистические ошибки и неопределенность выделения резонансных пиков.

На рис. 2 показаны спектры α -частиц распада 11 резонансных состояний и спектр фона между резонансами 3,4 и 18,3 эв. Сверху дается шкала энергий α -частиц в Мэв; стрелками показаны ожидаемые по-

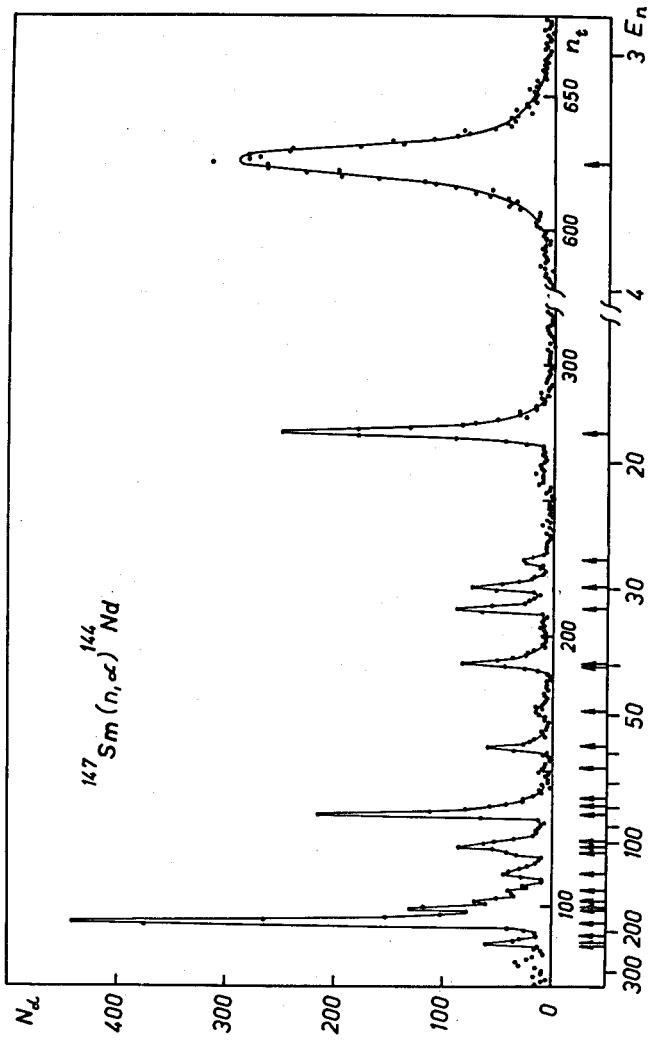


Рис. 1.

Таблица I

Полные и парциальные α -ширины и спины резонансов
в реакции $^{147}\text{Sm} (n, \alpha) ^{144}\text{Nd}$

E_0 (эВ)	ΣN_α $\pm \Delta \Sigma N_\alpha$	Γ_α (мкэВ)	Γ_{α_0} (мкэВ)	Γ_{α_1} (мкэВ)	Γ_{α_2} (мкэВ)	$\Gamma_{\alpha_{3+4}}$ (мкэВ)	J^π
3,4	4970 \pm 73	2,5 \pm 0,3	1,17 \pm 0,25	1,11 \pm 0,22		0,19 \pm 0,065	3 ⁻
18,3	1236 \pm 37	0,36 \pm 0,01	-	0,11 \pm 0,013	0,23 \pm 0,02	-	4 ⁻
27,1	96 \pm 15	0,36 \pm 0,06	-	0,15 \pm 0,05	-	0,08 \pm 0,03	(4 ⁻)
29,7	250 \pm 21	0,52 \pm 0,045	0,27 \pm 0,06	0,10 \pm 0,04	-	0,12 \pm 0,04	3 ⁻
32,1	295 \pm 22	0,26 \pm 0,02	-	0,20 \pm 0,034	-	0,05 \pm 0,03	(4 ⁻)
39,7	285 \pm 21	0,27 \pm 0,02	0,04 \pm 0,01	0,12 \pm 0,024	0,11 \pm 0,023	-	(3 ⁻)
49,3	42 \pm 17	0,15 \pm 0,06					
57,9	151 \pm 17	0,43 \pm 0,05	-	0,35 \pm 0,085	-	0,043 \pm 0,026	(4 ⁻)
76,0	9 \pm 9	0,05 \pm 0,05					
79,8	10 \pm 10	0,33 \pm 0,33					
83,3	631 \pm 29	2,32 \pm 0,11	1,32 \pm 0,17	0,83 \pm 0,13	-	0,12 \pm 0,08	3 ⁻
99,5	50 \pm 25	0,14 \pm 0,07					
102,6	227 \pm 44	1,2 \pm 0,23	0,12 \pm 0,06	0,96 \pm 0,27	-	0,12 \pm 0,08	(3 ⁻)
106,8	83 \pm 30	0,57 \pm 0,27*					
123,4	184 \pm 17	0,94 \pm 0,09	0,52 \pm 0,12	0,24 \pm 0,08		\sim 0,19	3 ⁻
151,3	73 \pm 36	0,68 \pm 0,34					
160,8	148 \pm 50	0,58 \pm 0,20					
163,6							
183,7	1763 \pm 70	15,7 \pm 0,65	\sim 15,7	<0,55			3 ⁻

*) Ошибка увеличена из-за возможного вклада неразделенного резонанса 108,4 эВ.

ложения групп α -частиц, соответствующих переходам в состояния конечного ядра ^{144}Nd согласно схеме уровней, представленной на рис. 3/12/.

На рис. 4 показаны схемы α -распада отдельных резонансов. На нем даются в процентах относительные интенсивности переходов. Парциальные α -ширины приведены в таблице 1. В случае неразделенных нами переходов 3 и 4 дается суммарная парциальная α -ширина.

4. Обсуждение результатов

Полагая, что все рассматриваемые нами состояния являются результатом захвата $\bar{\nu}$ -нейтронов, получаем для них отрицательную чётность и два возможные значения спина: 3 или 4. Поскольку α -распад из состояний 4^- в состояние дочернего ядра с $I^\pi = 0^+$ запрещен, наличие α -перехода в основное состояние $^{144}\text{Nd}(0^+)$ однозначно указывает на спин 3^- распадающегося резонанса. На этом основании анализ спектров позволяет приписать значение спина 3^- резонансам с $E_0 = 3,4; 29,7; 83,3; 123,4$ и $183,7$ эв. Из-за возможного вклада соседних резонансов в α -спектры из распада состояний с $E_0 = 27,1; 39,7$ и $102,6$ эв пока для них невозможно сделать столь определенную идентификацию по спинам.

Среди исследуемых резонансов чётко выделяется резонанс с $E_0 = 183,7$ эв своей полной α -шириной, которая примерно на порядок больше максимальной α -ширины из всех остальных резонансов. К тому же у него наблюдается почти исключительно переход в основное состояние дочернего ядра. С точки зрения статистической теории такая флуктуация крайне маловероятна, и поэтому в обсуждении статистических свойств α -ширин этот аномальный резонанс мы не будем учитывать.

На рис. 5 показаны интегральные распределения приведенных парциальных α -ширин для перехода в основное состояние (снизу) и в первое возбужденное (вверху). Первому случаю соответствует одно значение орбитального момента вылетающей α -частицы $\ell = 3$; экспериментальное распределение хорошо описывается χ -квадрат распределением с $\nu = 1$, что свидетельствует в пользу справедливости предположения Портера-Томаса^{13/} о распределении амплитуд приведенных ширин. В переходах

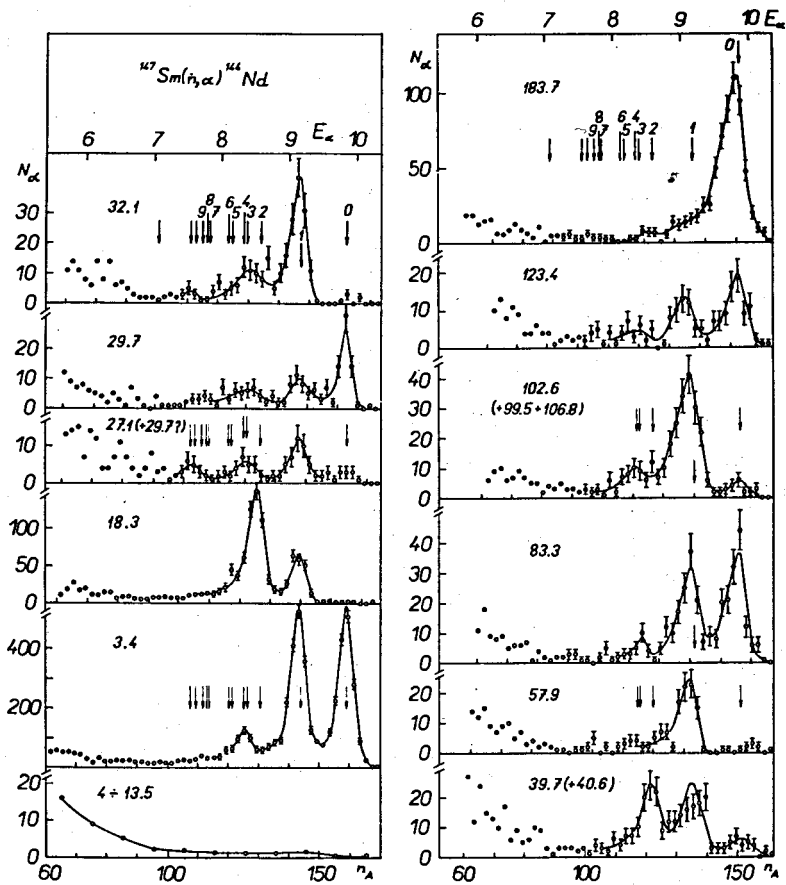


Рис. 2.

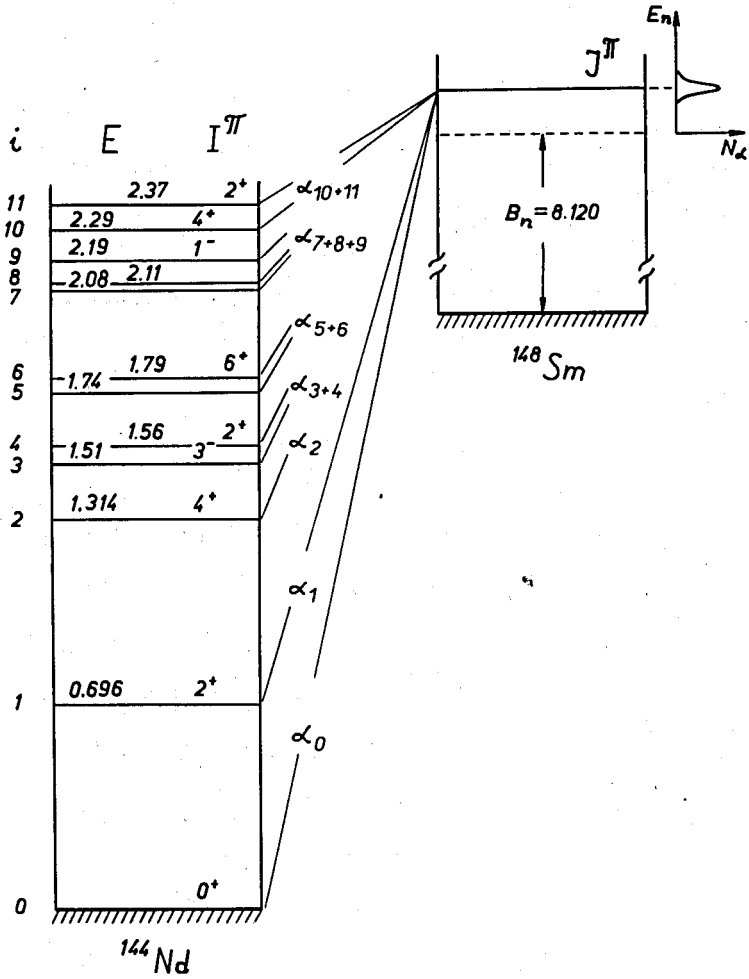


Рис. 3.

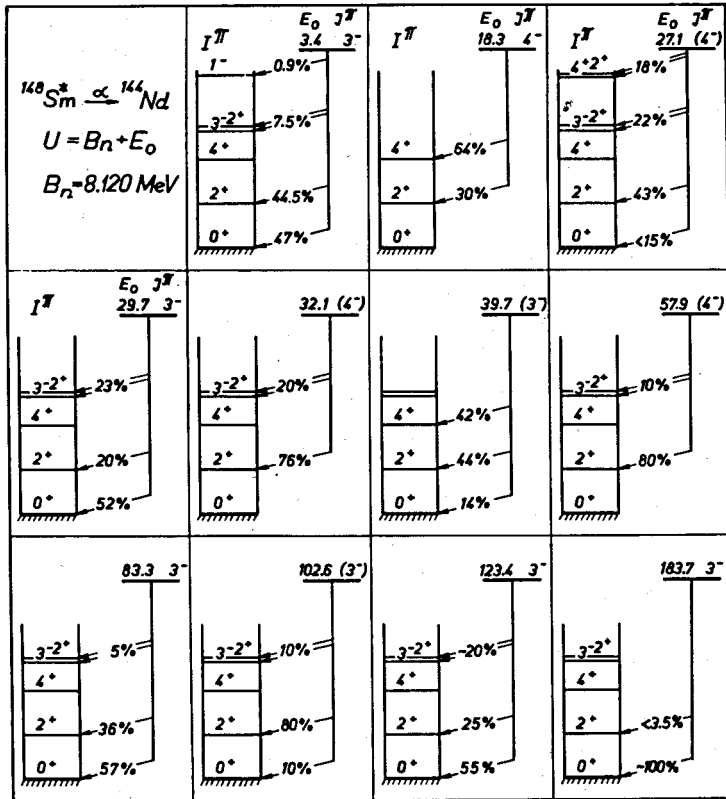


Рис. 4.

на первое возбужденное состояние могут участвовать два или три значения ℓ в зависимости от спина резонанса. Поскольку мы не можем выделить вклады с отдельными значениями ℓ , то на рисунке дается распределение величин

$$\gamma_{a_1}^2 = \frac{\Gamma_{a_1}}{2(\sum_{\ell} P_{\ell})_1}, \quad (1)$$

являющихся усредненными по ℓ с весом, равным проницаемости потенциального барьера для α -частицы с данным ℓ : P_{ℓ} . Отметим, что знаменатель в формуле (1) является константой для всех резонансов определенного спина. Как следует из эксперимента, распределение $\gamma_{a_1}^2$ в случае перехода в первое возбужденное состояние оказывается более узким, чем для $\nu = 1$. Этот факт можно объяснить тем, что распределение вылетающих α -частиц по орбитальным моментам ℓ происходит в основном до вылета α -частиц из ядра и в каждом резонансе по своему. Тогда можно заранее, зная величины P_{ℓ} , рассчитать величину ν по формуле (8) из [11]; в нашем случае $\nu \approx 2$.

Интересно отметить, что с точки зрения распределения величин $\gamma_{a_1}^2$ (рис. 5) влиянием взаимодействия вылетающих α -частиц с динамическим моментом остаточного ядра (^{144}Nd в состоянии $I^{\pi} = 2^{+}$) можно пренебречь, поскольку для всех резонансов это взаимодействие будет одинаковым. Кроме того, не исключено, что это взаимодействие вообще мало в данном случае, поскольку средние приведенные α -ширины для распадов резонансных состояний с $J^{\pi} = 3^{-}$ (возможны $\ell = 1; 3; 5$) и $J^{\pi} = 4^{-}$ ($\ell = 3; 5$) в первое возбужденное состояние дочернего ядра близки между собой.

На рис. 6(а) дается распределение полных α -ширин для резонансов с $E_0 < 152$ эв. Сплошной линией нанесено ожидаемое из статистических закономерностей распределение [11]; пунктирные линии показывают ожидаемое распределение для ширин резонансов со спинами 3^{-} и 4^{-} отдельно. В верхней части рисунка (в) представлена зависимость вероятности для резонанса иметь спин 3^{-} при заданном значении α -ширины. Резонансы с $\Gamma_{\alpha} > 0,8$ мкэв с вероятностью $> 99\%$ имеют спин 3^{-} .

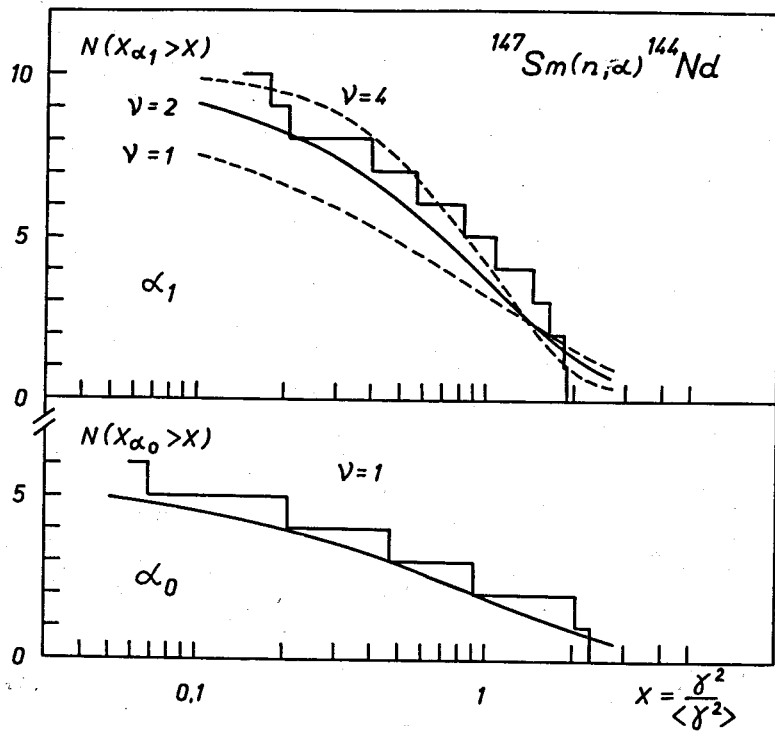


Рис. 5.

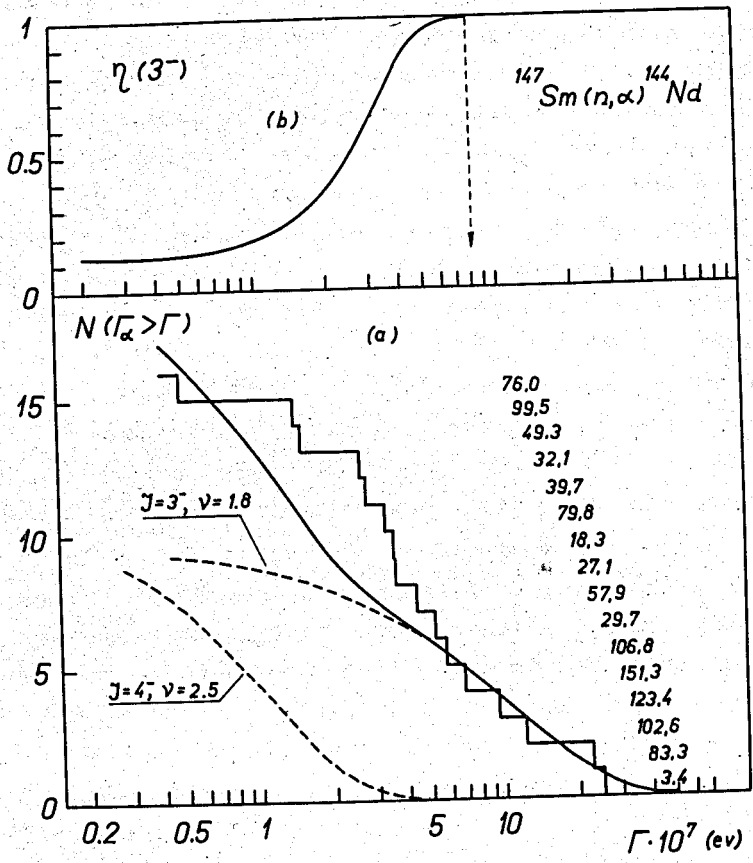


Рис. 6.

Определенные таким образом сдвиги 3^- для резонансов 3,4; 83,3; (102,6) и 123,4 эв совпадают со значениями спинов, полученных из спектров α -частиц.

Недавно появилась работа^{/14/}, являющаяся первой попыткой связать структуру резонансных состояний ядра с парциальными ширинами α - и γ -распадов. Основываясь на выводах этой работы и результатах настоящей, можно, по-видимому, считать, что резонансное состояние 183,7 эв отличается от других сравнительно большим вкладом простого двухквантового возбуждения типа частица-частица.

Поскольку форма спектров α -частиц является отражением структуры относительного вклада компонент, способствующих образованию α -частицы из нуклонов в возбужденном ядре, то сходство спектров в резонансах 3,4; 83,3 и 123,4 эв указывает на похожую в упомянутом смысле структуру этих резонансов. Хотелось бы в связи с этим обратить внимание на то, что эти три уровня вместе с резонансами 40,6 (или 39,7) эв и 163,6 (или 160,6) эв, α -спектры которых подробно еще не измерены, образуют систему почти эквидистантных резонансов (эквидистантность для других ядер отмечалась в^{/15/}).

В работе^{/14/} предсказывается увеличение в среднем приведенной α -ширины перехода в однофононное возбужденное состояние конечного ядра по сравнению с переходом в основное. По-видимому, первое возбужденное состояние ядра $^{144}\text{Nd}(2^+)$ является однофононным. Если не учитывать в усреднении аномальной ширины резонанса 183,7 эв, то наши результаты измерений подтверждают этот вывод, так как:

$$\frac{\langle \gamma_{\alpha_1}^2 \rangle}{\langle \gamma_{\alpha_0}^2 \rangle} = \frac{\langle \Gamma_{\alpha_1} \rangle}{\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle} \frac{(P_3)_0}{(\sum_{\ell} P_{\ell})_1} \approx 3.$$

Этот результат, однако, противоречит предположению статистической теории, в которой считается, что средние приведенные α -ширины должны быть одинаковыми для переходов в любое конечное состояние.

Интересно обратить внимание на заметное ослабление (α , возможно, и отсутствие) во многих резонансах переходов на второе возбужденное

состояние 4^+ . Проявляются они только в двух резонансах. В то же время α -переходы в следующие состояния 3^- и 2^+ (неразделенные), лежащие примерно на 200 кэВ выше, проявляются по крайней мере в семи резонансах.

Возможность существования заметных переходов на более высокие уровни требует еще подтверждения, которое можно будет получить с помощью измерений с лучшим разрешением по энергии α -частиц и большей статистической точностью.

Авторы выражают благодарность Э.Н. Каржавиной и А.Б. Попову за измерения радиационного захвата на самарии.

Авторы признательны Ф.Л. Шапиро, В.Г. Соловьеву и В.И. Фурману за полезные обсуждения, К.Г. Родионову, И.А. Стройкову за помощь в измерениях, А.В. Грачевой, М. Флорекковой, М.В. Фронтасевой и Р. Хорват за помощь в обработке экспериментальных данных, Ж. Глаузиус - за изготовление мишеней, В.С. Золотареву и его сотрудникам - за предоставление разделенных изотопов.

Литература

1. R.D. Macfarlane, I. Almodovar. *Phys.Rev.*, 125, 1665 (1962).
2. E. Cheifetz, J. Gilat, A.I. Yavin, S.G. Cohen. *Phys.Lett.*, 1, 289 (1962).
3. В.Н. Андреев, С.М. Сироткин. *ЯФ*, 1, 252 (1965).
4. N.S. Oakey, R.D. Macfarlane. *Phys.Lett.*, 24B, 142 (1967).
5. J. Kvitek, Yu.P. Popov. *Phys.Lett.*, 22, 186 (1966).
6. И. Квитек, Ю.П. Попов. *Письма ЖЭТФ*, 5, 385, (1967).
7. Ю.П. Попов, М. Флорек, *ЯФ*, 9, 1163 (1969).
8. J. Kvitek, Yu.P. Popov. *Nucl.Phys.*, 154A, 177 (1970).
9. Ю.П. Попов, М. Стэмпиньский. *Известия АН СССР, сер.физ.*, т. XXII 1994 (1968).
10. Ю.П. Попов, М. Пшитула, К.Г. Родионов, Р.Ф. Руми, М. Стэмпиньски, В.И. Фурман. *Препринт ОИЯИ РЗ-5073, Дубна, 1970.*

11. Ю.П. Попов, М. Пшитула, Р.Ф. Руми, М. Стэмпиньски, М. Флорек, В.И. Фурман. Сообщение ОИЯИ Р15-5163, Дубна, 1970.
"Nuclear Data for Reactors" v. I, p. 669. IAEA, Vienna (1970).
12. L.V. Groshev, A.M. Demidov, V.I. Pelekhov et al. Nuclear Data Tables, Sec. A, vol. 5, N 1-2 (1968).
13. C.E. Porter, R.G. Thomas. Phys.Rev., 104, 483 (1956).
14. В.Г. Содовьев. Препринт ОИЯИ Е4-5135, Дубна, 1970.
15. K. Ideno, M. Ohkubo. JAERI-memo 4072, June 1970, unpublished.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1970 года.