

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С343г1
В-486

РЗ - 7245

3585 / 2-73

П.Винивартер, К.Недведюк, Ю.П.Попов, Р.Ф.Руми,
В.И.Салацкий, В.И.Фурман

АЛЬФА-РАСПАД НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В РЕАКЦИИ $^{149}\text{Sm} (n, \alpha) ^{146}\text{Nd}$

1973

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

РЗ - 7245

П.Винивартер, К.Недведюк, Ю.П.Попов, Р.Ф.Руми,
В.И.Салацкий, В.И.Фурман

АЛЬФА-РАСПАД НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В РЕАКЦИИ $^{149}\text{Sm} (n, \alpha) ^{146}\text{Nd}$

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Винивартер П., Недведюк К., Попов Ю.П., Румк Р.Ф.,
Салацкий В.И., Фурман В.И.

P3 - 7245

Альфа-распад нейтронных резонансов в реакции
 $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$

Приводятся значения полных и частичных α -ширин нейтронных резонансов ядра ^{150}Sm , полученных из реакции $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ в интервале энергии нейтронов $0,025 + 40$ эв. Результаты эксперимента сравниваются с предсказаниями статистической модели α -распада высоковозбужденных состояний. Дано описание формы резонанса $E_0 = 0,87$ эв с учетом эффекта Доплера и интерференции между резонансами $0,87$ и $0,098$ эв.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1973

Winiwarter P., Niedźwiedziuk K., Popov Yu.P., Rumi R.F.,
Salatsky V.I., Furman W.I.

P3 - 7245

Alpha-Decay of Neutron Resonances in the
 $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ Reaction

The values of the total and partial α -widths of the neutron resonances of the ^{150}Sm nucleus, obtained from the $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ reaction in the neutron energy range of $0.025 + 40$ eV, are presented. The experimental results are compared with the predictions of the statistical α -decay model of highly excited states. The form of the $E_0 = 0.87$ eV resonance is described, taking into account the Doppler effect, as well as the interference between the resonances of 0.87 and 0.098 eV.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1973

I. Введение

Настоящая работа является продолжением цикла исследований реакции (n, α) на редкоземельных элементах в резонансной области нейтронов, которые проводятся в Лаборатории нейтронной физики. Такие исследования позволяют получать новые сведения о резонансных состояниях ядер, необходимые для понимания сложной природы нейтронных резонансов. Кроме получения дополнительных характеристик ядер, исследуя реакцию (n, α) , в ряде случаев удается получить значения спинов и четностей отдельных резонансов.

Бесспиновость, сравнительная "простота" α -частицы и довольно развитая теория α -распада позволяют иногда производить более полный анализ экспериментальных данных, полученных в реакции (n, α) , чем в случае реакции (n, γ) . Но, к сожалению, исследования резонансных реакций (n, α) на средних и тяжелых ядрах являются трудной экспериментальной задачей из-за очень малых сечений этих реакций и большого выхода γ -лучей в конкурирующих реакциях (n, γ) .

Исследованию реакции $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)$ на тепловых нейтронах посвящено много работ [1-9]. Однако их результаты трудно интерпретировать в терминах частичных α -ширин индивидуальных состояний, поскольку в тепловое сечение сравнимый вклад дают и резонанс $E_0 = 0,098$ эв и "отрицательный" уровень /связанное состояние компаунд-ядра ^{150}Sm /. Кроме того, такие исследования не позволяют проследить флуктуации α -ширин для различных начальных состояний α -распада.

Окамото /7/ предпринял попытку разделить вклады от резонанса $E_0 = 0,098$ эв и отрицательного уровня в тепловой точке, используя разницу в спектрах α -частиц, полученных на тепловых нейтронах $E_n = 0,0253$ эв/ и на нейтронах максвелловского спектра. Однако точность такого анализа ограничена, тем более, что для всех резонансов, кроме отрицательного уровня, Окамото принял значение $J^n = 4^-$, что оказалось неверным /см. таблицу 2/.

Полные α -ширины нейтронных резонансов в реакции $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)$ измерялись в работе /10/. Используемая в настоящей работе методика измерения амплитудных спектров α -частиц позволяет уточнить параметры отрицательного уровня и получить новую информацию о низлежащих нейтронных резонансах составного ядра ^{150}Sm .

2. Эксперимент

Измерения проводились на импульсном реакторе ИБР-30, работавшем совместно с линейным ускорителем электронов. Анализ нейтронов по энергии осуществлялся по методу времени пролета с разрешением 0,2 мксек/м. Энергия α -частиц из реакции $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)$ определялась с помощью двухсекционной ионизационной камеры с сеткой по методике, слегка модифицированной по сравнению с описанной в /11/. Ионизационная камера окружалась кадмием для защиты от нейтронов, термализовавшихся в помещениях. Помимо этого в спектрометрический тракт электроники была введена специальная компенсация амплитудной перегрузки в момент импульса мощности реактора.

Были сделаны три серии измерений. Условия измерений в отдельных сериях приведены в таблице 1. Частота повторения импульсов реактора составляла 100 Гц, поэтому в интересующей нас области энергий нейтронов присутствовали, наряду с нейтронами основного цикла, также медленные нейтроны, оставшиеся от предыдущего цикла /рециклические нейтроны/ с энергией $0,02 \div 0,006$ эв. Фон α -частиц от рециклических нейтронов для отдельных

ТАБЛИЦА I

Условия эксперимента

Серия измерений	Минуты		Время измерений (часы)	Фильтр (г/см ²)	Разрешение ΔE_α (кэВ)	Интервалы энергии нейтронов (эв)
	толщина (мг/см ²)	площадь (см ²)				
1.	0,12	108	120	без фильтра	180	0,025 + 1
2.	0,12	108	108	B ₄ C (0,05)	180	0,025 + 1
3.	0,20	2 x 700	230	Cd (0,43)	270	0,5 + 40

ТАБЛИЦА II

Полные и частичные α -ширины резонансов ^{150}Sm , полученные из реакции $^{149}\text{Sm}(n,\alpha)^{146}\text{Nd}$

$E_0, \text{эВ}$	J^π	-0,5	0,098	0,87	4,98	6,48	8,93	12,0	14,9	15,8	17,1	Статистическая модель
$\Gamma_{\alpha_1} 10^7 \text{эВ}$	3^-	2,8	0,37	0,23	0,25	0,85	0,36	1,9	0,5	$\leq 4,8$	4^-	3^-
$\Gamma_{\alpha_2} 10^7 \text{эВ}$	3^-	$\pm 1,3$	$\pm 0,10$	$\pm 0,06$	$\pm 0,07$	$\pm 0,23$	$\pm 0,09$	$\pm 0,5$	$\pm 0,2$			4^-
$\Gamma_{\alpha_3} 10^7 \text{эВ}$	3^-	$\pm 0,5$										$3,3$ $\pm 0,3$
$\Gamma_{\alpha_4} 10^7 \text{эВ}$	3^-	1,5	0,36	0,10								$2,1$ $\pm 0,2$
$\Gamma_{\alpha_5} 10^7 \text{эВ}$	3^-	$\pm 0,7$	$\pm 0,09$	$\pm 0,03$								$0,17$ $\pm 0,02$
$\Gamma_{\alpha_6} 10^7 \text{эВ}$	3^-			$0,09$ $\pm 0,03$								$0,66$ $\pm 0,07$
$\Gamma_{\alpha_7} 10^7 \text{эВ}$	3^-			$0,04$ $\pm 0,02$								$0,23$ $\pm 0,02$
$\langle \Gamma_{\alpha_1}^2 \rangle 10^7 \text{эВ}$					$1,5 \pm 0,8$							$6,2$ $\pm 0,6$
$\langle \Gamma_{\alpha_1}^4 \rangle 10^7 \text{эВ}$					$0,34 \pm 0,19$							$0,89$ $\pm 0,09$

резонансов в области $0,5 \div 40$ эВ превышал эффект, что вынудило нас использовать поглощающие фильтры и проводить отдельные измерения в соответствующих условиях для области энергии нейтронов $0,025 \div 1$ эВ /серия 1,2/ и для области $0,5 \div 40$ эВ /серия 3/.

В серии 2 для учета эффекта от рециклических нейтронов проведены измерения с борным фильтром толщиной $2,1 \cdot 10^{21}$ ат/см². Относительный вклад рециклических нейтронов в этом случае был в 5 раз меньше, чем без фильтра /рис. 1/.

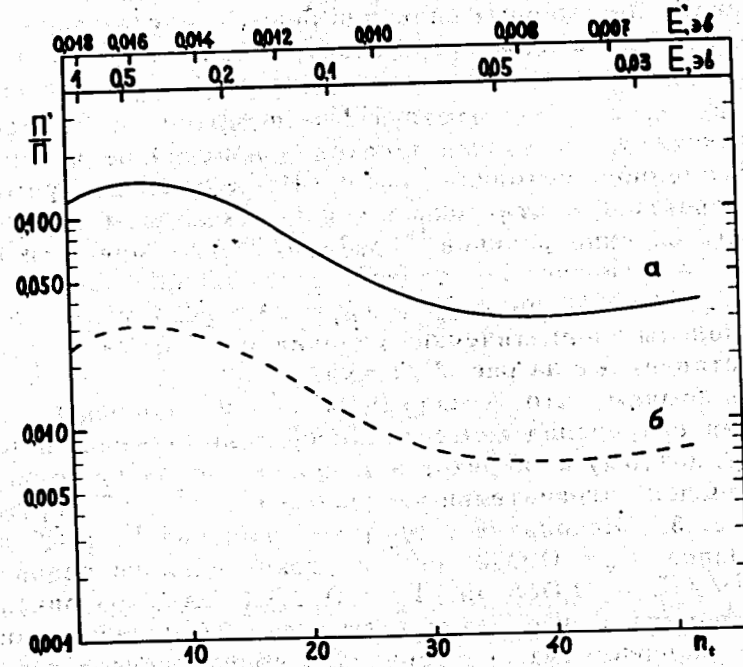


Рис. 1. Относительный вклад рециклических нейтронов в случае измерения: а - без фильтра /серия 1/, б - с борным фильтром /серия 2/. Π' , E' , Π , E - соответственно поток и энергия рециклических нейтронов и нейтронов основного цикла.

Зависимость потока нейтронов от энергии взята из работы /12/. Контрольные измерения потока нейтронов для конкретных условий нашего эксперимента с помощью борного счетчика хорошо совпали с данными /12/.

3. Обработка результатов

а/ Диапазон энергий $E_n = 0,025 \div 1$ эв. Для этой области энергии нейтронов нашей целью являлось получение парциальных α -ширин отдельно для резонанса $E_0 = 0,098$ эв и для отрицательного уровня, а также определение энергии отрицательного уровня. Из измеренных двухмерных спектров время пролета - амплитуда получен амплитудный спектр в окне $0,11 \div 0,065$ эв /рис. 2/. Используя этот спектр, мы выбрали два амплитудных окна, соответствующих переходу в основное состояние (α_0) и сумме переходов в основное и первое возбужденное состояния ($\alpha_0 + \alpha_1$). Из полученных временных спектров в этих окнах с использованием значения суммы сечений реакции $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ при α -переходах в основное и первое возбужденное состояния при $E_n = 0,0253$ эв $[\sigma_{\alpha_0} + \sigma_{\alpha_1} = 28,5 \pm 3,7$ мбарн /из/7/ определены энергетические сечения $\sigma_{\alpha}(3^- \rightarrow 0^+)$ и $\sigma_{\alpha}(4^- \rightarrow 2^+)$, представленные на рис. 3 /точки/.

Напомним, что α -переходы $4^- \rightarrow 0^+$ запрещены законами сохранения момента количества движения и четности, поэтому α -переход в основное состояние целиком обусловлен отрицательным уровнем с $J^\pi = 3^-$ /кружки на рис. 3/. Используя известные значения Γ_γ и Γ_n^0 для резонанса $E_0 = 0,098$ эв /13/ и отрицательного резонанса /14/ $\Gamma_\gamma = 0,066$ эв, $\Gamma_n^0 = 0,0070$ эв/, мы описали экспериментальные результаты /рис. 3/, варьируя значения парциальных α -ширин для обоих распадающихся состояний и энергию отрицательного уровня. В итоге получилось значение $E = -(0,5 \pm 0,1)$ эв, что совпадает с результатом /14/. Значения парциальных α -ширин (Γ_{α_1}) для обоих резонансов приведены в таблице 2. В описании экспериментальных результатов формулой Брейта-Вигнера можно пренебречь влиянием эффекта Доплера и ко-

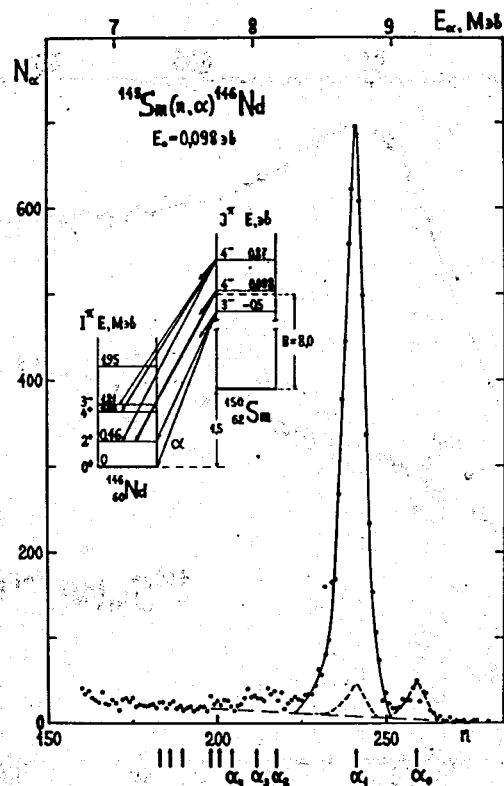


Рис. 2. Амплитудный спектр α -частиц для нейтронов с энергиями $0,11 \div 0,065$ эв /резонанс $E_0 = 0,098$ эв/. Пунктиром отмечен вклад отрицательного резонанса $E_0 = -0,5$ эв. Пунктирная прямая - экстраполяция фона в область больших энергий α -частиц.

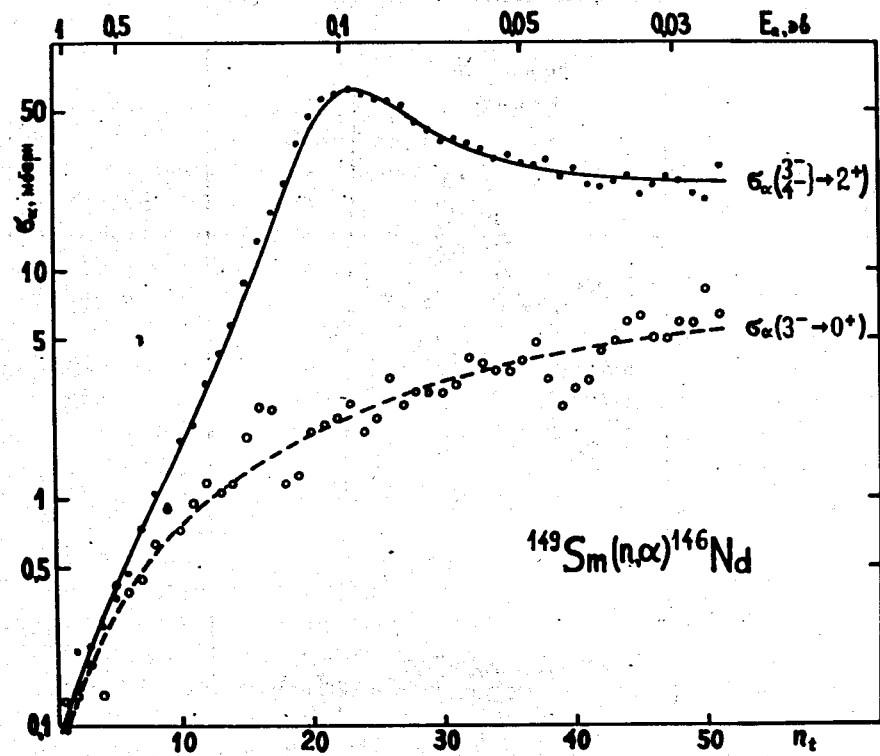


Рис. 3. Зависимость парциальных сечений реакции $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)$ от энергии нейтронов: точки - экспериментальные результаты; кривые рассчитаны по параметрам резонансов 0,098 и -0,5 эв, приведенным в таблице 2.

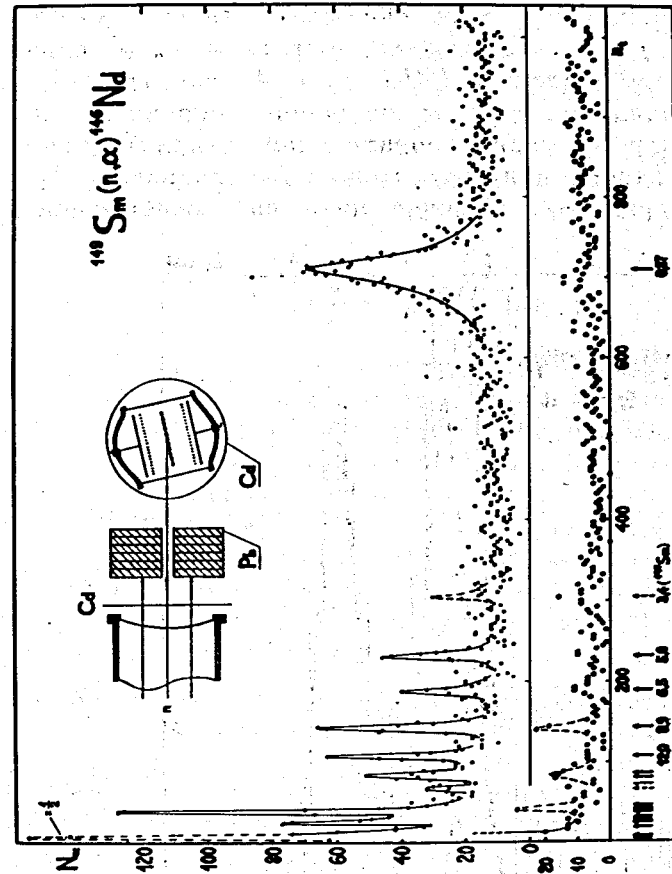


Рис. 4. Временной спектр α -частиц в полном амплитудном окне / верхняя кривая / и в окне α_0 / нижняя кривая /. Вставка - схема установки ионизационной камеры на пучке нейтронов.

нечностью временного разрешения спектрометра, поскольку Γ/Δ и $\Gamma/R \gg 1$ для резонанса $E_0 = 0,098$ эв /здесь Δ - доплеровская ширина, а R - полуширина функции разрешения спектрометра по времени пролета/.

б/ Диапазон энергий $E_n = 0,5 \div 40$ эв. В результате измерения был получен временной спектр реакции $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)$ в полном амплитудном окне /рис. 4 - верхний спектр/ и в окне α_0 для α -частиц, соответствующих α -переходу в основное состояние ^{146}Nd /рис. 4 - спектр внизу/. Из всех резонансов в этом диапазоне энергий амплитудный спектр с удовлетворительной статистической точностью удалось получить только для резонанса $E_0 = 0,873$ эв /рис. 5/. Наличие пика на нижней кривой

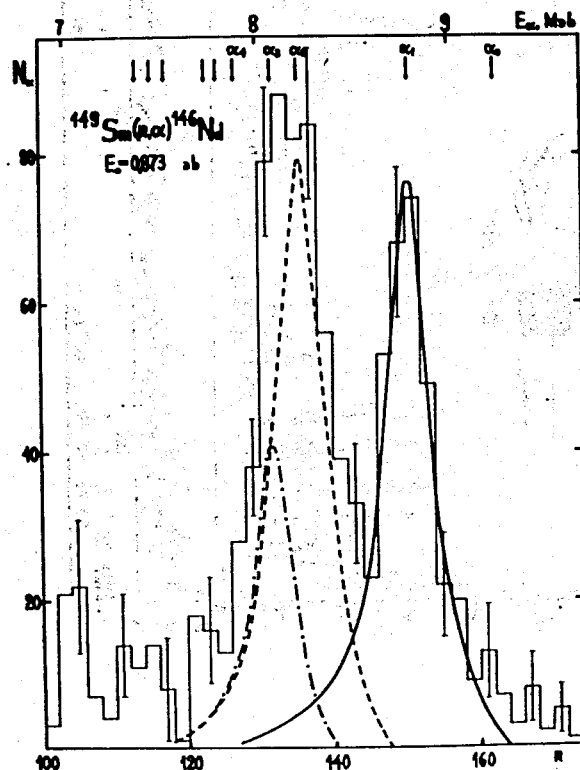


Рис. 5. Амплитудный спектр α -частиц из резонанса $E_0 = 0,873$ эв с выделенными пиками групп α_1 , α_2 и α_3 .

рис. 4 однозначно указывает на то, что спин и четность резонанса $E_0 = 8,9$ эв $J^\pi = 3^-$.

Результаты вычисления /см. приложение/ полных и парциальных α -ширин представлены в таблице 2. Систематическое расхождение в значениях полученных нами полных α -ширин с результатами /10/ на $\approx 40\%$ связано с различием в опорных сечениях, использованных при нормировке. В /10/ нормировка производилась по среднему сечению $\langle \sigma(n, \alpha) \rangle$ для максвелловского распределения потока нейтронов, отождествленному в /5/ тепловым сечением. Однако, как показано в /7/ для ^{149}Sm $\langle \sigma(n, \alpha) \rangle$ отличается от сечения в тепловой точке на $\approx 40\%$.

4. Обсуждение результатов

Интересно сравнить полученные в настоящей работе парциальные и полные α -ширины с оценками средних значений, вычисленных по статистической модели. В таблице 2 приведены экспериментальные значения ширины и соответствующие средние величины, рассчитанные ранее в /15/. Видно, что теоретические ширины, как правило, несколько превышают экспериментальные. Однако с учетом плохой статистики усреднения по резонансам согласие следует признать удовлетворительным. Тем не менее, регулярная разница между экспериментальными и теоретическими ширинами может иметь физическую причину.

Дело в том, что последние получены без учета возможной деформации компаунд-ядра. Однако ^{150}Sm в основном состоянии имеет заметную деформацию $\beta = 0,19 /16/$, тогда как дочернее ядро ^{146}Nd является практически сферическим $\beta = 0,08 /16/$. Таким образом, если деформация в сильно возбужденных состояниях ^{150}Sm близка или больше соответствующей величины в основном состоянии, то для α -распада составных состояний ^{150}Sm может возникнуть дополнительный запрет по отношению к оценкам, проведенным без учета деформации.

В принципе возникает интересная возможность получить сведения о влиянии различия деформаций мате-

ринского и дочернего ядер на скорость α -распада путем изучения реакции (n, α) на ядра переходной области. Однако это требует повышения точности измерения средних значений α -ширин и дополнительного анализа вклада таких процессов, как сверхтекучесть ядра и др.

Сравнительно близкое расположение двух резонансов с одинаковым спином и четностью $J^\pi = 4^-$ для $E_0 = 0,098$ эв и $0,87$ эв/ позволяет ожидать появления интерференционных эффектов в сечении реакции (n, α) , особенно в случае выделения парциального канала. На рис. 6 представлен выход реакции $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ в окрест-

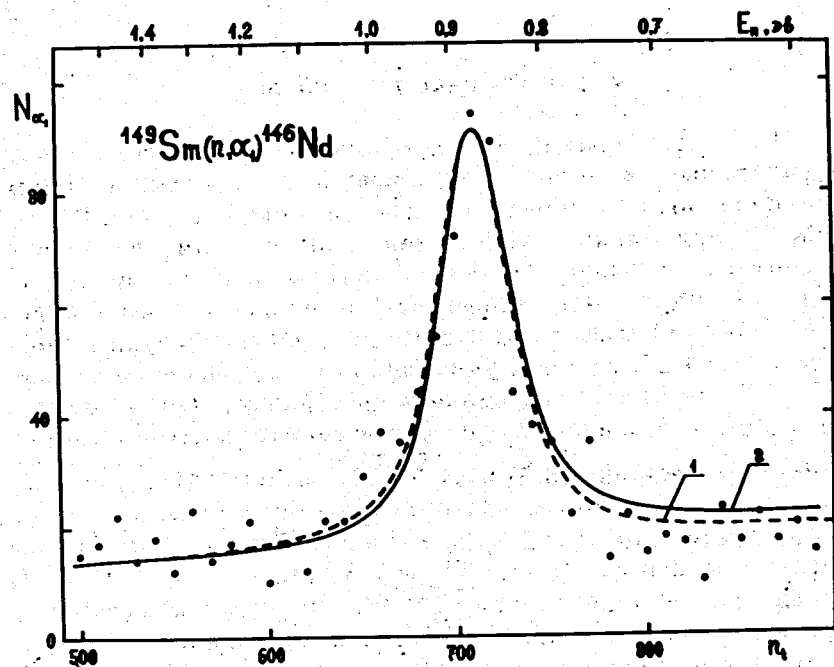


Рис. 6. Временной спектр в амплитудном окне α_1 /точки/. Кривая 1 - описание резонанса $E_0 = 0,873$ эв с учетом эффекта Доплера и интерференции между резонансами $0,87$ и $0,098$ эв. Кривая 2 - описание с учетом только эффекта Доплера.

ности резонанса $0,87$ эв. Теоретическая форма резонанса с учетом доплеровского уширения и вкладов резонансов $E_0 = 0,098$ эв и $E_0 = 0,5$ эв показана сплошной кривой. Учет интерференции /пунктирная линия/ дает столь малый вклад, что при существующей точности эксперимента о ее обнаружении говорить нельзя. Искажение формы резонанса за счет захвата нейтронов, рассеянных алюминиевой подложкой, пренебрежимо мало.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Определение полных α -ширин высоковозбужденных состояний ^{150}Sm

Полные α -ширины $(\Gamma_\alpha)_i$ определены по формуле:

$$(\Gamma_\alpha)_i = e^{n(\sigma_i - \sigma_0)} \cdot \frac{A_0}{A_i} \cdot \frac{\Phi_0}{\Phi_i} \cdot \frac{\Gamma_i}{\Gamma_0} \cdot \frac{N_i}{N_0} \cdot (\Gamma_\alpha)_0,$$

где $(\Gamma_\alpha)_0$ - калибровочная ширина для резонанса $E_0 = 0,873$ эв - взята из /10/ и уменьшена на $\approx 40\%$ в связи с изменением опорного сечения в тепловой области нейтронов /см. выше/ /индексы "0" и "i" - обозначают калибровочный и данный резонансы/, $e^{n(\sigma_i - \sigma_0)}$ - коэффициент, учитывающий поглощение нейтронов в кадмиевом фильтре / n - число атомов кадмия на см^2 ; σ_i и σ_0 - сечения поглощения нейтронов в кадмии/, A_0/A_i и Γ_i/Γ_0 - отношения площадей под кривой пропускания нейтронов и полных ширин /вычислены по данным, взятым из работ /13, 17//, Φ_0/Φ_i - отношение потоков нейтронов, вычисленных по кривой из работы /12/, N_i/N_0 - отношение счета α -частиц в резонансах.

При вычислении ошибок $(\Gamma_\alpha)_i$ не учтена ошибка калибровки. Полученные полные α -ширины приведены в таблице 2.

Литература

1. R.D. Macfarlane and I. Almodovar. Phys. Rev., 127, 1665 (1962).
2. E. Cheifetz et al. Phys. Lett., 1, 289 (1962).

3. В.Н.Андреев, С.М.Сироткин. ЯФ, 1, 252 /1965/.
4. F.Poortmans et al. Nucl.Phys., 82, 331 (1966).
5. N.S.Oakey and R.D.Macfarlane. Phys.Lett., 24B, 142 (1967).
6. M.Dakowski et al. Nucl.Phys., A97, 187 (1967).
7. K.Okamoto. Nucl.Phys., A141, 193 (1970).
8. D.W.Mueller et al. Phys.Lett., 36B, 74 (1971).
9. J.Bischof et al. Czech.Jour.Phys., B22, 9 (1972).
10. I.Kvitek and Yu.P.Popov. Nucl.Phys., A154, 177 (1970).
11. Ю.П.Попов и др. ЯФ, 13, 913 /1971/.
12. В.В.Голиков и др. ОИЯИ, 3-5736, Дубна, 1971.
13. Neutron Cross Sections, BNL-325, Second Edition, Suppl. 2, v.IIC (1966).
14. F.Becvar, R.Crien, O.Wasson. BNL-15056 (1970), and Private communication (1972).
15. Ю.П.Попов и др. Nuclear Data for Reactors. V. 1, p. 669, IAEA, Vienna, 1970.
16. Nuclear Data, v. 1, No. 1, Section A (1965).
17. Э.Н.Каржавина и др. ОИЯИ, РЗ-5655, Дубна, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 июня 1973 года.