

Удельная поверхность рассчитывается по методу БЭТ в предположении мономолекулярного заполнения энергетически однородной поверхности. Исходя из этого можно было бы ожидать, что при адсорбции разных веществ будет наблюдаться пропорциональность между значениями удельной поверхности и адсорбции. Однако опыт показывает (см. таблицу, рис. 1 и 2), что для исследованных образцов активных углей, по крайней мере в области малых парциальных давлений, такая корреляция не наблюдается.

В теории объемного заполнения пор в качестве параметра, характеризующего емкость сорбента, принимается объем микропор. Как видно из таблицы, рассчитанные в соответствии с теорией объемного заполнения Дубинина [7, 10] объемы микропор активных углей, измеренные по азоту, также не дают оснований сделать какие-либо выводы по поводу адсорбции криптона и ксенона при малых парциальных давлениях. Следовательно, общепринятые характеристики — удельная поверхность и объем микропор — не могут быть использованы для оценки адсорбционной способности активных углей по отношению к криптону и ксенону при малых парциальных давлениях.

Интересно отметить, что ряд по насыщенной плотности углей соответствует ряду по коэффициенту адсорбции. Однако объяснить этот факт довольно трудно.

Поступила в Редакцию 12/VI 1975 г.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schumann F. Rep. SZS-133. Berlin, DDR, 1972.
2. Якшин Е. К. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 34 вып. 4, с. 285.
3. Нахутин И. Е., Очкин Д. В. «Инж.-физ. журн.», 1965, т. 9, № 1, с. 112.
4. Нахутин И. Е., Очкин Д. В., Линде Ю. В. «Журн. физ. химии», 1969, т. 43, № 7, с. 1811.
5. Трофимов А. М., Панков А. М. «Радиохимия», 1965, т. 7, № 3, с. 293.
6. Черепов А. Г., Кейер Б. Р., Плаченов Т. Г. В сб.: Получение, структура и свойства сорбентов. Труды ЛТИ им. Ленсовета. Вып. 4. Л., 1971, с. 39.
7. Грег С., Синг К. Адсорбция, удельная поверхность, пористость. М., «Мир», 1970.
8. Брунауэр С. Адсорбция газов и паров. М., Изд-во иностр. лит., 1948.
9. Chackett K., Tuck D. «Trans. Faraday Soc.», 1957, v. 53, N 12, p. 1652.
10. Дубинин М. М. В сб.: Физическая адсорбция из многокомпонентных фаз. Труды II Всесоюзной конференции по теоретическим вопросам адсорбции. М., «Наука», 1972, с. 41.

УДК 621.039.556

## Полное нейтронное сечение и параметры нейтронных резонансов $^{243}\text{Am}$ в области энергий 0,4—35 эВ

БЕЛАНОВА Т. С., КОЛЕСОВ А. Г., ПОРУЧИКОВ В. А., ТИМОФЕЕВ Г. А., КАЛЕБИН С. М., АРТАМОНОВ В. С., ИВАНОВ Р. Н.

В процессе производства  $^{252}\text{Cf}$  одним из основных изотопов является  $^{243}\text{Am}$ , поэтому необходимо с высокой точностью знать его нейтронные сечения. Информация о нейтронных сечениях  $^{243}\text{Am}$ , кроме прикладного характера, имеет большое научное значение. Известно, что данные по полным нейтронным сечениям и резонансным параметрам для этого изотопа получены главным образом в 1970—1972 гг. Настоящая работа — результат измерений пропускания  $^{243}\text{Am}$ , начатых на реакторе СМ-2 методом времени пролета в 1972 г.

Нейтронная вспышка формировалась селектором с тремя синхронно вращающимися роторами, подвешенными в магнитном поле [1]. Детектором нейтронов служила батарея гелиевых счетчиков. Измерения велись на 4096-канальном анализаторе. Лучшее разрешение

спектрометра на 92-метровой пролетной базе составляет 70 нс/м.

**Измерения и результаты.** Мишень изготовлена из порошка устойчивой обезвоженной окиси америция с известным содержанием кислорода ( $\text{AmO}_2$ ). Для этого порошок прокаливали в атмосфере кислорода в течение 3 ч при температуре 400 °С. После этого 266 мг порошка засыпали в алюминиевую кассету с толщиной стенок 1 мм, где он занимал объем  $0,8 \times 8,0 \times 14,0$  мм. Мишень дистанционно устанавливали на пучке нейтронов таким образом, чтобы можно было измерить пропускание для толщин 0,8 и 14,0 мм, соответствующих  $0,45 \cdot 10^{21}$  и  $0,79 \cdot 10^{22}$  атом/см<sup>2</sup>. Изотопный состав образца следующий:  $^{243}\text{Am}$  — 96,60%;  $^{241}\text{Am}$  — 3,32%;  $^{244}\text{Cm}$  — 0,08%. В образце содержится 79,8% америция.

Параметры нейтронных резонансов  $^{243}\text{Am}$

Таблица 1

$E_0$ , эВ	$\Gamma$ , мэВ	$2g\Gamma_n$ , мэВ	$E_0$ , эВ	$\Gamma$ , мэВ	$2g\Gamma_n$ , мэВ
0,416±0,003	39±2	0,00084±0,00005	16,56±0,07	27±7	0,174±0,005
0,977±0,004	37±2	0,0134±0,0003	17,84±0,07	35±8	0,210±0,007
1,355±0,004	56±1	0,890±0,007	18,14±0,07	27±15	0,046±0,007
1,744±0,005	39±1	0,208±0,002	19,50±0,07	27±10	0,193±0,007
3,134±0,009	47±3	0,012±0,003	19,88±0,07	40±20	0,085±0,006
3,424±0,009	45±2	0,253±0,008	20,94±0,07	29±15	0,54±0,18
3,844±0,009	22±5	0,009±0,001	21,09±0,07	16±10	0,86±0,22
5,120±0,012	63±2	0,260±0,006	21,85±0,08	27	0,14±0,02
6,551±0,015	50±3	0,794±0,044	22,01±0,08	—	—
7,063±0,017	46±3	0,072±0,011	22,59±0,09	33	1,00±0,60
7,86±0,02	36±9	1,580±0,130	22,72±0,09	19	0,65±0,50
8,39±0,02	40±2	0,010±0,002	24,39±0,09	22	0,73±0,02
8,77±0,02	46±2	0,113±0,002	25,38±0,10	40	0,14±0,02
9,32±0,02	43±2	0,133±0,002	26,30±0,10	31	0,06±0,01
10,31±0,03	47±2	0,433±0,007	26,75±0,10	—	1,16±0,03
10,87±0,04	—	0,013±0,002	27,34±0,11	—	0,43±0,02
11,27±0,04	49±2	0,267±0,003	28,73±0,12 *	—	0,97±0,12
11,68±0,05	35±4	0,094±0,002	29,29±0,12 *	—	0,68±0,15
12,12±0,06	41±3	0,152±0,003	30,12±0,13 *	—	0,49±0,20
12,87±0,06	43±4	2,20±0,20	31,06±0,13 *	—	0,7±0,15
13,15±0,06	45±5	1,00±0,08	31,49±0,13 *	—	0,12±0,05
15,12±0,07	33±15	0,070±0,007	32,43±0,14 *	—	0,88±0,15
15,39±0,07	37±6	0,36±0,08	33,19±0,14 *	—	1,9±0,2
16,20±0,07	39±3	0,518±0,009	33,92±0,14 *	—	0,8±0,1

\* Метод площадей, при этом  $\Gamma_\gamma = 30$  мэВ.

Статистическая точность измерений составляла 0,5—1,5%, нейтронный фон менялся от 0,7 до 4,0%. В данные по пропусканию вводили поправки, учитывающие рассеяние нейтронов кислородом (в толстом образце 3%) и вклад изотопа  $^{241}\text{Am}$  в пропускание  $^{243}\text{Am}$ . По резонансным параметрам, полученным ранее для  $^{241}\text{Am}$  [2], было рассчитано пропускание, учитывающее 3,32%-ное содержание  $^{241}\text{Am}$  в исследуемом образце. На рис. 1 дана зависимость пропускания  $T$   $^{243}\text{Am}$  от энергии нейтронов в интервале 0,4—35 эВ после введения указанной поправки. Ниже 26 эВ разрешение установки позволило вычислить параметры нейтронных резонансов методом формы по одноуровневой формуле Брейта — Вигнера; выше 26 эВ — методом площадей, при этом радиационная ширина принималась равной 30 мэВ. Расчеты проведены на машине БЭСМ-6 [2], в результате чего определены положение резонансов  $E_0$ , значения нейтронной ширины  $2g\Gamma_n$  и полной ширины  $\Gamma$  (табл. 1). При вычислении помимо статистических погрешностей учтены также погрешности, связанные с определением

формы функции разрешения и исправлением пропускания  $^{243}\text{Am}$  на примесь  $^{241}\text{Am}$ .

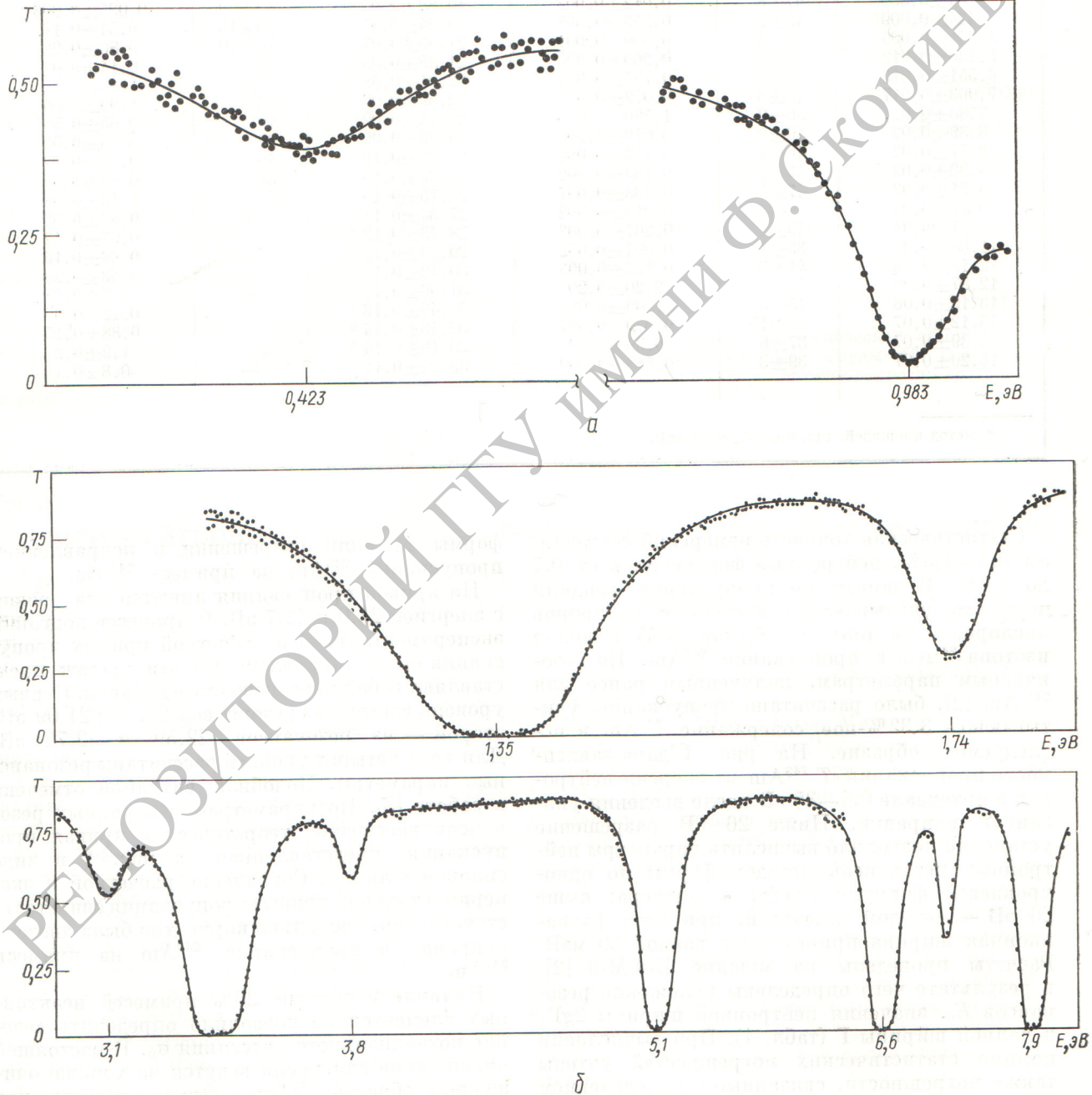
На кривой пропускания имеются два уровня с энергией 21,0 и 22,7 эВ. В процессе подгонки экспериментальной и расчетной кривых пропускания было установлено, что эти уровни представляют собой неразрешенные дублеты. Первый уровень состоит из резонансов 20,94 и 21,09 эВ, второй — из резонансов 22,59 и 22,72 эВ. Для всех четырех уровней рассчитаны резонансные параметры. Подобная ситуация отмечена в работе [3]. По параметрам нейтронных резонансов рассчитана теоретическая кривая пропускания, представленная на рис. 1 в виде сплошной линии. Совпадение расчетной и экспериментальной кривых пропускания свидетельствует о том, насколько корректно была введена поправка в пропускание  $^{243}\text{Am}$  на примесь  $^{241}\text{Am}$ .

Наличие в образце 20% примесей неактивных элементов не позволило определить сечение потенциального рассеяния  $\sigma_p$ . В настоящее время такие измерения ведутся на хорошо очищенном образце  $^{243}\text{Am}$ . Следует отметить, что

в публикациях по этому изотопу нет сведений о  $\sigma_R$ .

**Обсуждение результатов.** Полученные значения параметров резонансов в основном согласуются с опубликованными в работах [3—8], хотя есть случаи значительного расхождения сравниваемых величин.

Нейтронная ширина для уровня 13,15 эВ, полученная в настоящей работе, согласуясь с  $2g\Gamma_n = 0,79$  мэВ [7], значительно меньше значений 1,33 и 1,45 мэВ [3,4]. Для уровня 22,59 эВ нейтронная ширина 0,52 мэВ в два раза меньше, а для уровня 22,72 эВ ( $2g\Gamma_n = 1,33$  мэВ) [3] в два раза больше соответ-



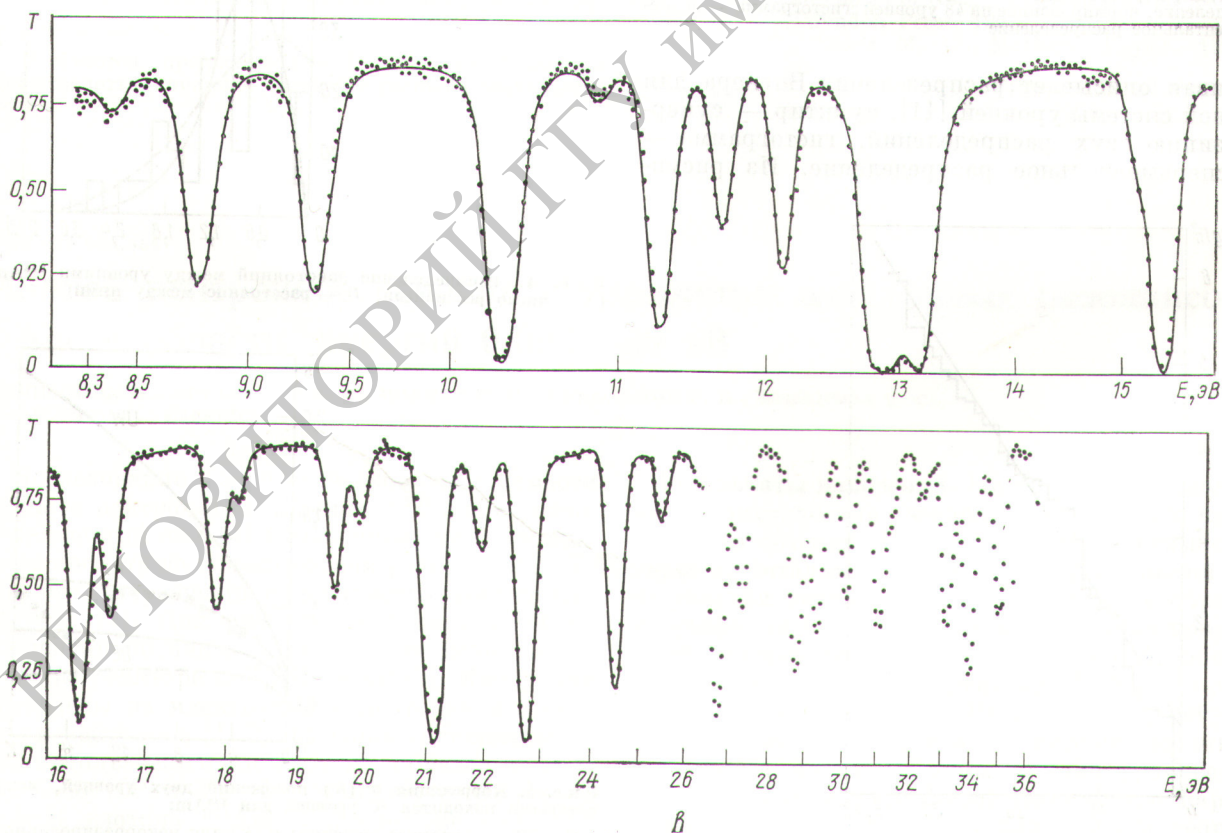
ствующих нейтронных ширин, полученных в настоящей работе для этих уровней (см. табл. 1).

Нами не подтверждается существование слабого уровня 22,011 эВ [8], полученного на образце, который в два раза «тоньше» образца, использованного в настоящей работе. Рассчитано значение полного резонансного интеграла  $I = (1740 \pm 150)$  б.

Информация о резонансных параметрах в энергетическом интервале 0,4—35 эВ позволила оценить некоторые статистические свойства ядра  $^{243}\text{Am}$ . Были вычислены среднее расстояние между уровнями  $\bar{D} = (0,71 \pm 0,10)$  эВ, средняя приведенная нейтронная ширина  $2g\bar{\Gamma}_n^0 = 0,127$  мэВ и силовая функция  $S_0 = (0,89 \pm 0,19) \cdot 10^{-4}$ . На рис. 2 дано интегральное распределение приведенных нейтронных ширин. Анализ показал [9,10], что оно соответствует распределению Портера — Томаса с числом степеней свободы  $\nu = 1,01 \pm 0,24$ . Наилучшее сов-

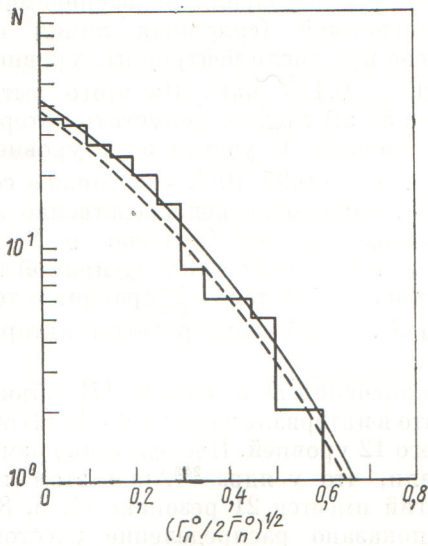
падение этого распределения с экспериментальной гистограммой (сплошная линия на рис. 2) получено при числе нейтронных уровней  $n = 55$  и  $2g\bar{\Gamma}_n^0 = 0,118$  мэВ. Из этого вытекает, что ниже 35 эВ следует допустить потерю семи слабых уровней. С учетом этих уровней  $\bar{D} = 0,62$  эВ и  $S_0 = 0,95 \cdot 10^{-4}$ , что хорошо согласуется с  $S_0$ , найденным непосредственно из экспериментальных данных (включая и  $S_0 = 0,96 \cdot 10^{-4}$ , полученное по наклону прямой из графика на рис. 3). В табл. 2 сравниваются значения  $\bar{D}$  и  $S_0$ , полученные разными авторами.

Завышение значения  $\bar{D}$  в работе [7] объясняется тем, что в интервале энергии 0—15 эВ обнаружено всего 12 уровней. Последующие измерения показали, что у ядра  $^{243}\text{Am}$  в этом интервале энергий имеется 21 резонанс [4, 5, 8]. На рис. 4 показано распределение расстояний между нейтронными уровнями: сплошная



Р и с. 1. Пропускание  $^{243}\text{Am}$ :

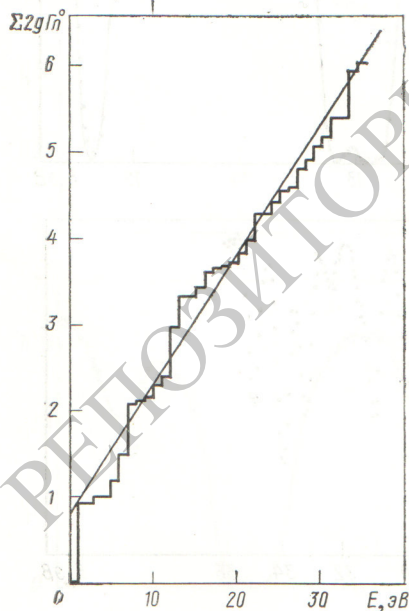
— теоретический расчет методом формы; ● — эксперимент: а — до 1 эВ; б — при 1—8 эВ; в — 8—35 эВ



Р и с. 2. Интегральное распределение приведенных нейтронных шири  $^{243}\text{Am}$  ( $N$  — число резонансов):

— — — распределение Портера — Томаса для одной степени свободы, нормированное на 55 уровней; — — — — то же распределение, нормированное на 48 уровней; гистограмма — экспериментальное распределение

кривая описывает распределение Вигнера для одной системы уровней [11], пунктир — суперпозицию двух распределений, гистограмма — экспериментальное распределение. Из рисун-



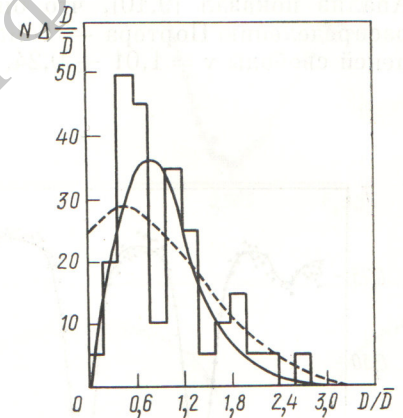
Р и с. 3. Сумма приведенных нейтронных шири  $\Sigma 2g\Gamma_n^0$  как функция энергии нейтронов. Силовая функция  $\Gamma_n^0/\bar{D}$  равна наклону прямой линии ( $S_0 = 0,96 \cdot 10^{-4}$ )

Значения  $\bar{D}$  и  $S_0$ , полученные для  $^{243}\text{Am}$

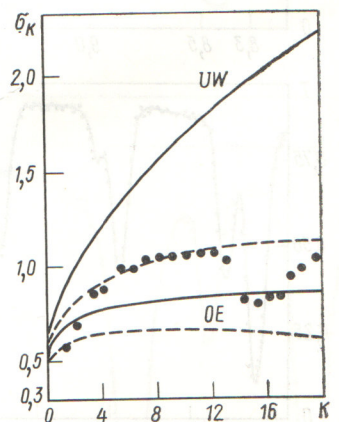
Таблица 2

$S_0 \cdot 10^{-4}$	$\bar{D}$ , эв	$E_0$ , эв	Литература
$0,84 \pm 0,25$	1,37	0—15	[7]
$0,96 \pm 0,10$	$0,67 \pm 0,06$	0—50	[8]
$0,89 \pm 0,19$	$0,71 \pm 0,10$	0,4—35	Настоящая работа

ка видно, что распределение Вигнера для одной системы уровней лучше описывает гистограмму, несмотря на то, что в ядре  $^{243}\text{Am}$  должны реализоваться две системы уровней. Если не искать в этом более глубоких физических



Р и с. 4. Распределение расстояний между уровнями  $^{243}\text{Am}$  ( $N$  — число резонансов,  $D$  — расстояние между ними)



Р и с. 5. Корреляция  $\sigma(K)$  положений двух уровней, между которыми находится  $K$  уровней для  $^{243}\text{Am}$ :

$UW, OE$  — расчетные величины  $\sigma(K)$  для некоррелированно распределения Вигнера и ортогонального ансамбля; ● — эксперимент; — — — — границы статистического разброса  $\sigma(K)$  для 50 уровней

причин\*, то сложившаяся ситуация может быть просто следствием недостаточного разрешения близко лежащих уровней или потери слабых резонансов.

Экспериментальные данные анализировались на корреляцию дальнего порядка, согласно тесту  $\Delta_3$ , предложенному Дайсоном и Мета [12] для ортогонального ансамбля. Были найдены экспериментальная величина  $\Delta_3 = 0,54$  и теоретические: для двух систем уровней  $\Delta_3 = 0,77 \pm 0,22$  и для одной системы уровней  $\Delta_3 = 0,39 \pm 0,11$ . Совпадение экспериментального и расчетного значений  $\Delta_3$  подтверждает правильность теории Дайсона — Мета, если в ядре реализуется одна система уровней. В данном случае сравнение величин  $\Delta_3$  не позволяет вынести какое-нибудь суждение об уровнях ядра  $^{241}\text{Am}$ .

На рис. 5 приведены результаты теста  $\sigma(K)$  — корреляции положения двух уровней, между которыми расположено  $K$  уровней.

Авторы выражают благодарность Ю. С. Замятину и Ю. Г. Абову за проявленный интерес к работе и полезные дискуссии, а также В. А. Са-

\* Имеется предположение [13] о существовании эффекта «отталкивания» уровней с разными значениями спина.

фонову, С. И. Бабочу, С. Н. Никольскому, Т. В. Денисовой, В. Я. Габескирия, В. М. Николаеву и Г. В. Кузнецову, которые оказывали помощь в работе на разных стадиях ее выполнения.

Поступила в Редакцию 23/VI 1975 г.  
В окончательной редакции 6/VIII 1975 г.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Калевин С. М. и др. В сб.: Труды конф. «Нейтронная физика». Ч. II. Киев, «Наукова думка», 1972, с. 267.
2. Беланова Т. С. и др. «Атомная энергия», 1975, т. 38, вып. 1, с. 29.
3. Simpson O. e. a. Report ANCR-1060, 1972.
4. Berreth J. e. a. Rep. IN-1407, USAEC, 1970, p. 66.
5. Simpson O. e. a. «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1970, v. 15, p. 569.
6. Simpson O. e. a. [4], p. 72; «Nucl. Sci. Engng», 1974, v. 55, p. 273.
7. Cote R. e. a. «Phys. Rev.», 1959, v. 114, p. 505.
8. BNL-325, Third Eddition, 1973.
9. Porter C., Thomas R. «Phys. Rev.», 1956, v. 104, p. 483.
10. Sharma H., Ram Ray. «Progr. Theor. Phys.», 1974, v. 51, p. 1642.
11. Lynn L. The Theory of Neutron Resonance Reactions. Oxford, Clarendon Press, 1968.
12. Dyson F., Mehta M. «J. Mathem. Phys.», 1963, v. 4, p. 701.
13. Wigner E. In: Statistical Properties of Nuclei. N.Y.—London, ed. by J. Garg, 1972, p. 7.

УДК 621.039.556

## Полное нейтронное сечение и параметры нейтронных резонансов $^{241}\text{Am}$ в области энергий 0,004—30 эВ

КАЛЕВИН С. М., АРТАМОНОВ В. С., ИВАНОВ Р. Н., РУКОЛАЙНЕ Г. В., БЕЛАНОВА Т. С., КОЛЕСОВ А. Г., САФОНОВ В. А.

Исследование энергетической зависимости полного нейтронного сечения  $\sigma_{n,^{241}\text{Am}}$  в интервале энергий до 8 эВ проводилось методом времени пролета на тяжеловодном реакторе ИТЭФ. Лучшее разрешение спектрометра составляло 14 нс/м [1]. Для энергии нейтронов от 8 эВ и выше аналогичные исследования были выполнены на реакторе СМ-2 НИИАР [2]. Измерения проведены на идентичных селекторах и детекторах нейтронов [1, 3]. В обоих экспериментах был использован один и тот же образец толщиной  $0,63 \cdot 10^{21}$  и  $3,3 \cdot 10^{21}$  атом/см<sup>2</sup>, содержащий 99,99% изотопа  $^{241}\text{Am}$ . Условия эксперимента и процедура обработки экспериментальных данных были одинаковыми на обоих реакторах [2].

**Результаты измерений.** На рис. 1 представлена энергетическая зависимость полного нейтронного сечения. На рис. 2 дана зависимость экспериментально полученного пропускания  $T$  от энергии нейтронов. Высокая чистота образца америция и его одноизотопный состав позволяют утверждать, что все 13 уровней, обнаруженные в области энергий 0,004—8 эВ, принадлежат ядру  $^{241}\text{Am}$ . Разрешение спектрометра позволило вычислить параметры этих резонансов методом формы по одноуровневой формуле Брейта — Вигнера. Полученные параметры были использованы для расчета теоретической кривой пропускания, представленной на рис. 2 в виде сплошной линии. Для согласо-