

ного рассеяний и интерференция между резонансами учитываются совместно.

В случае, когда в интервале группы резонансов относятся лишь к одной определенной системе, выражения для групповых характеристик, использующие приближенные многоуровневые формулы [9], можно записать в виде

$$(\Sigma_{rv}/\Sigma)^k = \eta_v^k S_v V_{k0}(\eta_v, \varphi_v, S_v); \quad (15)$$

$$\begin{aligned} (\Sigma_{r'rv}/\Sigma)^k &= \Sigma_{0v} \eta_v^k S_v (1 - S_v^2)^{-1} \times \\ &\times \{A_{r'v}[V_{k0}(\eta_v, \varphi_v, 1) - S_v^2 V_{k0}(\eta_v, \varphi_v, S_v)] + \\ &+ C_{r'v}[V_{k1}(\eta_v, \varphi_v, 1) - S_v^2 V_{k1}(\eta_v, \varphi_v, S_v)]\}, \quad (16) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} V_{k0(1)}(\eta, \varphi, S) &= \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\cos 2\varphi + x \sin 2\varphi}{1 + x^2 + \eta \cos 2\varphi + x\eta \sin 2\varphi} \right)^k \frac{x^{0(1)} dx}{1 + S^2 x^2}. \quad (17) \end{aligned}$$

Здесь $\eta_v = \frac{\Sigma_{0v}}{\Sigma_p}$; Σ_{0v} — сечение в максимуме резонанса; коэффициенты $A_{r'v}$ и $C_{r'v}$ определяются соотношениями [4, 9, 10]:

$$\begin{aligned} 4\pi(2J_v + 1)A_{r'v} &= \\ &= \frac{\Gamma_{rv}}{\Gamma_v} Z_{vv}^2(l') - 2 \sum_{v'} Z_{vv'}^2(l') \sin \varphi_{v'} \sin(2\varphi_v - \varphi_{v'}); \quad (18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 2\pi(2J_v + 1)C_{r'v} &= \\ &= \sum_{v'} Z_{v'v}^2(l') \sin \varphi_{v'} \cos(2\varphi_v - \varphi_{v'}), \quad (19) \end{aligned}$$

где $Z_{v'v}(l')$ — известные коэффициенты векторного сложения [10].

В общем случае, когда несколько систем резонансов (или несколько изотопов с резонансной структурой сечений) вносят вклад в сечение в интервале группы, групповые характеристики могут быть приближенно представлены как сумма по всем v выражений типа (15) и (16), с тем лишь изменением, что в качестве потенциального сечения в η_v должна

использоваться величина $\bar{\Sigma}_{pv} = \Sigma_p + \bar{\Sigma}'_{rv}$, где $\bar{\Sigma}'_{rv}$ — сумма средних резонансных сечений, исключая данное v [11].

В общей схеме расчета флуктуации резонансных параметров, а также температурная зависимость сечений могут быть учтены на основе известных методик [2, 12].

Приведенный метод расчета групповых констант дает результаты, близкие к полученным ранее в приближении изолированных ($S_v \ll 1$) [2, 3] и частично перекрывающихся ($S_v \approx 1$) резонансов [3, 4]. Этот метод отличается универсальностью по отношению к величине параметра S_v , возможностью учета основных деталей энергетической зависимости сечений, в частности интерференционной структуры, в резонансной области, а также сравнительной простотой практического применения.

Поступила в Редакцию 20/III 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Марчук. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961, стр. 304.
2. А. А. Лукьянов, В. В. Орлов. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 105.
3. Л. П. Абагян и др. «Групповые константы для расчета ядерных реакторов». М., Атомиздат, 1964.
4. Л. П. Абагян и др. Доклад № 357, представленный на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
5. М. Н. Николаев, В. В. Филиппов. «Атомная энергия», 15, 493 (1963).
6. М. Н. Николаев. Диссертация. МИФИ, 1965.
7. А. А. Лукьянов, В. В. Орлов. В сб. «Теория и методы расчета ядерных реакторов». М., Госатомиздат, 1962, стр. 179.
8. H. A m s t e r. In «Naval Reactors Physics Handbook». Vol. 1. DIT-7030, 1964, p. 89.
9. S. E l - W a k i l, A. L u k y a n o v. Report AEE UAR 21, 1966.
10. А. М. Балдин и др. Кинематика ядерных реакций. М., Физматгиз, 1959.
11. А. А. Лукьянов. Диссертация. МИФИ, 1963.
12. И. В. Гордеев и др. «Атомная энергия», 9, 252 (1957).

Полное нейтронное сечение Th^{230} при энергиях меньше 1 эв

С. М. КАЛЕВИН, П. Н. ПАЛЕЙ, Р. Н. ИВАНОВ, З. К. КАРАЛОВА, Г. М. КУКАВАДЗЕ,
З. П. ПЫЖОВА, Г. В. РУКОЛАЙНЕ

УДК 539.173.4:546.841

Последовательное измерение полных нейтронных сечений изотопов тория представляет интерес как для реакторостроения, так и для развития теории ядра.

До 1966 г. в тепловой области нейтронных энергий было измерено полное нейтронное се-

чение только для изотопа Th^{230} . В 1966 г. были опубликованы [1] предварительные результаты измерения полного нейтронного сечения в этой области энергий для другого изотопа тория, а именно для Th^{230} . Измерения проводились методом времени пролета на ней-

тронном прерывателе Института теоретической и экспериментальной физики [2, 3].

В работе [1] было установлено, что полное нейтронное сечение Th^{230} в тепловой точке (0,025 эв) составляет ~ 70 барн. Если учесть, что потенциальное сечение рассеяния Th^{230} по порядку величины должно лежать в интервале значений 10—20 барн, то из приведенной величины сечения следует, что сечение захвата нейтронов в тепловой точке у Th^{230} не согласуется с величиной 23 ± 1 барн, измеренной методом активации [4]. Это разногласие не явилось неожиданностью, так как результаты измерений величины σ_a , полученные в других работах методом активации и методом котлового осциллятора, имеют заметный разброс: 61 барн [5]; 28 барн, 33 барн [6]; 26 барн [7]; 21,4 барн [8]. Такой разброс данных привел к необходимости независимого измерения полного нейтронного сечения Th^{230} методом времени пролета.

Настоящая работа проведена с целью проверки полученных результатов и является продолжением работы [1].

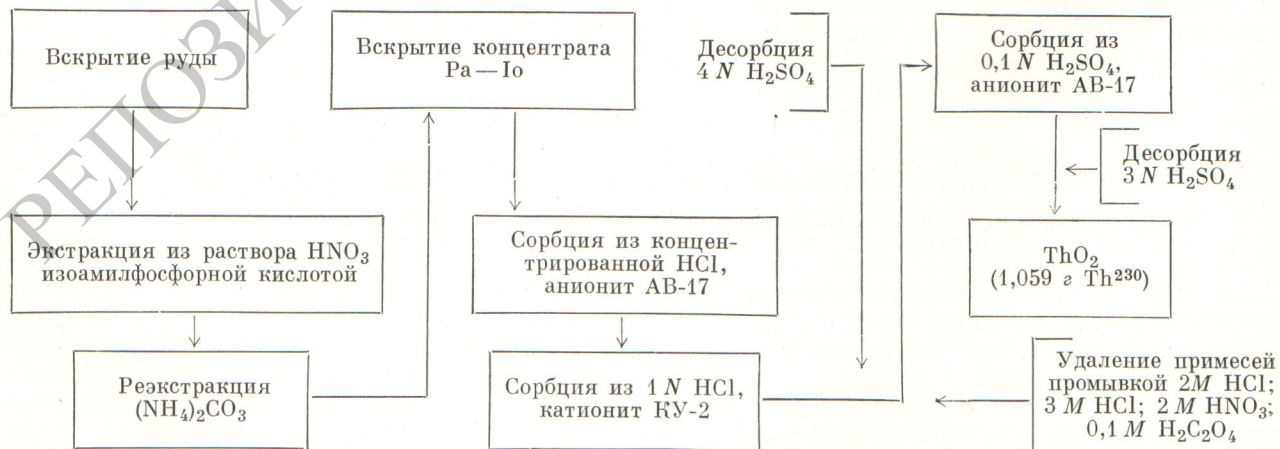
Для измерений был приготовлен новый образец тория, тщательно очищенный от примесей, особенно таких, которые имеют большое нейтронное сечение в тепловой области энергий (самарий, европий, гадолиний и т. д.). На основании результатов, полученных в работе [1], большое внимание было уделено очистке образца от циркония и гафния. Ниже описывается химический процесс выделения Th^{230} и его очистки.

В качестве исходного сырья использовался протактиний-иониевый концентрат, выделен-

ный из урановой руды путем последовательных процессов: выщелачивания, осаждения и экстракции. Выделение Th^{230} из концентрата и очистка от посторонних примесей осуществлялись с помощью ионного обмена в среде минеральных кислот на сорбентах АВ-17 и КУ-2 [9]. В результате многократных операций по анионному обмену в концентрированной солянокислой среде были отделены изотопы тория от основной массы таких элементов, как цирконий, гафний, железо, титан и пр. Дополнительная очистка Th^{230} от циркония проводилась на катионите с помощью щавелевой кислоты. Катионный обмен в солянокислой и азотнокислой средах способствовал отделению изотопов тория от урана, железа и протактиния. Очистка образца от следов марганца, редкоземельных элементов и прочих примесей проводилась с помощью ионного обмена в сернокислых средах. Основные стадии процесса выделения и очистки Th^{230} приведены на схеме.

Окончательно приготовленный образец представлял собой окись ThO_2 . Изотопный состав образца и состав примесей в нем определялись масс-спектрометрическим методом. Абсолютное содержание Th^{230} в образце определено на масс-спектрометре с помощью изотопического разбавления. В результате проведенных измерений установлено, что отношение количества Th^{232} к количеству Th^{230} в образце составляет $1,463 \pm 0,003$ и что в образце содержится $1,64 \pm 0,021$ г окиси Th^{232} и $1,12 \pm 0,011$ г окиси Th^{230} . В таблице приведены данные масс-спектрометрического анализа на содержание примесей в образце.

Схема химического выделения и очистки Th^{230} из урановой руды



Содержание примесей в образце тория

Элемент	Содержание, %	Элемент	Содержание, %
Pb, Cu, Ni	$< 10^{-5}$	Sm	$< 10^{-5}$
	$< 10^{-5}$	Eu	$< 10^{-5}$
	$< 10^{-5}$	Gd	$< 2 \cdot 10^{-4}$
	$< 10^{-5}$	Zr	$< 5 \cdot 10^{-3}$

Для определения полного нейтронного сечения Th^{230} в тепловой области энергий использовался образец толщиной $(1,90 \pm 0,057) \times 10^{21}$ атом/см². При измерениях «без образца» в нейтронный пучок помещался образец окиси Th^{232} в количестве, равном содержанию этого изотопа в исследуемом образце тория. При таком способе измерения сечение Th^{230} получалось после исправления результатов на сечение кислорода, непосредственно соединенного с Th^{230} . Сечение кислорода принималось равным $4,2 \pm 0,3$ барн [10].

При измерении образца ThO_2 в тепловой области энергий заметное влияние на пропускание оказывают эффекты, связанные с кристаллической структурой образца. В принятом методе измерения пропускания относительно окиси Th^{232} эти эффекты частично погашались. Кроме того, для сглаживания в кривой пропускания изломов, связанных с отражением под углом Брегга, исходные экспериментальные результаты, полученные с разрешением 1 мсек/м, усреднялись.

С целью контроля проводимых измерений в области энергий 0,02—0,15 эв одновременно с исследуемым образцом измерялось пропускание для окиси Th^{232} , относительно которой вычислялось пропускание Th^{230} . В этой области энергий для измерения пропускания в ней-

тронный пучок последовательно помещались исследуемый образец с содержанием Th^{230} , окись Th^{232} и пустой контейнер. В первой серии измерений образцы заменялись через 30 мин, а во второй — через 10 мин.

В результате масс-спектрометрического анализа естественного тория было установлено, что в нем содержится столько же примесей, сколько и в исследуемом ториевом образце, данные по которому приведены в таблице.

Для дополнительного контроля аппаратуры измерялось полное нейтронное сечение бора на образце D_3VO_3 , кроме того, при помощи одноканального временного анализатора измерялось полное нейтронное сечение Th^{230} при трех значениях энергии: 0,0144; 0,0253 и 0,070 эв.

Результаты измерений приведены на рис. 1 и 2. Ошибки, обозначенные на кривой 1 (см. рис. 1), включают в себя как систематические ошибки, так и статистические. Точность проведенных измерений составляет 5—8%.

На рис. 2 приведены результаты измерения полного нейтронного сечения бора.

Следует отметить хорошее совпадение данных, независимо полученных при помощи одноканального и многоканального временных анализаторов (см. кривую 1 на рис. 1), а также измеренного полного нейтронного сечения бора с табличными результатами [10]. Хорошее совпадение полного нейтронного сечения Th^{232} с опубликованными данными (см. кривую 2 на рис. 1) свидетельствует о том, что поправка на кислород, сделанная идентичным методом как при определении сечения Th^{232} , так и Th^{230} , является и в том и другом случае правильной. Однако необходимо учесть следующее. Измерение полного нейтронного сечения Th^{232} осуществлялось на образце, в котором отсут-

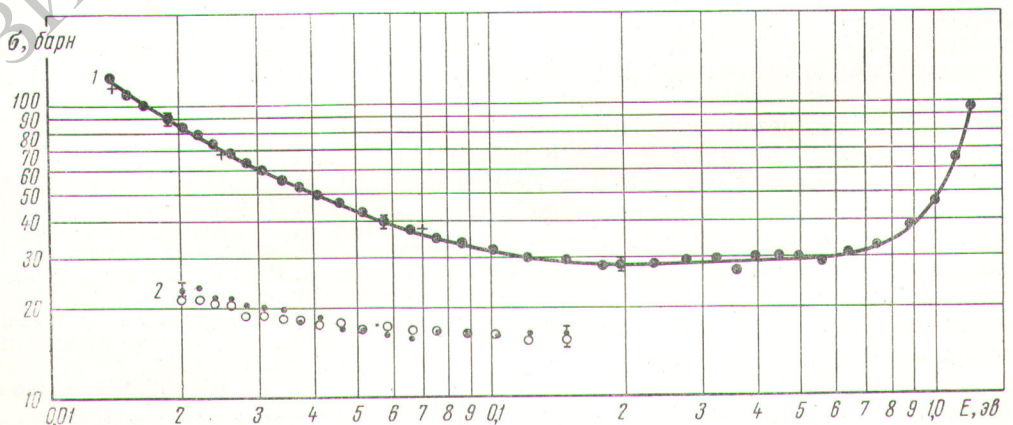
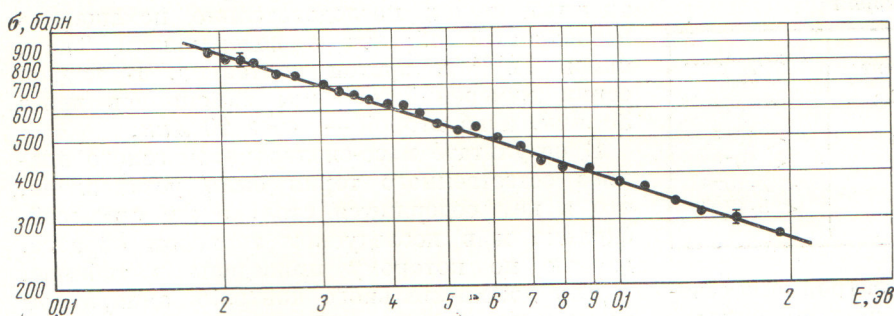


Рис. 1. Зависимость полного нейтронного сечения от энергии для Th^{230} и Th^{232} (кривые 1 и 2 соответственно):

● — данные, полученные при помощи многоканального временного анализатора; + — данные, полученные при помощи одноканального временного анализатора; ○ — опубликованные данные [10]; * — данные настоящей работы.



Р и с. 2. Зависимость полного нейтронного сечения от энергии для бора.

ствует изотопическое некогерентное рассеяние, а когерентное рассеяние определяется Th^{232} и кислородом, знаки амплитуд рассеяния у которых одинаковые (положительные). В случае измерения образца Th^{230} появляется изотопическая некогерентность. Когерентное рассеяние такого образца определяется также и амплитудой рассеяния Th^{230} , знак которой неизвестен. Так как для учета влияния указанных эффектов на кривую пропускания исследуемого образца необходимо знать знак амплитуды рассеяния у Th^{230} , в настоящей работе такой учет не проводился.

Как видно из рис. 1, величина полного нейтронного сечения Th^{230} круто поднимается в области 1 эв из-за наличия большого резонанса с энергией 1,431 эв [1, 11] и в области энергий, близких к нулю, принимая значение $70 \pm 3,8$ барн в тепловой точке ($E = 0,025$ эв). Исходя из параметров положительных нейтронного сечения в тепловой точке нельзя объяснить. Для ее объяснения необходимо ввести отрицательный уровень, причем с энергией, близкой к нулю. Корректное введение такого уровня, а также связанное с этим определение потенциального рассеяния Th^{230} будет сделано после проведения дополнительных измерений по определению параметров резонансов.

Относительно резонансов Th^{230} сейчас можно только указать, что приведенные в работе [1] уровни с энергией 1,107, 2,390 и 7,80 эв при измерениях на новом образце тория в расширенном диапазоне энергий не обнаружены, поэтому эти уровни следует считать принадлежащими гафнию.

На основании проведенных измерений можно сделать следующие выводы.

1. Нейтронное сечение Th^{230} в тепловой области энергий характеризуется наличием близко

расположенных к этой области резонансных уровней. Из этого следует, что при измерении методом активации сечения захвата необходимо учитывать отклонение сечения Th^{230} от зависимости $1/v$ и температуру нейтронов, при которой измерено сечение захвата.

2. Если считать, что основным процессом в тепловой области энергий является процесс захвата

нейтронов, то, исходя из полученного полного нейтронного сечения, величина сечения захвата в тепловой точке будет заметно больше рекомендуемого значения [4] (~ 50 и 23 барн соответственно).

Таким образом, полученные в настоящей работе результаты подчеркивают необходимость более тщательного анализа экспериментальных данных, опубликованных в литературе по измерению нейтронных сечений Th^{230} в тепловой области энергий.

Авторы признательны Ю. Г. Абову, В. Н. Андрееву, С. И. Сухоручкину, Мамдух Адип Шихата за дискуссии в ходе измерений, сотрудникам В. С. Артамонову, А. Н. Полозову, В. П. Савинову, А. С. Алпееву, принимавшим непосредственное участие в измерениях, и В. А. Михайлову за любезное оказание помощи в получении ториевого образца.

Поступила в Редакцию 2/VIII 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

- С. М. Калебин и др. Доклад № 104, представленный на конференцию по микроскопическим сечениям (Париж, 1966 г.)
- С. М. Калебин, В. В. Владимирский. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 36 (1962).
- С. М. Калебин, Г. В. Руколайне, В. В. Соколовский. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 48 (1963).
- Neutron Cross Section BNL-325. Second Edition. VIII, 1965.
- A. Jaffey, E. Hyde. ANL-4249, 1949.
- E. Hyde. ANL-4138, 1948.
- H. Romerance. ORNL-1620, 1953.
- M. Cabell. Canad. J. Phys., 36, 989 (1958).
- П. Н. Палей и др. «Ж. анал. хим.», 21, 126, 874, 950, 1133 (1966).
- И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.
- R. Coté, H. Diamond, J. Gindler. WASH-1068, 17, 1966.