

Здесь

$$\left. \begin{aligned} \frac{2ReA^*B}{\sigma_s} &= \sin \theta \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} \alpha_l P_l(\mu); \\ \frac{2ImA^*B}{\sigma_s} &= \sin \theta \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} \beta_l P_l(\mu); \\ \frac{2BB^*}{\sigma_s} &= \sin^2 \theta \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} b_l P_l(\mu); \quad F(z, \mu) = \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} F_l(z) P_l(\mu); \\ P(z, \Omega) &= e_{\varphi} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} P_l(z) P_l^1(\mu); \quad e_{\varphi} = \frac{[z\Omega]}{|[z\Omega]|}. \end{aligned} \right\} (7)$$

Из уравнений (6) получим коэффициент диффузии

$$D = \frac{1}{3\Sigma_{tr} \left[1 - hf_1 + \frac{2}{9} h^2 \frac{(\alpha_0 - \alpha_2)^2}{1 - hf_1 + \frac{h}{3} (\beta_0 - \beta_2) + \frac{h}{5} (b_1 - b_3)} \right]}. \quad (8)$$

Если, используя экспериментальные данные работ [1, 2], вычислить по формуле (8) D , а затем $\Delta D/D(\Delta D$ — изменение коэффициента диффузии за счет поляризации), то получатся следующие значения:

$$\text{для Si } E_n = 0,56 \text{ Мэв, } \frac{\Delta D}{D} \approx -0,12;$$

$$\text{для Mg } E_n = 0,24 \text{ Мэв, } \frac{\Delta D}{D} \approx -0,17.$$

Таким образом, поляризационные эффекты могут оказывать заметное влияние на процесс диффузии нейтронов. Оценка их роли в различных случаях, представляющих практический интерес, требует дополнительных расчетов, что, однако, осложнено недостатком опытных данных по поляризации.

Авторы приносят глубокую благодарность И. И. Бондаренко и П. С. Отставнову за полезные обсуждения затронутых в работе вопросов.

Поступило в Редакцию 13/II 1964 г.

В окончательной редакции 21/V 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. L a n e, A. E l w y n. Phys. Rev., **126**, 1105 (1962).
2. A. E l w y n, R. L a n e. Nucl. Phys., **31**, 78 (1962).
3. П. С. Отставнов. «Атомная энергия», **14**, 487 (1963).
4. I. L e p o r e. Phys. Rev., **79**, 137 (1950).

УДК 539.125.52

Характеристики асимптотического спектра нейтронов в уране

А. А. Малинин, Ф. Насыров, В. Ф. Колесов

Характеристики асимптотического спектра нейтронов в природном уране исследовались в ряде работ [1, 2]. Результаты этих исследований не всегда согласуются между собой.

Настоящая работа выполнена с целью уточнения характеристик асимптотического спектра в природном уране. Измерены сечения деления U^{235} , U^{238} и других спектральных индикаторов. Кроме того, проведено прямое измерение спектра нейтронов в области энергий до 0,95 Мэв.

В опытах использовалась сферическая критическая сборка с активной зоной из U^{235} (90%-ное обогащение) в урановом отражателе толщиной 30 см. Отражатель имел цилиндрическую приставку диаметром 65 см, которая увеличивала толщину отражателя с одной стороны до 100 см. Критическая сборка с приставкой размещалась в центре комнаты размером $8 \times 7 \times 4,5$ м. Для уменьшения влияния фона рассеянных от стен помещения нейтронов урановая приставка закрывалась кадмиевым чехлом.

Сечения реакций измеряли в центре приставки на расстоянии 65 см от границы активной зоны и не менее чем 32 см от ее внешних границ. В месте измерения спектр нейтронов достигал своего равновесного состояния, что устанавливалось по постоянству отношений сечений $\sigma_f(U^{235})/\sigma_f(U^{238})$ и $\sigma_f(Pu^{239})/\sigma_f(U^{238})$. Сечения измерялись ионизационными камерами малых размеров, а также активационным методом. Ошибки

измерений определялись в основном неточностью калибровок камер или погрешностями абсолютного β-счета. Значения измеренных сечений приведены в табл. 1.

Сечения реакций определены относительно сечения деления Pu^{239} , которое мало изменяется в области быстрых нейтронов. Значение сечения деления $\sigma_f(Pu^{239})$ получено прямыми измерениями на нейтронах утечки из критической сборки с толщиной уранового отражателя 30 см. Это значение с точностью до 1% совпало с величиной, полученной усреднением хода $\sigma_f(E)$ [3] по спектру, измеренному прямым способом. В результате измерений интенсивности реакции деления Pu^{239} по радиусу на расстоянии 60—70 см от границы активной зоны была определена длина диффузии L_{ac} , которая оказалась равной $9,5 \pm 0,5$ см. В табл. 2 приводятся полученные значения L_{ac} и отношения сечений различных индикаторов в сравнении с данными других работ.

Для прямого измерения асимптотического спектра нейтронов в природном уране использовался пропорциональный гелиевый счетчик, близкий по конструкции к счетчику, описанному в работе [5]. Счетчик с внутренним диаметром 52 мм и длиной рабочего объема 240 мм наполнялся He^3 и ксеноном до давления 25 и 170 см рт. ст. соответственно. Для лучшего собирания электронов к наполняющим газам добавляли небольшую примесь CO_2 . Разрешающая способность

Таблица 1

Сечения реакций для асимптотического спектра нейтронов в природном уране

Реакция	Pu ²³⁹ (n, f)	U ²³³ (n, f)	U ²³⁵ (n, f)	U ²³⁸ (n, f)	Np ²³⁷ (n, f)	Au ¹⁹⁷ (n, γ)	Pu ²⁴⁰ (n, f)	Li ⁶ (n, α)
Сечение, барн	1,78	2,98±0,12	1,85±0,07	0,0082± ±0,0004	0,133± ±0,0006	0,53±0,04	0,24±0,02	1,38±0,12

Таблица 2

Характеристики асимптотического спектра нейтронов в природном уране

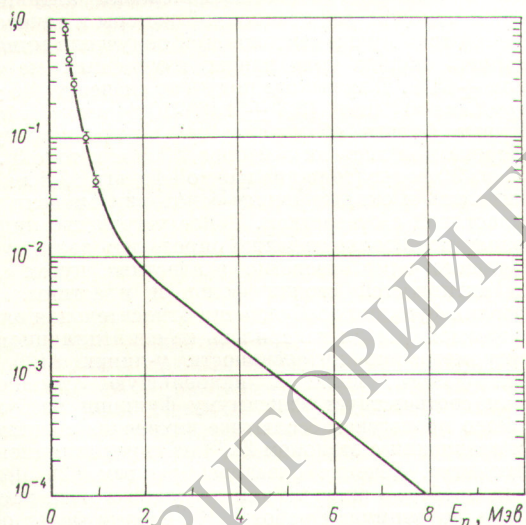
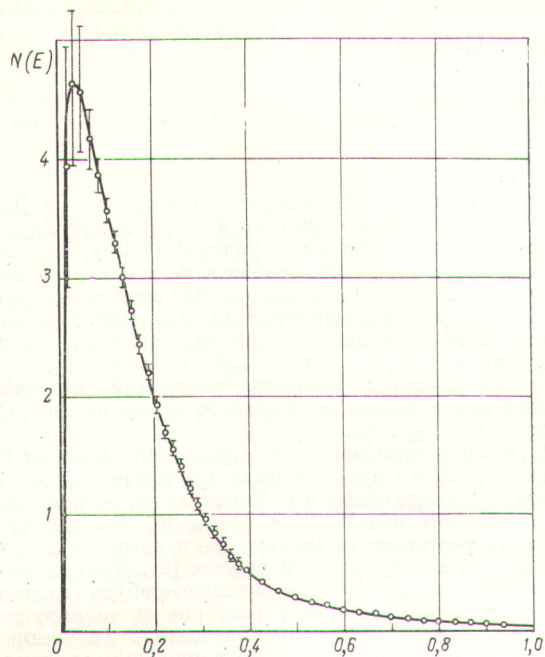
	Метод измерения	L _{ас} , см	$\frac{\sigma_f(U^{235})}{\sigma_f(U^{238})}$	$\frac{\sigma_f(Np^{237})}{\sigma_f(U^{238})}$	$\frac{\sigma_f(Pu^{239})}{\sigma_f(U^{238})}$	$\frac{\sigma_f(U^{233})}{\sigma_f(U^{238})}$	$\frac{\sigma_f(Pu^{240})}{\sigma_f(U^{238})}$	$\frac{\sigma_{n\alpha}(Li^6)}{\sigma_f(U^{238})}$	$\frac{\sigma_{n\gamma}(Au^{197})}{\sigma_f(U^{238})}$
Данные настоящей работы	Камеры Активация	9,5±0,5	227±13	16,3±0,9	218±12	365±19	29,4±2,4	168±16	— 646±6,0
Лос-Аламосская лаборатория, вне помещения [1]	Активация	9,17±0,18	238±6	15±2	—	—	—	—	—
	Радиохимический	—	240±12	—	—	—	—	—	—
	Камеры	—	243±15	14,5±0,1	250±16	—	—	—	—
Лос-Аламосская лаборатория, в помещении [1]	Камеры	—	241±13	—	—	—	—	—	—
	Активация	13,18	220±22	—	—	—	—	—	—
	Радиохимический	10,35	200±10	—	228±12	—	—	—	—
Камеры	—	210±10	15,9±0,8	—	—	—	—	—	
Аргоннская лаборатория [1]	Камеры	10,0±0,2	363±40	—	—	—	—	—	—
Ок-Риджская лаборатория [1]	Активация	9,6	336	—	—	—	—	—	—
СССР * [1]	Камеры	—	249±20	—	230	—	—	—	—
Сакле [2]	Камеры	9,5±0,5	230±10	16,4±1,2	256±45	344	—	—	—

* Пересчитаны результаты, полученные в работе [4] для обедненного урана.

спектрометра проверялась для тепловых и быстрых нейтронов с энергией 160 и 500 кэв. Во всех случаях она оказалась равной 48—50 кэв. Импульсы счетчика после усиления подавались на вход 100-канального амплитудного анализатора. Ширина канала анализатора в энергетической шкале, равная 17 кэв, определялась по известной величине амплитуды импульсов от тепловых нейтронов и по известной ширине канала анализатора.

Измерение спектра нейтронов гелиевым счетчиком, как и в случае измерений спектральными индикато-

рами, проводилось на расстоянии 65 см от границы активной зоны. В измеренное распределение импульсов по амплитудам вводилась поправка на краевой эффект в счетчике. Этот эффект определялся как расчетным путем, так и экспериментально в потоках тепловых и быстрых нейтронов. С ростом энергии нейтронов от 0 до 0,95 Мэв величина поправки для использованного счетчика увеличивалась с 9 до 26%. Кроме того, вводилась поправка на разрешающую способность спектрометра, которая была существенной для интервала энергий нейтронов до 50 кэв. Поправка на ядра отдачи



Асимптотический спектр нейтронов в естественном

уравне (спектр нормирован $\int_0^{\infty} N(E) dE = 1$).

He^3 ввиду ее малости не вводилась. Для расчета спектра нейтронов использовалась энергетическая зависимость реакции $\text{He}^3(n, p)\text{T}^3$, приведенная в работе [3].

На рисунке показан измеренный спектр нейтронов. Жесткая часть спектра нейтронов с энергией выше $0,95 \text{ Мэв}$ построена таким образом, чтобы сечения реакций деления U^{238} и Np^{237} , полученные усреднением зависимости $\sigma_f(E)$ [3] по спектру, находились в наилучшем согласии с измеренными сечениями.

Прямые измерения жесткой части спектров, близких к асимптотическому [4, 6], показали, что в области энергий больше 2 Мэв форма этих спектров остается такой же, как и для спектра деления, хотя доля жестких нейтронов в них незначительна. Для спектра, показанного на рисунке, доля нейтронов с энергией выше порога деления U^{238} ($1,1 \text{ Мэв}$) составляет всего $1,7\%$. Приведенные на рисунке ошибки измерений определяются главным образом поправками на краевой эффект, а в начальной части спектра, кроме того, и поправками на разрешающую способность спектрометра. Наиболее вероятная энергия в спектре соответствует области $\sim 50 \text{ кэв}$; средняя энергия нейтронов составляет $0,23 \pm 0,02 \text{ Мэв}$.

Данные, полученные из прямых измерений спектра и измерений с помощью спектральных индикаторов, хорошо согласуются между собой. Таким образом, для всех спектральных индикаторов значения сечений, полученные усреднением зависимостей $\sigma(E)$ [3, 7] по спектру приведенного рисунка, совпадают с измеренными сечениями с точностью не хуже 10% (см. табл. 1).

Поступило в Редакцию 8/II 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Chezem. Nucl. Sci. and Engng, 8, 652 (1960).
2. I. Campan, P. Clauzon, C. Zaleski. Physics of Fast and Intermediate Reactors. Proceedings of Fast a Seminar (Vienna, 3-11 August, 1961), SM-18/29.
3. D. Hughes, I. Harwey. Neutron Cross Section, BNL-325, 1955.
4. А. И. Лейпунский и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Докл. советских ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1958, стр. 377.
5. R. Batcheler, R. Aves, T. Skyrme. Rev. Scient. Instrum., 26, 1037 (1955).
6. Доклад № 404, представленный Англией на Первую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955).
7. D. Hughes, R. Schwartz. Neutron Cross Section. Suppl. No. 1, BNL-325, 1957.