

с двукратью магния. Облучение длилось 3 ч, измерения проводились на 3—5-й день после облучения. Обнаружены заметные различия в распределениях реакций: видны отражатели интенсивности деления выше, чем интенсивности реакции  $U^{238}(n, \gamma)$ , что связано со смягчающим спектром нейтронов. Вблизи границы воздух — вода интенсивность захватов выше из-за ужесточения спектра, вызванного утечкой резонансных нейтронов из активной зоны.

Поступило в Редакцию 30/VII 1971 г.

## Зависимость эффективной граничной энергии кадмия от температуры нейтронов

В. Н. БОГОМОЛОВ

Для разделения активаций тепловыми и надтепловыми нейтронами один и тот же образец обычно облучают без покрытия и при полном экранировании кадмием толщиной  $d^{Cd} = (0,3 \div 2)$  мм. Сечение поглощения кадмия велико при малых энергиях нейтронов и начинает резко падать, начиная с энергии  $\sim 0,3$  эв. Поэтому считают, что кадмий полностью поглощает всю тепловую часть спектра нейтронов ( $E = 0 \div 0,3$  эв) и пропускает все нейтроны с  $E > 2$  эв.

В практике эксперимента широко применяется понятие эффективной граничной энергии кадмия  $E_{Cd}$ , выше которой поглощение в незащищенном образце равно поглощению в образце, экранированном кадмием. В общем случае  $E_{Cd}$  зависит от толщины кадмиевого покрытия, энергетического и углового распределения нейтронов в области  $E > 0,3$  эв, сечения поглощения рассматриваемого образца в этой области, а также от целей измерения (активационные или измерения вкладов в реактивность отдельных элементов).

Если среда замедлителя достаточно велика и поглощение в ней отлично от нуля, но настолько мало, что для тепловых нейтронов вероятность поглощения много меньше вероятности рассеяния, то нейтроны, прежде чем поглотиться, успевают прийти в частичное равновесие со средой и образуют спектр, близкий к максвелловскому. Поэтому во многих случаях энергетическое распределение потока нейтронов в замедляющей среде достаточно большого размера с малым поглощением можно записать в виде

$$\Phi(E) = \Phi_T \frac{E}{(kT)^2} e^{-E/kT} + \Phi_{н.т} \frac{\Delta(E/kT)}{E}, \quad (1)$$

где  $\Phi_T$  и  $\Phi_{н.т}$  — постоянные, характеризующие соотношения тепловой и надтепловой частей спектра нейтронов;  $T$  — температура нейтронов, °К;  $k$  — постоянная Больцмана;  $\Delta(E/kT)$  — функция переходной области (подробно рассматривается в работах [1—4]), зависящая от свойств среды. В этом случае с достаточной точностью можно считать, что во взаимодействии с образцом, помещенным в кадмиевый чехол, принимает участие лишь часть потока нейтронов, определяемая вторым слагаемым уравнения (1). При введении  $E_{Cd}$  считаем, что поток нейтронов, прошедший через кадмиевый чехол, имеет ступенчатую форму, т. е.  $\Phi(E) \approx \frac{1}{E}$

## ЛИТЕРАТУРА

1. C. Lederer et al. Table of Isotopes. Ed 6, 1967.
2. W. Walker. Proc. conf. Nuclear Data for Reactors. (Helsinki). JAEA-CH-26/14. 1970, p. 685.
3. P. Poraet et al. Nucl. Sci. and Engng, 39, 50 (1970).
4. J. Turkstra et al. Nucl. Instrum. and Methods, 63, 269 (1968).
5. A. Bresesty et al. J. Nucl. Energy, 23, 379 (1969).

УДК 539.16.013

при  $E_{Cd} < E < \infty$  и круто спадает до 0 при  $E = E_{Cd}$  [1, 5].

Для тонкого  $1/\nu$ -детектора, находящегося в потоке нейтронов с энергетическим распределением вида (1), получено следующее выражение для эффективной граничной энергии кадмия [1]:

$$E_{Cd} = 4 \left\{ \int_0^\infty \Delta(E/kT) E_2 [\Sigma_a^{Cd}(E) d^{Cd}] \frac{dE}{E^{3/2}} \right\}^{-2}. \quad (2)$$

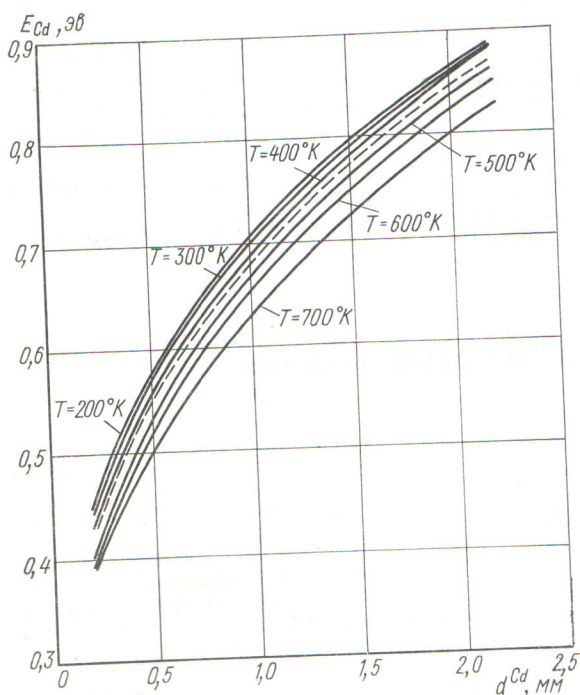
Здесь  $\Sigma_a^{Cd}(E)$  — макроскопическое сечение поглощения кадмия [6],  $E_2$  — функция Плачека второго рода [1].

Используя выражение (2), значение  $\Delta(E/kT)$  для бериллия из работы [3] и  $\Sigma_a^{Cd}(E)$  из работы [6], методами численного интегрирования можно рассчитать зависимости  $E_{Cd}$  от  $d^{Cd}$  при различных температурах нейтронов в диапазоне 100—700 °К. Аналогичные расчеты уже проводились [5], однако авторы работы использовали отличное от выражения (1) представление спектра нейтронов, что, по нашему мнению, существенно занизило влияние температуры нейтронов на  $E_{Cd}$ .

Результаты расчета в виде зависимости  $E_{Cd} = f(d^{Cd})_{T=\text{const}}$  для разных температур показывают заметное влияние температуры нейтронов на  $E_{Cd}$  (см. рисунок). При повышении температуры нейтронов значение  $E_{Cd}$  для одной и той же величины  $d^{Cd}$  уменьшается. Это происходит потому, что положение максимума функции  $\Delta(E/kT)$  (максимальное значение функции переходной области для бериллия  $\sim 1,4$  при  $\sim 8 kT$ , после этого оно плавно спадает до 1 при  $\sim 30 kT$ ) в размерности энергии не постоянно, а зависит от  $T$ .

Повышение температуры нейтронов приводит к увеличению абсциссы ( $E$ ) максимума функции  $\Delta(E/kT)$ . Поскольку кадмий пропускает нейтроны, энергия которых ниже  $30 kT$ , а числитель в выражении для спектра Ферми при  $E < 30 kT$  несколько больше единицы, то происходит частичная активация  $1/\nu$ -детектора, заключенного в кадмиевый чехол, спектром нейтронов, отличным от  $1/E$ . Сочетание этих факторов приводит к уменьшению  $E_{Cd}$  с ростом температуры нейтронов.

При снижении температуры нейтронов часть функции переходной области, отличная от единицы, практически не принимает участия во взаимодействии



Зависимость  $E_{Cd}$  от  $d_{Cd}$  для тонкого  $d_{Cd}/v$ -детектора при различных температурах нейтронов в бериллии (—) и  $D_2O$  (---).

с образцом, заключенным в кадмиевый чехол, поэтому уменьшение температуры нейтронов с 300 до 200° К слабо сказывается на  $E_{Cd}$ .

Кривые  $E_{Cd} = f(d_{Cd})$  при 100 и 200° К почти полностью совпадают. Отличие (~ 1%) заметно лишь при

$d_{Cd} < 0,5$  мм и обусловлено пропусканием нейтронов с энергией, меньшей энергии кадмиевого резонанса.

Следует отметить, что отличие в значениях  $E_{Cd}$  для спектров нейтронов с температурами 200 и 700° К при  $d_{Cd} = 0,5$  мм составляет ~ 15%, поэтому при активационных измерениях этот эффект желательно учитывать. Следует также учитывать, что если  $\Phi(E)$  описывается соотношением (1) с  $T > 750^\circ K$ , то представление спектра потока нейтронов, прошедшего через кадмиевый чехол, в виде спектра  $\sim 1/E$  с резким падением до 0 при  $E = E_{Cd}$  не имеет достаточных оснований, так как в этом случае должно быть заметным пропускание кадмием нейтронов из максвелловской части спектра.

Влияние вещества замедлителя, т. е. особенностей переходной части спектра нейтронов, на  $E_{Cd}$  иллюстрируется приведенной на рисунке для сравнения зависимостью  $E_{Cd} = f(d_{Cd})_{T=300^\circ K}$ , рассчитанной по функции переходной области для тяжелой воды [1]. Общий вид зависимости  $E_{Cd} = f(d_{Cd})_{T=300^\circ K}$  для  $D_2O$  и бериллия совпадает достаточно хорошо. Отличие объясняется разницей в функциях  $\Delta(E/kT)$ , использованных для расчета  $E_{Cd}$ .

Поступило в Редакцию 5/VII 1971 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. Бекурц, К. Виртц. Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1968.
2. C. Westcott. Effective Cross Sections for Well-Moderated Thermal Reactor Spectra. AECL-1101 (1960).
3. В. Н. Богомолов, Л. А. Чернов. «Атомная энергия», 30, 543 (1971).
4. M. Coats. Neutron Time of Flight Methods. Brussels, Euratom, 1961.
5. H. Brown, T. Connolly. Nucl. Sci. Engng 24, 6 (1966).
6. Бюллетень информационного центра по ядерным данным. Вып. III (приложение). М., Атомиздат, 1967.

## Литиевые сцинтиллирующие стекла для регистрации нейтронов

Н. Ф. ОРЛОВ, Н. З. АНДРЕЕВА, В. Ф. ГЕРАСИМОВ, В. С. ЗЕНКЕВИЧ, С. С. МОСКАЛЕВ

УДК 539.1.074.83

В нейтронной спектрометрии по методу времени пролета используются литиевые сцинтиллирующие стекла [1, 2].

С 1960 г. в Государственном оптическом институте были начаты работы по отработке промышленной технологии варки сцинтиллирующих стекол с литием. В настоящей работе изложены результаты исследования характеристик таких стекол.

Для идеального сцинтиллятора, процессы в котором носят чисто статистический характер, и идеального ФЭУ с большим коэффициентом умножения относительная квадратичная дисперсия амплитуды импульсов на выходе ФЭУ определяется соотношением [3]  $\Delta^2 = \frac{M}{A_0}$ ,

где  $A_0$  — средняя амплитуда;  $M$  — средний коэффициент умножения. В реальном случае систематические флюктуации, вызванные неоднородностью поглощения света в кристалле, неравномерным распределением активатора вдоль треков частиц, неравномерной чувстви-

тельностью фотокатода и т. п., приводят к отклонению от этой закономерности. Величину этого отклонения можно использовать для оценки качества сцинтиллятора (или сцинтиллятора и ФЭУ). Для этого значения  $A_0$  и  $\Delta$  определяются из измерений амплитудных распределений импульсов сцинтилляционного детектора при регистрации исследуемыми образцами стекол тепловых нейтронов в стандартной геометрии.

Для уменьшения времени установления стабильного режима ФЭУ и получения устойчиво воспроизводимых результатов в момент включения ФЭУ на него временно подавалось напряжение, превышающее рабочее на 1—1,5 кВ. В этих условиях разброс амплитуд импульсов при многократных включениях не превышал ~ 3%.

Амплитудные спектры измерялись с помощью ФЭУ-49. Образцы стекол помещались в контейнеры из тефлона, который являлся отражателем света. Применение тефлона уменьшает амплитуду сигнала по сравнению с окисью магния не более чем на 10%