

Для сравнения расчетных и экспериментальных результатов была принята следующая нормировка. Групповые потоки как в эксперименте, так и в расчете были приведены к одному и тому же значению потока в группе нейтронов источника (энергия 14,1–14,2 МэВ) в точке, лежащей на внутренней поверхности раздела соль — воздух. Значение потока нейтронов в этой пространственной точке определяется практически только расстоянием до источника, которое равно 60 мм. Такая нормировка позволяет привести расчетные и экспериментальные спектры к одной интенсивности источника нейтронов. Как видно из рисунка, расчет удовлетворительно воспроизводит форму энергетического спектра нейтронов, восстановленного по результатам активационных измерений. Наблюдающееся расхождение в значениях групповых потоков, которое для ближайшей к источнику точки ($r = 76$ мм) составляет ~40%, находится в пределах суммарной погрешности восстановления спектра и расчета. В заключение отметим, что в настоящей работе продемонстрирована возможность восстановления энергетического спектра нейтронов по

результатам активационных измерений в области энергии 1–14 МэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крамер-Агеев Е. А., Трошин В. С., Тихонов Е. Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М., Атомиздат, 1976.
2. Шкурпелов А. А., Зинченко В. Ф., Левин Б. А. «Атомная энергия», 1978, т. 44, вып. 4, с. 352.
3. Золотарев К. И. и др. Там же, 1979, т. 46, вып. 2, с. 96.
4. Марин С. В., Марковский Д. В., Шаталов Г. Е. Препринт ИАЭ-2832. М., 1977.
5. Новиков В. М. и др. «Атомная энергия», 1979, т. 47, вып. 2, с. 127.
6. Новиков В. М. и др. Препринт ИАЭ-3165. М., 1979.
7. Фам Зуи Хсен. «Атомная энергия», 1977, т. 42, вып. 5, с. 414.
8. McElrow W., Kellogg L. «Nucl. Technol.», 1975, v. 25, N 2, p. 180.

Поступило в Редакцию 02.07.79

УДК 621.039.54

Выбор оптимального спектра при активации ТВЭлов нейтронами для задачи контроля по запаздывающим нейтронам

МАКСЮТЕНКО Б. П.

Отличие относительных выходов групп запаздывающих нейтронов или их относительных выходов от чистых предшествующих у разных делящихся веществ дает возможность определить концентрацию этих веществ в смеси. Учитывая, что выход какой-либо группы пропорционален числу ядер данного вещества и его сечению деления, по обычному правилу смешения можно найти отношение Y_m выхода m -й группы к выходу первой группы для смеси k веществ по формуле

$$Y_m = \frac{\sum_{i=1}^{k-1} Y_{mi} L_i M_i \eta_i + (1 - \sum_{i=1}^{k-1} \eta_i) Y_{mk} L_k M_k}{\sum_{i=1}^{k-1} M_i L_i \eta_i + (1 - \sum_{i=1}^{k-1} \eta_i) L_k M_k}, \quad (1)$$

где Y_{mi} — отношение выхода m -й группы к выходу первой группы i -го вещества; L_i — отношение выхода первой группы i -го вещества к выходу первой группы вещества, произвольно пронумерованного первым; M_i — отношение сечения деления i -го вещества к сечению деления первого вещества; η_i — концентрация i -го вещества. Значение L_i практически не зависит от энергии нейтронов E в интервале (0–4) МэВ, а M_i является функцией энергии.

Рассмотрим на примере бинарной смеси, как зависит точность определения концентрации от энергии активирующих нейтронов. Для двухкомпонентной смеси уравнение (1) запишется так:

$$Y_m = \frac{Y_{m1} \eta_1 + Y_{m2} X (1 - \eta_1)}{\eta_2 + X (1 - \eta_1)}, \quad (2)$$

где $X = L_2 M_2$.

Поскольку $Y_m(\eta_1)$ есть гипербола, уравнение (2) удобнее представить в системе асимптотических осей:

$$Y'_m \eta' = \frac{(Y_{m2} - Y_{m1}) X}{(1 - X)^2}, \quad (3)$$

где $Y'_m = Y - Y_{ac}$; $\eta' = \eta - \eta_{ac}$.

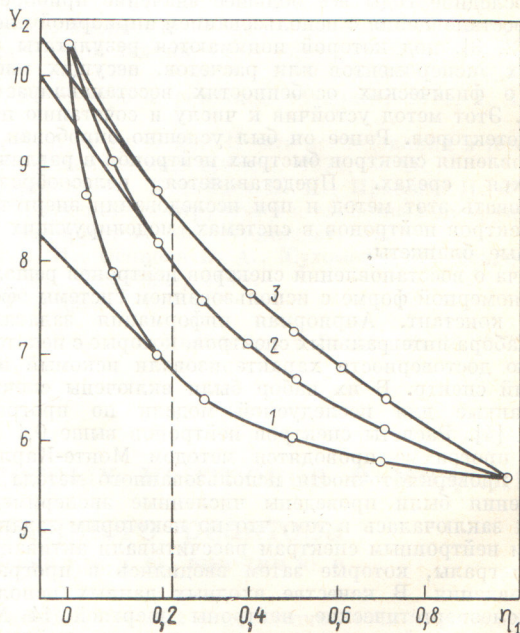
Назовем разрешением минимальную разность процентного содержания $\Delta\eta$ одного и того же вещества в двух смесях, которую можно отличить по относительному выходу групп. Относительные выходы при двух заданных

концентрациях считаются различными, если

$$|Y'_m{}^{(2)} - Y'_m{}^{(1)}| \geq \Delta Y'_m{}^{(1)} + \Delta Y'_m{}^{(2)}.$$

Здесь $Y'_m{}^{(2)}$ и $Y'_m{}^{(1)}$ — относительные выходы m -й группы запаздывающих нейтронов при концентрациях первого делящегося вещества $\eta_1^{(1)}$ и $\eta_1^{(2)}$, а $\Delta Y'_m{}^{(1)}$ и $\Delta Y'_m{}^{(2)}$ — соответствующие им средние квадратические абсолютные погрешности. Полагая эти погрешности равными, получим выражение для разрешения

$$\Delta\eta = \frac{2\Delta Y_m}{\partial Y'_m / \partial \eta'} \quad (4)$$



Зависимость отношения выхода второй группы запаздывающих нейтронов к первой для смеси $^{235}\text{U} - ^{238}\text{U}$ от концентрации ^{235}U при $E = 1,35$ (1); 1,70 (2); 2,0 (3) МэВ: \circ — эксперимент; — — — произвольно выбранная концентрация $\eta = 0,23$

или

$$\Delta\eta = - \frac{2 \Delta Y_m}{Y_{m2} - Y_{m1}} \frac{[(\eta - 1)X - \eta]^2}{X} \quad (5)$$

Минимальное значение второго множителя уравнения (5), т. е. наилучшее разрешение достигается при

$$X = \eta / (1 - \eta), \quad (6)$$

и поэтому при наилучшем разрешении шаг по оси η будет равен

$$\Delta\eta' = \frac{8 \Delta Y_m}{Y_{m2} - Y_{m1}} \eta (1 - \eta). \quad (7)$$

Таким образом, установлено, что наилучшее разрешение при данной концентрации вещества достигается при вполне определенном значении X , пропорциональном отношению сечений деления и поэтому являющемся функцией энергии активирующих нейтронов. Поскольку строго моноэнергетических источников не существует, можно оценить и допустимую ширину спектра, продифференцировав уравнение (6),

$$\Delta X = \Delta\eta / (1 - \eta)^2. \quad (8)$$

Практически мы никогда не имеем дела с топливом реакторов, состав которого не был бы приблизительно известен, поэтому можно заранее найти отношение сечений деления и указать, для какой смеси какие источники могут быть использованы.

Три кривые на рисунке изображают отношение выхода второй группы к первой в зависимости от концентрации

^{235}U для смеси $^{235}\text{U} - ^{238}\text{U}$ при трех различных значениях энергии нейтронов. Для произвольно выбранной концентрации $\eta = 0,23$ наклон касательных дает значение $\partial Y' / \partial \eta'$, что по уравнению (4) должно привести к наилучшему разрешению для кривой 2. На этом же рисунке видно, что при малой концентрации ^{235}U градиент изменения относительного выхода особенно велик (более 70% приходится на интервал 0—20%). Именно на этом участке и может быть получено наилучшее разрешение. Пороговые вещества дают такую возможность выбора. Для некоторых сочетаний двух веществ (например, $^{235}\text{U} - ^{239}\text{Pu}$) отношение сечений деления в широком диапазоне практически постоянно, и такая особая точка отсутствует, но при этом ширина спектра источника может быть очень большой.

В заключение надо отметить, что для активации твэлов наиболее приемлем диапазон энергии нейтронов 0,2—4,0 МэВ. Более низкая энергия из-за больших сечений деления может дать сведения о концентрации только во внешних слоях твэлов, а более высокая неприемлема, так как в результате реакций типа (n, nf) в малом диапазоне энергии быстро меняются отношение выходов групп, что может вызвать осложнения в расчетах.

Аналогичным способом определяются условия выбора оптимальной энергии и для многокомпонентной смеси.

Поступило в Редакцию 02.07.79
В окончательной редакции 29.10.79

УДК 539.1.074.3:548.55:546.33.15.683

Влияние гамма-излучения на собственное разрешение кристаллов иодистого натрия, активированных таллием

ВИНОГРАД Э. Л., ГУРЕВИЧ Н. Ю., ЦИРЛИН Ю. А.

В настоящее время сцинтилляционные спектрометры на основе кристаллов NaI(Tl) широко применяются в условиях воздействия переменных температурных и радиационных полей. Эксплуатация приборов в таких условиях приводит к изменению их спектрометрических характеристик. Так, известно, что облучение детекторов на основе кристаллов NaI(Tl) рентгеновским и γ -излучением уменьшает световой выход [1—3]. Это обусловлено ухудшением прозрачности кристаллов по отношению к свету собственной люминесценции [4—6]. Цель настоящей работы — выяснение влияния γ -излучения на собственное разрешение r детекторов на основе кристаллов NaI(Tl) после облучения их в интервале температуры 20—100°С и определение факторов, обуславливающих изменение r .

Исследования проводили на сцинтилляционных детекторах серийного производства размером 40 × 40 и 40 × 80 мм. Облучение образцов осуществляли радионуклидами ^{137}Cs при мощности дозы 1 Гр/ч. Температура образцов в процессе облучения поддерживалась постоянной с помощью ультрагермостата НВЕ. Собственное разрешение детекторов измеряли в соответствии с работой [7].

На рис. 1 показано изменение собственного разрешения кристаллов NaI(Tl) в зависимости от дозы γ -излучения при нормальной температуре. Из приведенных данных видно, что ухудшение r происходит монотонно с насыщением в области доз ≈ 1 Гр. Обнаружено существенное различие в относительном изменении собственного разрешения на разных образцах кристаллов, выращенных по одной технологии и имеющих одинаковые размеры.

Данные о влиянии температуры на относительное изменение r детекторов после облучения их дозой 1 Гр приведены на рис. 2. Характер зависимостей $\Delta r(D)$ и $\Delta r/r_0(T)$ (см. рис. 1, 2) совпадает с характером зависимостей окрашиваемости кристаллов NaI(Tl), $\Delta\tau/\tau_0(D)$

и $\Delta\tau/\tau_0(T)$, приведенных в работе [5]. Этот факт свидетельствует в пользу того, что радиационные повреждения, обуславливающие ухудшение собственного разрешения образцов, связаны с уменьшением их прозрачности к свету собственной люминесценции.

Проведены параллельные измерения r и изменения прозрачности к свету с длиной волны $\lambda \approx 410$ нм по методу, описанному в публикации [8], для детекторов, изготовленных по одной технологии и облученных одной дозой γ -излучения (1 Гр). Результаты этих измерений свидетельствуют о том, что, несмотря на существенный разброс в значениях $\Delta r/r_0$, у всех исследованных кристаллов радиационное изменение прозрачности практически совпа-

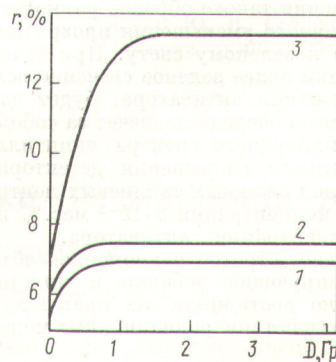


Рис. 1. Зависимость собственного разрешения детекторов размером 40 × 40 мм на основе кристаллов NaI(Tl) от дозы γ -облучения при мощности дозы 1 Гр и температуре 20°С: 1, 2, 3 — образцы, изготовленные по одной технологии