

меру с исследуемым газом, оставалось неизменным (50 мм), варьировалось только давление газа в камере. Калибровка детектора по энергии проводилась по методике, предложенной в работе [13]. Измерения осуществлялись при давлении газа выше 30 торр, что позволило пренебречь эффектом плотности [14].

Сравнение результатов эксперимента с расчетными данными, полученными путем аналитического интегрирования выражения (3), приведено на рисунке. Средние значения энергий и масс осколков для легкой и тяжелой групп были взяты из работы [15], а потенциалы ионизации — из [16]; причем для водорода величина I составляла 17 эв, для гелия — 42 эв. Следует заметить, что при расчете целесообразнее использовать значения I , измеренные экспериментально, но для приближенной оценки можно применить и полуэмпирическую формулу $I = Z_2 (9,76 + 58,8Z_2^{-1,19})$, предложенную в работе [16].

Как видно из рисунка, теоретическая кривая энергии — пробег хорошо согласуется с данными эксперимента в пределах ошибки последнего. Расхождение в начальной части пробега, которое не превышает 10%, обусловлено, по-видимому, нелинейной зависимостью dE/dx от v в этой области, поэтому здесь для более точного описания процесса торможения целесообразно использовать второе приближение [7].

Проведено также сравнение рассчитанных по формуле (3) значений dE/dx с данными работы [17], полученными на основании относительных тормозных способностей для различных ионов и сред и усредненных экспериментальных данных. Значения dE/dx на линейном участке для средних тяжелого и легкого осколков ($^{39}\text{Y}^{89}$ и $^{56}\text{Ba}^{138}$) отличаются от табличных не более чем на 10%. Еще лучшее согласие (~ 5%) получено для отношения тормозных способностей в H_2 и He .

Анализ работ [2—11] показал, что формула (3) лучше, чем выражение (2), описывает потери энергии осколками не только в легких, но и в тяжелых тормозящих средах. Заметим, что для последних целесообразнее использовать среднюю энергию возбуждения внеш-

них электронных оболочек, так как именно они в основном взаимодействуют с осколком при далеких столкновениях.

Поступило в Редакцию 28/VI 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Бор. Прохождение атомных частиц через вещество. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
2. P. Mulas, R. Axtmann. Phys. Rev., 146, 296 (1966).
3. Ф. Насыров, С. В. Линева. «Атомная энергия», 20, 464 (1966).
4. J. Lindhard, M. Scharff. Phys. Rev., 124, 128 (1961).
5. J. Lindhard et al. Kgl. danske vid. selskab. Mat.-fus. medd., 33, 14 (1963).
6. С. М. Соловьев, В. П. Эйсмонт. «Атомная энергия», 27, 293 (1969).
7. R. Müller, F. Gönnerwein. Nucl. Instrum. and Methods, 91, 357 (1971).
8. M. Moore, L. Miller. Phys. Rev., 157, 1049 (1967).
9. S. Kahn, V. Fergue. Phys. Rev., 163, 290 (1967).
10. P. Hvelplund, B. Fastrup. Phys. Rev., 165, 408 (1968).
11. В. С. Кессельман. «Атомная энергия», 24, вып. 6 (1968).
12. V. Fergue, S. Kahn. Nucl. Instrum. and Methods, 48, 94 (1967).
13. C. Fulmer. Phys. Rev., 108, 113 (1957).
14. H. Schmitt et al. Phys. Rev., 137, B831 (1965).
15. J. Milton, J. Fraser. Canad. J. Phys., 40, 1626 (1962).
16. В. К. Ермилов и др. ЖЭТФ, 56, вып. 5 (1969).
17. L. Northcliffe, R. Schilling. Nucl. Data Tables, A7, No. 3—4 (1970).

Методика измерений начального отношения вероятностей захвата и деления в твэлах без их разрушения

УДК 539.172.4

Л. Н. ЮРОВА, А. В. БУШУЕВ, А. Ф. КОЖИН, В. В. ЧАЧИН

Обычно для определения начальных характеристик активной зоны реактора используют различные индикаторы, помещая их внутрь твэлов. В ходе эксперимента производится калибровка образцов, их загрузка в специальные разборные твэлы и выгрузка. Если бы удалось получить информацию о ядерных реакциях прямо из γ -спектров облученных твэлов, то существенно снизилась бы трудоемкость эксперимента и появилась возможность избежать систематических ошибок, вызванных местными возмущениями спектра нейтронов вблизи образцов.

Проведенные исследования показали, что γ -линии, принадлежащие продуктам реакции U^{238} (n, γ), можно выделить на фоне осколков, если использовать измерительную систему с высоким разрешением — Ge(Li)-спектрометр. Энергии γ -квантов и абсолютный выход на распад для продуктов реакции U^{238} (n, γ) следующие: U^{239} ($T_{1/2} = 23,5$ мин) — 75 кэв (51%); Np^{239} ($T_{1/2} =$

$= 23,5$ дня) — 106 кэв (23%), 209 кэв (4%), 228 кэв (12%) и 278 кэв (14%) [1]. При измерениях с использованием твэлов небольшого диаметра (до 10—12 мм) из горючего пониженной плотности (например, двуокиси урана) влияние самопоглощения может быть скомпенсировано выбором специальной геометрии измерений.

В описанных ниже опытах был использован Ge(Li)-детектор объемом 6,2 см³. Разрешение системы составляло 5,5 кэв для линии 662 кэв Cs^{137} и 3,8 кэв для линии 122 кэв Co^{57} .

Наилучшие результаты могут быть достигнуты при измерениях с линией 278 кэв Np^{239} , что определяется следующими факторами:

1) начиная со второго дня после облучения спектр осколков под этим пиком и вблизи него имеет равномерный характер, поэтому можно точно отделить эффект от фона;

2) среди интенсивных линий Np^{239} указанная линия имеет наибольшую энергию, поэтому с наименьшими потерями может давать информацию об интенсивности реакции в объеме твэла;

3) энергия этой линии практически совпадает с энергией квантов, испускаемых калибровочным источником Nd^{147} ($E_\gamma = 279$ кэВ), что позволяет с большой точностью (до 1—1,5%) определить абсолютную эффективность спектрометра и проводить измерения абсолютного числа накопленных в образце ядер нептуния.

В спектрах облученных урановых образцов рядом с линией 278 кэВ Np^{239} наблюдается пик 293 кэВ, принадлежащий Ce^{143} — продукту реакции деления. Так как энергии линий близки, они почти одинаково ослабляются ураном. По интенсивности этих пиков можно судить об относительных вероятностях реакций захвата в U^{235} и деления в твэлах.

Вероятность образования Ce^{143} при делении U^{235} тепловыми нейтронами равна $5,67 \pm 0,12$ [2]. То же значение сохраняется при делении в различных реакторных спектрах [3]. Выход γ -квантов 293 кэВ составляет 49% на распад [1]. Была произведена новая оценка периода полураспада Ce^{143} и получена величина $T_{1/2}(Ce^{143}) = 32,1 \pm 0,4$ ч. Ce^{143} и его предшественники по цепочке радиоактивных превращений в отличие от некоторых других продуктов деления практически не перемещаются по твэлу и не покидают объема образца. Перечисленные свойства позволяют использовать Ce^{143} в качестве индикатора скорости реакции деления.

Измерения интенсивности линий в спектрах облученных твэлов представляют более трудную задачу, чем проводившиеся ранее аналогичные измерения с использованием тонких урановых образцов [4, 5]. Спектр выходящего из твэла излучения сильно деформирован вследствие самопоглощения и комптоновского рассеяния квантов в материале твэла и генерации рентгеновского излучения. Свой вклад в общий фон вносит излучение продуктов α -распада изотопов урана.

Были исследованы γ -спектры твэлов, облученных в различных реакторных системах на тепловых нейтронах, в течение 2—6 ч. Характеристики твэлов (диаметр, плотность, обогащение) существенно различались. Полученные спектры представлены на рис. 1.

Опыты показали, что, используя германиевый спектрометр даже с относительно невысокими параметрами, приближенно вышеприведенным, можно во всех случаях находить в спектрах твэлов γ -линии 278 кэВ Np^{239} и 293 кэВ Ce^{143} и произвести оценку их интенсивности. В второе обстоятельство, препятствующее получению правильной информации в опытах без разрушения, является самопоглощением излучения внутри твэла. Известно, что продукты реакций $U^{238}(n, \gamma)$ и $U^{235}(n, f)$ распределены по диаметру твэла неравномерно и по-разному. Первая реакция наиболее интенсивно идет в тонком поверхностном слое. В глубине твэла из-за резонансной абсорбции ее вероятность сильно снижается. Интенсивность деления U^{235} в наружных слоях тоже меньше, чем во внутренних, однако изменяется значительно меньше.

В данной работе усилия были сосредоточены на разработке методики, применимой для измерений с использованием твэлов из UO_2 . Такие твэлы обычно имеют диаметр 5—12 мм.

Задачу выравнивания вероятности регистрации излучения можно решить экспериментально, задавая различные распределения источников по диаметру модели твэла и анализируя спектры выходящего наружу излучения.

В качестве материала для моделей твэлов удобно использовать свинец. Специальные измерения показали, что массовые коэффициенты ослабления UO_2 (плотность $9,9$ г/см³) и свинца при $E_\gamma = 278$ кэВ близки и равны соответственно $5,5 \pm 0,1$ и $5,2 \pm 0,1$ см⁻¹.

Были изготовлены комплекты свинцовых стерженьков с диаметрами 8, 10, 12 мм. В комплект входили пять стерженьков с внутренними каналами, параллельными оси и смещенными от нее на различное расстояние. Диаметр каналов 0,7 мм. Во время опыта в него помещали источник Np^{239} , который представлял собой узкую

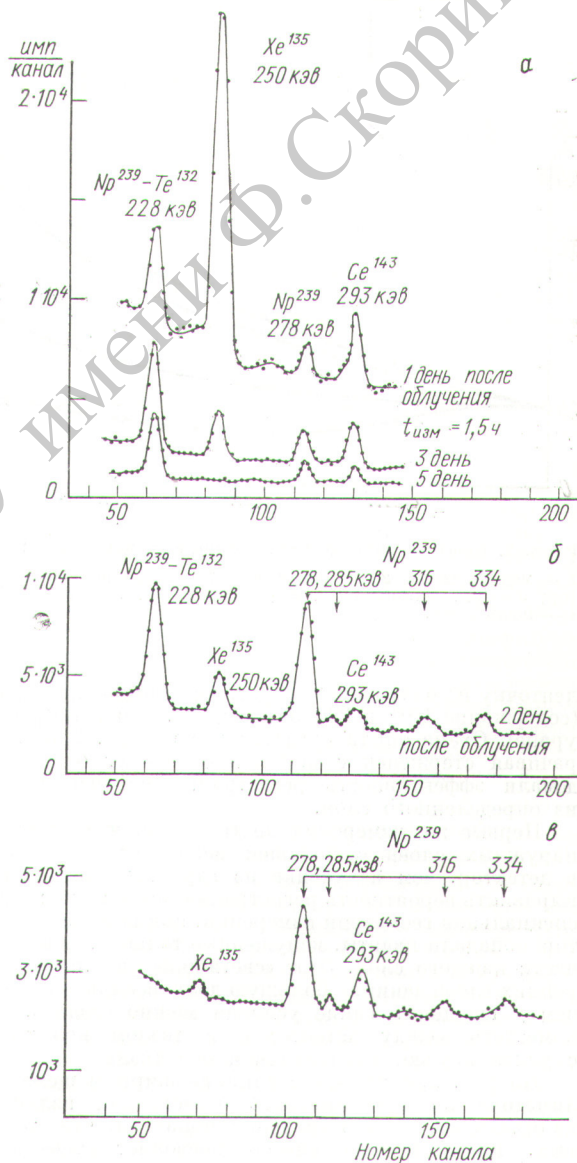


Рис. 1. Гамма-спектры твэлов:

а — твэл 10%-ного обогащения (уран + 10% магния); б — твэл естественный (уран металлический); в — твэл 2%-ного обогащения (двуокись урана).

Был проделан контрольный опыт с твэлами, набранными из таблеток UO_2 2%-ного обогащения. Диаметр таблеток 10,2 мм, плотность около 10 г/см^3 . После облучения проводили измерения относительной интенсивности пиков $293 \text{ кэВ } Ce^{143}$ и $278 \text{ кэВ } Np^{239}$ в спектрах, полученных: 1) с использованием коллиматора, параллельного оси твэла (ширина щели 2,7 мм); 2) без коллиматора; 3) от отдельной таблетки (с торца). Чтобы излучение с боковой поверхности не попадало в детектор, таблетку окружали свинцовым кольцом.

Последний опыт давал сведения об истинном отношении вероятностей реакций, так как на его результаты не влияло распределение продуктов реакции по диаметру твэла. Данные первого и третьего опытов совпали с точностью 2%, что находилось в пределах ошибок измерений. В опыте без коллиматора было получено отношение вероятностей реакций $U^{238}(n, \gamma)/U^{235}(n, f)$, на 16% превышавшее истинное. Таким образом, было экспериментально подтверждено, что, используя коллиматор, можно правильно определять отношение $U^{238}(n, \gamma)/U^{235}(n, f)$ непосредственно из измерений с использованием твэлов без их разрушения.

Обработка спектров производилась на ЭВМ М-220. Использовалась программа «Аргамс», с помощью которой можно определить площади пиков (нелинейным методом наименьших квадратов) и периоды их распада.

На рис. 3 в качестве примера показаны измеренные распределения реакций $U^{238}(n, \gamma)$ и $U^{235}(n, f)$ в твэле критической уран-водной сборки. Материал твэла — дисперсная композиция урана 10%-ного обогащения

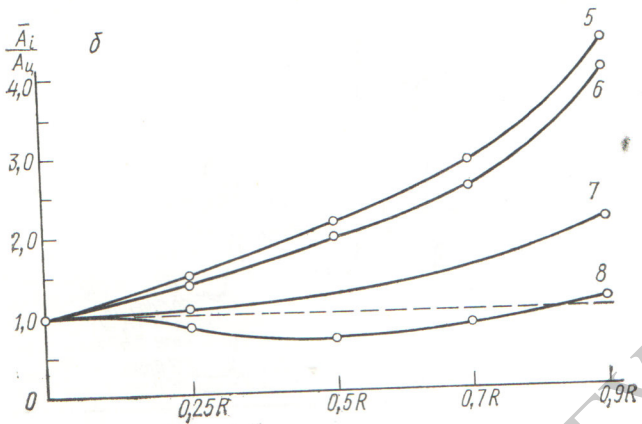
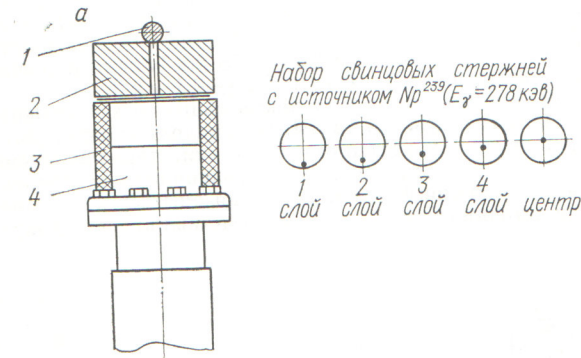


Рис. 2. Опыт по компенсации самопоглощения в твэле:
1 — модель твэла; 2 — коллиматор; 3 — подставка; 4 — детектор; 5 — без коллиматора; 6 — щель 7 мм; 7 — щель 4 мм; 8 — щель 2 мм.

ленточку из облученного в реакторе обедненного урана (содержание U^{235} в 230 раз меньше, чем в природном уране). Схема опыта представлена на рис. 2, а. Поворачивая стерженек с источником вокруг оси, исследовали эффективность регистрации излучения Np^{239} из определенного слоя.

Первые же измерения подтвердили, что излучение наружных слоев с большей вероятностью попадает в детектор, чем излучение из глубины твэла. Чтобы выравнить вероятность регистрации, была использована специальная геометрия измерений, при которой в детектор попадали кванты, испущенные только с некоторой части каждого слоя. Этот «светящийся» участок у внутренних слоев занимал большую долю всей поверхности, чем у внешних. Такие условия можно создать, если поместить между детектором и твэлом коллиматор с узкой щелью, параллельной оси твэла.

На рис. 2, б показано влияние ширины щели коллиматора на эффективность регистрации излучения из отдельных слоев. Измерения показали, что, во-первых, предложенный способ позволяет существенно выравнить эффективность и, во-вторых, для каждого диаметра модели существовала своя определенная ширина щели, при которой происходило наилучшее выравнивание: при изменении диаметра с 12 до 8 мм оптимальная ширина щели увеличивалась с 2,1 до 2,9 мм.

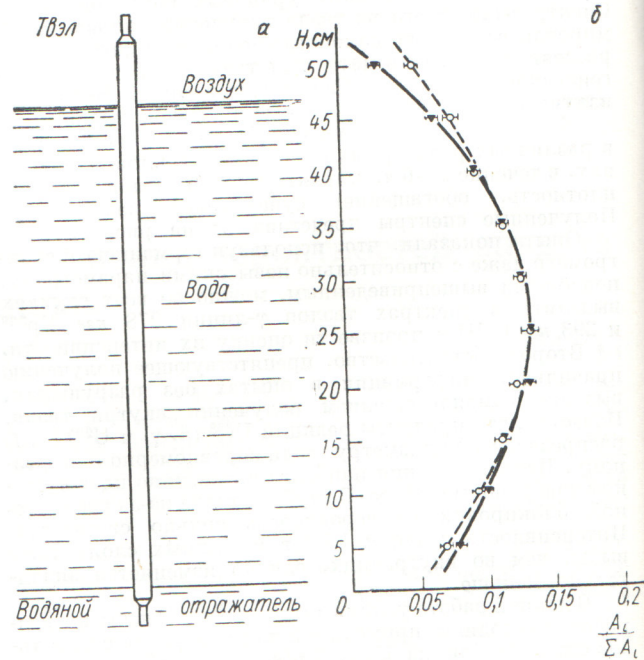


Рис. 3. Распределение вероятностей реакций по твэлу (а — схема; б — результат):

○ — захват в U^{238} ; ▼ — деление U^{235} .

с диоксидом магния. Облучение длилось 3 ч, измерения проводились на 3—5-й день после облучения. Обнаружены заметные различия в распределениях реакций: величина отражателя интенсивности деления выше, чем интенсивность реакции $U^{238}(n, \gamma)$, что связано со смягчением спектра 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.

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. Popa 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).

Зависимость эффективной граничной энергии кадмия от температуры нейтронов

В. Н. БОГОМОЛОВ

УДК 539.16.013

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 исследуемого 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 выскочить, 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

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

где Φ_T и $\Phi_{n.t}$ — постоянные, характеризующие соотношения тепловой и надтепловой частей спектра нейтронов; k — температура нейтронов, °К; E — энергия нейтрона; $\Delta(E/kT)$ — 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} считают, что поток нейтронов, прошедший через кадмиевый чехол, имеет ступенчатую форму, т. е. $\Phi(E) \approx \frac{1}{E}$

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

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

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

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 занижало влияние температуры нейтронов на E_{Cd} .

Результаты расчета в виде зависимости $E_{Cd} = f(d^{Cd})_{T=const}$ 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 $1/v$ -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