

Рис. 3. Зависимость интенсивности рентгеновского излучения от толщины мишени при энергии протона $E_0 = 1,4$ МэВ для Ag (а) и Cu (б): — — расчет по формуле (6); ○ — эксперимент [8]

по формуле

$$\lg \sigma = \sum_{n=0}^7 A_n \lg^n (E m_e / m_p E_0); \quad \sigma = E_q^2 \tilde{\sigma}(E) / Z_1^2,$$

приведенной в работе [5], которая аппроксимирует с погрешностью $\sim 1\%$ таблицу сечений Гарсия [6]. Значения коэффициентов A_n приведены в работе [5]. На рис. 1 показана зависимость функции $Q(\xi_0, a) / Q(\xi_0, 0) = M(\mu_0, a)$ от ξ_0 ; $M(\mu_0, a)$ определяет долю излучения, выходящего из мишени. С ростом энергии протона доля излучения, выходящего из мишени, значительно уменьшается из-за того, что толщина слоя, в котором образуются ионизованные атомы, значительно возрастает, и выходящее из глубоких слоев излучение оказывается сильно ослабленным в результате поглощения его лежащими выше слоями вещества. Поскольку коэффициент ослабления излучения μ пропорционален $Z^2 \lambda^3$ [7], длинноволновое излучение оказывается более ослабленным, чем коротковолновое, т. е. мишень работает как фильтр излучения, возникающего внутри нее. Так как пробег протона (иона) пропорционален $Z^{1/2}$, параметр $a \propto Z^{3/2} \lambda^3$, поэтому доля излучения, выходящего из мишени, состоящей из тяжелых элементов, значительно меньше, чем для мишеней из легких элементов.

Численный анализ показывает, что функцию $Q(\xi_0, a)$ можно представить в виде

$$Q(\xi_0, a) \approx Q(\xi_0, 0) \exp(-\beta a). \quad (5)$$

Значения β как функции ξ_0 приведены в таблице. Аналитическое выражение (5) хорошо аппроксимирует функцию в диапазоне энергии от 0,01 до $0,2 E_{\text{макс}}$ для всех значений

Зависимость β от ξ_0

| ξ_0 | $\beta \cdot 10^{-3}$ | ξ_0 | $\beta \cdot 10^{-3}$ |
|---------|-----------------------|---------|-----------------------|
| 0,08 | 5,5 | 0,32 | 52 |
| 0,12 | 13 | 0,4 | 77 |
| 0,2 | 22 | | |

параметра a и в диапазоне энергии от 0,2 до $0,4 E_{\text{макс}}$ при $a \leq 5$.

С помощью рассчитанной и табулированной функции $Q(\xi_0, a)$ была построена зависимость интенсивности K_α -излучения алюминия, никеля и ниобия от энергии протона и проведено сравнение с экспериментальными данными работы [8] (рис. 2). Различие расчетных и экспериментальных значений интенсивности K_α -излучения можно, по-видимому, объяснить неточностью исходных данных сечений ионизации и погрешностями эксперимента.

На рис. 3 показаны рассчитанные и экспериментальные зависимости интенсивности от толщины мишени. Зависимость интенсивности от мишени толщиной d вычислялась по формуле

$$I_i(d) = k \omega_q p j q \frac{N_A \rho Z_1 a \sigma_{\text{макс}} \sin \Psi}{A E_q^2 \mu_i} \times [Q(\xi_0, a) - e^{-\mu_i d / \sin \Psi} Q(\xi_d, a)], \quad (6)$$

где $\xi_d = E_d / E_{\text{макс}}$; E_d — энергия протона (иона) на выходе из пленки толщиной d . После расчета значения функции $Q(\xi_0, a)$ были найдены ее значения при ξ_0 и ξ_d . Универсальная функция $Q(\xi_0, a)$ позволяет быстро оценить интенсивность излучения в зависимости от состава, толщины образца и энергии протона с погрешностью не хуже 10%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коляда В. М., Зайченко А. К., Дмитренко Р. В. Рентгеноспектральный анализ с ионным возбуждением. М., Атомиздат, 1978.
2. Блохин М. А., Блохин С. М. «Заводск. лаборатория», 1977, т. 43, № 12, с. 1452.
3. Готт Ю. В., Явлинский Ю. Н. Взаимодействие медленных частиц с веществом и диагностика плазмы. М., Атомиздат, 1973.
4. Northcliffe L., Shilling R. «Nuclear Data», 1970, v. A7, N 3, p. 458.
5. Reuter W. e.a. «J. Appl. Phys.», 1975, v. 46, N 7, p. 3194.
6. Garcia J., Fortner R., Kavanagh T. «Rev. Mod. Phys.», 1973, v. 45, N 2, p. 111.
7. Блохин М. А. Физика рентгеновских лучей. М., Гос-техтеориздат, 1953.
8. Maryse Poncet e.a. «Analysis», 1975, v. 3, N 6, p. 283.

Поступило в Редакцию 05.02.79

УДК 546.11.02.3:621.039.6

Экспериментальное определение коэффициента воспроизводства трития

ЕВГРАФОВА Д. И., ЕРШОВА З. В., КАПЫШЕВ В. К., САХАРОВ В. И.

Одной из главных характеристик работы бланкета термоядерного реактора является коэффициент тритиевого воспроизводства K_T [1—8]. Известны многочисленные

расчеты K_T , однако экспериментальные работы в этом направлении начали проводиться лишь в последние годы [6—10].

Основная трудность при проведении экспериментов заключается в сравнительно небольших потоках нейтронов существующих нейтронных источников энергией 14,1 МэВ и, как следствие, в малых количествах и низких концентрациях трития, получаемого в этих экспериментах, что делает крайне затруднительным его определение известными методами с удовлетворительной точностью. Геометрическая аппроксимация мишеней нейтронных генераторов, создающая неудобства при сравнении экспериментальных и расчетных результатов, также затрудняет исследование в этой области.

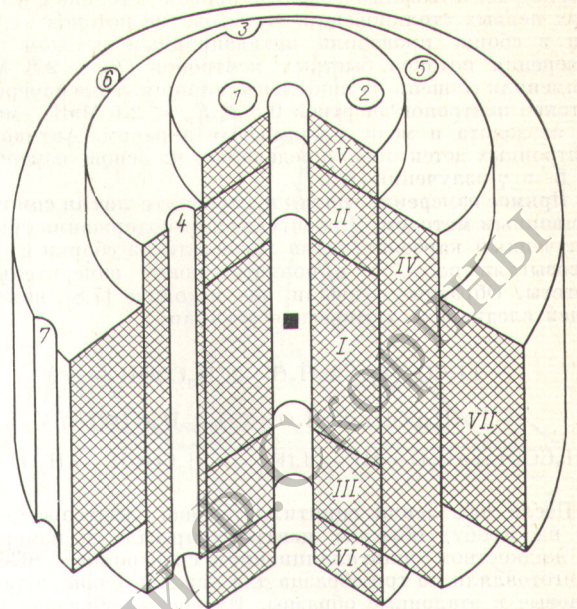
В настоящее время выделяются два принципиальных направления в разработках композиций материалов blankets термоядерного реактора — с делящимися материалами и без них [1—4]. Для уменьшения радиационных повреждений предлагается смягчить спектр термоядерных нейтронов и приблизить его к спектру нейтронов деления быстрых реакторов [3], т. е. в blankets с делящимися материалами в случае смягчения спектра быстрых нейтронов плазмы зона, воспроизводящая тритий, будет подвергаться действию нейтронов, спектр которых близок спектру нейтронов деления реакторов-размножителей. Это позволит использовать для экспериментального определения K_T ^{252}Cf , нейтронный спектр которого близок к спектру нейтронов деления быстрых реакторов.

В настоящей работе изложены результаты определения накопления трития, образующегося в карбонате лития при его облучении калифорниевым нейтронным источником. Пространственное распределение трития, накопившегося в карбонате лития, определяли как расчетами, так и экспериментально. Коэффициент тритиевого воспроизводства, рассчитанный по двухгрупповой теории с учетом двух первых столкновений, равен 0,35.

Облучение соли. Карбонат лития облучали калифорниевым источником с начальным потоком нейтронов $(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^8$ нейтр./с. В качестве литийсодержащего материала применяли карбонат лития (3% ^6Li). Карбонат лития был помещен в семь герметично запаиваемых коаксиальных цилиндров (рис. 1) из нержавеющей стали. В сборке цилиндры аппроксимировали сферу, в центре которой помещался точечный калифорниевый источник нейтронов. Размеры цилиндров приведены в таблице.

Радиус сферической сборки совпадал с толщиной первой литиевой зоны blanketа гибридного термоядерного реактора [11]. Вся сборка помещалась в бак размером 800×800 мм и высотой 1115 мм и заливалась парафином.

В литийсодержащей сборке располагалось семь вертикальных каналов диаметром 18 мм для экспериментальных пеналов. Стенка первого пенала, обращенного к источнику, находилась на расстоянии одного сантиметра от источника. Расположение семи пеналов обеспечивало перекрытие всего радиуса сборки, причем они располагались так, что на прямом пролете нейтрона находилось не более одного пенала. В экспериментальные пеналы помещали карбонат лития и детекторы нейтронов (^{58}Ni , ^{27}Al , ^{197}Au и ^{63}Cu),



Р и с. 1. Конструкция сборки с карбонатом лития для облучения нейтронами деления ^{252}Cf : I—VII — цилиндры; 1—7 — экспериментальные каналы; ■ — калифорниевый источник; заштрихованная область — Li_2CO_3

причем нуклиды золота и меди с кадмиевым экраном и без него.

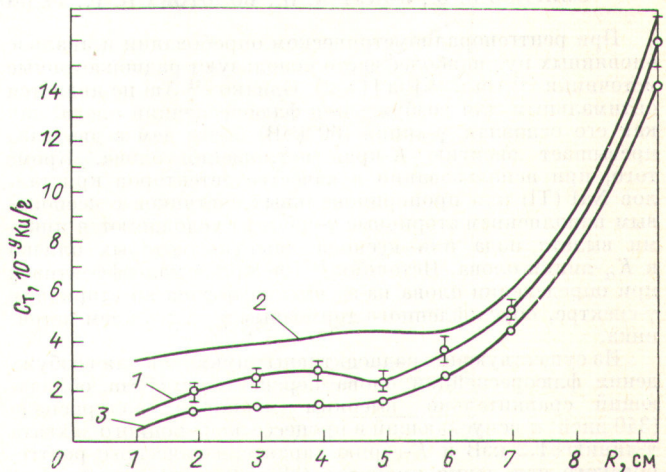
Для более точного определения K_T тритий, нарабатываемый в карбонате лития, анализировали в два этапа. Первое измерение трития проводили после 4 мес облучения; тритий анализировался только из экспериментальных каналов. Наряду с анализом трития измеряли характеристики нейтронных активаторов [10].

Карбонат лития, заключенный в самих коаксиальных цилиндрах, облучали в течение 16 мес. За это время на основе данных первого этапа [10] были уточнены спектр и пространственное распределение нейтронов в сборке и сделана корреляция расчетов по малогрупповой методике.

Расчет нейтронных потоков и накопления трития в сборке. Нейтронные потоки ^{252}Cf в литийсодержащей

Размеры цилиндров сборки с литиевой солью

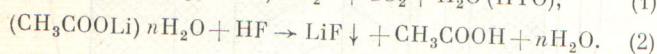
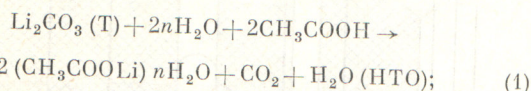
| Параметр | Цилиндр | | | | | | |
|-------------|------------|------|------|-----|-----|----|-----|
| | I | II | III | IV | V | VI | VII |
| Высота, мм | 76,8 | 32,5 | 32,5 | 140 | 20 | 20 | 81 |
| Диаметр, мм | внешний | 78 | 78 | 78 | 139 | 78 | 78 |
| | внутренний | 17 | 17 | 17 | 79 | 17 | 17 |



Р и с. 2. Зависимость концентрации трития от радиуса сборки: 1 — измерения сцинтилляционным методом; 2 — расчет по двум группам; 3 — расчет на основе активации детекторов

сборке рассчитывали по малогрупповой методике с учетом двух первых столкновений. Определение потоков нейтронов в сборке проводили активационным методом. Для измерения потоков быстрых нейтронов ($E_n \geq 2,6$ МэВ) применяли мишени из никеля и алюминия, а для измерения потоков нейтронов энергией $0,5 \leq E_n < 2,6$ МэВ — мишени из золота и меди с кадмиевым экраном. Активность нейтронных детекторов определялась на основе измерений их β - и γ -излучений [10].

Прямое измерение трития в карбонате лития сцинтилляционным методом. Для определения содержания трития облученный карбонат лития извлекали из сборки и расфасовывали по 0,7 г в полиэтиленовые измерительные кюветы. Образцы готовили по методике [7,8], включающей следующие химические реакции:



После добавления сцинтиллирующего раствора (до 2) мл на пробу) образцы центрифугировали и измеряли на жидкостном сцинтилляционном спектрометре SL-300. Приготовляли по три образца для каждой пробы, а также фоновые и эталонные образцы. Измерение образцов проведено с погрешностью не более 7% при доверительной вероятности 0,95.

В отличие от работы [10] расчет кривой 2 (рис. 2) по двум группам (малогрупповая методика) был проведен с учетом фактора плотности для карбоната лития. Прямое экспериментальное определение концентрации накопленного трития (I) достаточно хорошо согласуется со значениями, рассчитанными на основе данных по активации детекторов нейтронов (3). Наличие «впадины» на кривой 1 при $R = 5$ см можно объяснить отклонением реальной экспериментальной сборки от идеальной сферы, принятой в расчетах.

Резкое увеличение концентрации трития в сборке для $R > 6$ см, скорее всего, следствие того, что парафин, как сильный замедлитель, генерирует тепловые нейтроны в экспериментальную литиевую сборку, основное количество этих нейтронов поглощается граничным слоем карбоната лития (сечение ядерной реакции ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$ в тепловой области равно 945 б).

Данные нейтронно-активационного анализа и измерения трития, наработанного в карбонате лития за разное время облучения и выдержки, показали правильность значений начального потока нейтронов калифорнийского источника и отсутствие значительной диффузии трития из соли. На основе экспериментальных данных распределения концентрации трития по радиусу экспериментальной сборки рассчитан коэффициент тритиевого воспроизводства $K_T = 0,33$, что согласуется с результатом, рассчитанным по двухгрупповой методике (0,35).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Велихов Е. П. и др. В кн.: Труды Всесоюз. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов. Том 1. Л., изд. НИИЭФА, 1977, с. 5.
2. Leonard B. «Nucl. Techn.», 1973, v. 20, p. 161.
3. Conn R. e.a. «Nucl. Techn.», 1975, v. 26, p. 125.
4. Abdou M., Wittenberg L., Maynard C. «Nucl. Techn.», 1975, v. 26, p. 400.
5. Поуз Д. «Успехи физ. наук», 1972, т. 107, вып. 1, с. 106.
6. Spangler P. Report 437, 1965, Cambridge.
7. Dierckx R. «Nucl. Instrum. Methods», 1973, v. 107, p. 397.
8. Herzog R., Kugpers L., Cloth P. e.a. «Nucl. Sci. Engng», 1976, v. 60, p. 169.
9. Bachmann H. e.a. Ibid., 1978, v. 67, p. 74.
10. Евграфова Д. П. и др. [1], т. 2, с. 309.
11. Kotov V. V., Shatalov G. E. In: Proc. US-USSR Symp. Fusion-Fission Reactor. Livermore, 13—16 July 1976.

Поступило в Редакцию 30.01.79

УДК 550.835.41

О возможности использования источника ${}^{145}\text{Sm}$ для рентгенорадиометрического опробования оловянных руд

СМИРНОВ В. В., ОЧКУР А. П., БОЛОТОВА Н. Г., ГЕДЕОНОВ А. Д., ЛЕМАН Е. П., МИТОВ В. Н., ШУВАЛОВ Б. Н.

При рентгенорадиометрическом опробовании и анализе оловянных руд наиболее часто используют радиоизотопные источники ${}^{241}\text{Am}$ и ${}^{147}\text{Pm}$ [1—2]. Однако ${}^{241}\text{Am}$ не является оптимальным для возбуждения флуоресценции олова, так как его основная γ -линия (60 кэВ) более чем в два раза превышает энергию K -края поглощения олова. Кроме того, при использовании в качестве детекторов кристаллов NaI (Tl) или пропорциональных счетчиков с ксеноновым наполнением вторичные γ -спектры усложняются пиками вылета пода или ксенона, энергия которых близка к K_{α} -линии олова. Источник ${}^{147}\text{Pm}$ также малоэффективен при определении олова из-за высокого фона во вторичном γ -спектре, обусловленного тормозным γ -излучением источника.

Из существующих радиоактивных нуклидов для возбуждения флуоресценции олова перспективен ${}^{145}\text{Sm}$, обладающий сравнительно высоким периодом полураспада (340 дней) и испускающий в процессе электронного захвата γ -линию 61,2 кэВ и K -серию характеристического рентгеновского излучения прометия (38 кэВ). Тем не менее до настоящего времени не опубликовано сведений об эффективном использовании ${}^{145}\text{Sm}$ в рентгенорадиометрическом анализе, что обусловлено, по-видимому, трудностями полу-

чения этого нуклида с достаточно высокой удельной активностью и необходимой степенью чистоты.

Нуклид ${}^{145}\text{Sm}$ образуется по реакции ${}^{144}\text{Sm}(n, \gamma){}^{145}\text{Sm}$ при нейтронном облучении окиси самария Sm_2O_3 , обогащенной ${}^{144}\text{Sm}$ [3—4]. В получаемом соединении наряду с основным ${}^{145}\text{Sm}$ присутствуют примеси долгоживущих радионуклидов с высокоэнергетическим γ -излучением. Высокое содержание этих примесей (27,6%) препятствует практическому использованию полученного ${}^{145}\text{Sm}$ в качестве источника низкого моноэнергетического излучения [3, 4]. В связи с этим были проведены идентификация долгоживущих радиоактивных примесей, присутствующих в облученной окиси самария, и выделение из смеси радионуклидов радиохимически чистого ${}^{145}\text{Sm}$.

Для получения ${}^{145}\text{Sm}$ обогащенную до 92,4% ${}^{144}\text{Sm}$ окись самария (14,5 мг) облучали в потоке тепловых нейтронов с плотностью $8,4 \cdot 10^{13}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ в течение 30 дней. Анализ γ -спектра облученного соединения после длительной выдержки показал, что в нем в значительном количестве присутствуют только радионуклиды европия (${}^{152}\text{Eu}$, ${}^{154}\text{Eu}$ и ${}^{155}\text{Eu}$). Таким образом, получение радиохимически чистого ${}^{145}\text{Sm}$ сводится к очистке облученного соединения от микропримесей европия. Очистка облученной