

для коэффициента утечки атомов из-под оболочки (0,3—1,0) · 10⁻⁵ сек⁻¹.

На основании рассмотрения экспериментального материала за период двухгодичной эксплуатации АЭС показано отсутствие влияния радиоактивности газо-

образных выбросов на изменение активности объектов внешней среды на фоне глобальных выпадений.

(№ 315/4827. Статья поступила в Редакцию 30/IV 1968 г., аннотация — 3/III 1969 г. Полный текст 0,55 а. л., 4 табл., 8 библиографических ссылок.)

Применение релаксометра для калориметрии реакторных излучений

Б. А. БРИСКМАН, В. Д. БОНДАРЕВ, Ю. В. МАТВЕЕВ

При использовании излучений реактора одной из основных задач дозиметрии является раздельное определение вкладов отдельных видов излучений в суммарную поглощенную дозу. Наличие данных о составе доз дает возможность определять радиационные эффекты в облучаемых системах и пересчитывать полученные значения доз в некоторых материалах на заданные материалы.

В настоящее время для этого, как правило, измеряют мощности поглощенных доз в материалах, резко отличающихся по своим ядернофизическим характеристикам взаимодействия с компонентами смешанного излучения [1]. Однако этот метод связан с весьма существенными погрешностями, особенно в области относительно небольших (менее 50%) вкладов той компоненты излучения, чувствительность к которой резко отличается для выбранных материалов.

В работе [2] изложены принципы нового метода определения состава поглощенных доз — метода релаксометра, основанного на различии коэффициента линейного ослабления отдельных видов излучений в выбранном материале. Показано, что поскольку форма температурного поля в датчике заданной геометрии зависит от показателя экспоненты ослабления, то анализ температурного поля позволяет получить данные и о составе поглощенной дозы. В качестве материала датчика (прямоугольный параллелепипед высотой 150 мм и сечением 5 × 5 см) был принят полиэтилен. В работе [3] нами было показано, что для поглощенных доз γ -излучения водо-водяного реактора линейный коэффициент ослабления дозы $\mu_\gamma = 7,0$ м⁻¹, а для быстрых нейтронов того же спектра $\mu_n = 20$ м⁻¹ (для полиэтилена). На основе этих величин были рассчитаны поля температур в датчике релаксометра, которые дали возможность выбрать в качестве критерия, связывающего вид температурного поля с составом дозы, величину

$$a = \frac{(t_n - t_k)^2}{(t_c - t_n)(t_c - t_{cp})},$$

Влияние движения ядер среды на затухание нейтронного импульса

А. А. КОСТРИЦА, Е. И. НЕЙМОТИН

Рассматривается влияние скорости и однородного потока изотропно рассеивающих ядер на изменение скалярной плотности N_0 и средней квадратичной скорости $\langle v^2 \rangle$ нейтронного газа, образованного импульсным изотропным источником нейтронов. Средняя скорость нейтронов источника $\langle v_0 \rangle$.

где t_n, t_k, t_c, t_{cp} — температуры на передней грани, задней грани, в центре датчика и окружающей среды соответственно. В качестве параметра при этом используется величина $h = \alpha/\lambda$, где α — коэффициент теплоотдачи; λ — коэффициент теплопроводности материала датчика. При практическом использовании критерия a вводятся поправки на температурную и дозовую зависимости теплопроводности полиэтилена, газовыделение в полиэтилене и диаметр экспериментального канала.

Анализ погрешности предложенного метода показал, что его точность существенно выше точности раздельного метода определения состава дозы при вкладе нейтронной компоненты менее 50%. Метод использовался для определения состава поглощенных доз в различных материалах при облучении в каналах водо-водяного ядерного реактора при вкладе нейтронной компоненты в полиэтилен 10—55%. Одновременно с определением состава дозы производилось измерение мощности дозы по перепаду температур в датчике. В опытах мощность дозы изменялась от 4 до 30 Мрад/ч, а ошибка измерения не превышала $\pm 5\%$. Результаты измерений мощности и состава дозы с помощью релаксометра и адиабатных калориметров хорошо согласуются между собой.

(№ 316/5113. Статья поступила в Редакцию 15/X 1968 г., аннотация — 9/IV 1969 г. Полный текст 0,45 а. л., 6 рис., 8 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Proksch, H. Bildstein. Atomkernenergie, Н. 11/12, 431—436 (1964).
2. Б. А. Брискман и др. В сб. «Тепло- и массоперенос». Том 7, Минск, Изд-во «Наука и техника», 1968.
3. Б. А. Брискман, В. П. Савина. «Атомная энергия», 24, 6 (1968).

УДК 539.125.523.5

В случае односкоростного источника нейтронный импульс $\frac{Q}{4\pi} \cdot \frac{\delta(v-v_0)}{v^2} \delta(t-t_0)$ затухает со временем согласно формуле

$$N_0 = \frac{Q\theta(\xi)}{2v_0\xi^2} \left\{ [1+\xi |1-\gamma_0|] e^{-\xi |1-\gamma_0|} - \right.$$

$$- [1 + \xi (1 + \gamma_0)] e^{-\xi (1 + \gamma_0)} \}, \quad (1)$$

где $\gamma_0 \equiv \frac{u}{\langle v_0 \rangle}$; $\xi \equiv \langle v_0 \rangle \Sigma_a (t - t_0)$.

При $\Sigma_a = \text{const}$ движение ядер среды создает тенденцию к ускоренному затуханию нейтронного импульса по сравнению с $e^{-\xi}$. Однако при больших ξ затухание происходит медленнее, чем в случае $u = 0$ (для $\gamma_0 < 2$). Это объясняется свойствами спектра нейтронов.

В частности, при $u > \frac{v_0}{2}$ угловое распределение постепенно приобретает вид конуса. Из всех нейтронов N_0 выделяется часть нейтронов N^* , движущихся только в сторону движения среды. Кроме того, имеется уменьшающийся со временем фон из частиц, движущихся во всевозможных направлениях. При $\xi \approx 3$ большинство нейтронов оказываются увлеченными потоком. Из числа увлеченных нейтронов, в свою очередь, медленнее всего падает плотность частиц, формирующих конус, раствор которого определяется соотношением

$$\mu \geq \frac{\sqrt{2\gamma_0 - 1}}{\gamma_0}, \quad (2)$$

где μ — косинус угла между u и скоростью нейтрона. Следует отметить, что конус излучения может возникнуть при $\gamma_0 > 0,5$ при локальном или распределенном

стационарном источнике направленного излучения, а также на больших расстояниях от изотропного излучающего источника.

В случае источника с максвелловским распределением по скоростям в среде устанавливается довольно сложное распределение нейтронов, где скалярная плотность

$$N_{0M} = \frac{Q\Phi(\kappa)}{2\gamma} e^{-\gamma^2} \{ e^{(\kappa+\gamma)^2} (\kappa+\gamma) [1 - \Phi(\kappa+\gamma)] - e^{(\kappa-\gamma)^2} (\kappa-\gamma) [1 - \Phi(\kappa-\gamma)] \}, \quad (3)$$

причем $\kappa \equiv \frac{\sqrt{\pi}}{4} \xi$; $\gamma \equiv \frac{u}{\rho}$; $\rho \equiv \langle v_0 \rangle \frac{\sqrt{\pi}}{2}$; $\Phi(x)$ — интеграл ошибок.

Величина N_{0M} затухает в среднем медленнее, чем $e^{-\xi}$, до $\gamma_0 \approx 0,8$. При больших ξ концентрация по формуле (3) убывает медленнее, чем по формуле (1).

Сложная зависимость N_0 и характеристик спектра нейтронов в среде от скорости движения ядер при $\Sigma_a = \text{const}$ обусловлена усиленным поглощением нейтронов, имеющих большую скорость. При $\Sigma_a \sim \frac{1}{v}$

эти зависимости проще, N_0 изменяется $\sim e^{-\xi}$, $\langle v^2 \rangle$ быстрее растет с увеличением γ_0 , чем при $\Sigma_a = \text{const}$.

(№ 317/4669. Поступила в Редакцию 19/II 1967 г., в окончательной редакции — 11/II 1969 г. Полный текст 0,45 а.л., 2 рис., 5 библиографических ссылок.)

Нейтронный активационный метод определения малых количеств тантала

Л. Л. ГРИНБЕРГ

УДК 543.53:546.833

Предлагаемый новый вариант нейтронно-активационного определения тантала по изотопу Ta^{182} отличается от известных [1, 2] способом радиохимического выделения тантала из облученной пробы, основанным на соосаждении тантала с MnO_2 [3].

Измельченные до 200 меш пробы специальным электроштампом заваривали в подтитаненовые диски, которые помещали вместе с эталонами в алюминиевый пенал. При длине последнего 150 мм изменением плотности потока нейтронов по высоте канала можно пренебречь. Облучение проводилось тепловыми нейтронами с потоком $1,2 \cdot 10^{13}$ нейтр./см²·сек⁻¹ в течение 20 ч. После 4–5 суток охлаждения пробы поступали на химическую обработку — облученные диски с пробой сплавлялись в серебряных тиглях с 10-кратным количеством $NaOH$ при 700°C. Плав выщелачивали водой при кипячении, осадок отфильтровывали и переносили вместе с фильтром в стакан с 200 мл 0,3–0,4 н. H_2SO_4 , добавляли H_2O_2 и кипятили до ее удаления. После охлаждения к раствору добавляли 1 мл 1 н. раствора $MnSO_4$, 2 г $(NH_4)_2S_2O_8$ и кипячение повторяли в течение нескольких минут. Осадок отфильтровывали, промывали H_2SO_4 (2:250), подсушивали и фильтр с осадком прокаливали в фарфоровом тигле при 700°C. Идентичной обработке подвергали эталон.

В необходимых случаях вместо щелочного можно использовать кислотное разложение или сплавление с KHF_2 . Полнота соосаждения тантала с MnO_2 близка к 100%.

Основными преимуществами предлагаемого метода следует считать малую длительность обработки, хоро-

шую фильтруемость осадка и отсутствие необходимости применять изотопный носитель.

После радиохимической обработки пробы и эталоны измеряли на одноканальном гамма-спектрометре в энергетическом интервале 1,1–1,2 Мэв. Расчет содержания тантала в пробах проводили относительно эталона. Значения периода полураспада и аппаратные спектры хорошо совпадают с табличными данными. Аппаратурный порог чувствительности составляет $6 \cdot 10^{-6}$ % Ta_2O_5 . Относительная среднеквадратичная ошибка для образцов с концентрацией $< 0,001$ % составляла ± 25 %, для концентрации 0,001–0,005 % — ± 16 % и для концентрации $> 0,005$ % — ± 10 %.

На некоторых образцах получены сравнительные данные с оптико-спектральным и химическим методами. При хорошей сходимости результатов показаны преимущества предложенного метода — его точность и чувствительность.

(№ 318/5194. Статья поступила в Редакцию 10/XII 1968 г., аннотация — 25/III 1969 г. Полный текст 0,4 а.л., 2 табл., 4 библиографических ссылки.)

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Morris, T. Olyu, Talanta, 4, 3, 194 (1960).
2. М. Б. Ширяев, Ю. Б. Салмин. Труды I Всесоюзного координационного совещания по активационному анализу. Ташкент, «Наука», 1964, стр. 41.
3. В. М. Дорош. «Ж. аналит. хим.», 16, 2, 250 (1961).