

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

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

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

причем $x \equiv \frac{\sqrt{\pi}}{4} \xi$; $\gamma \equiv \frac{u}{\rho}$; $\rho = \langle v_0 \rangle \frac{\sqrt{\pi}}{2}$; $\Phi(x)$ — 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/ХІІ 1967 г., в окончательной редакции — 11/ІІ 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 полиэтиленовые 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 сплавились в серебряных тиглях с 10-кратным количеством $NaOH$ при 700°С. 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 $MnSO_4$, $2g(NH_4)_2S_2O_8$ 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°С. 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 $\pm 25\%$, для концентрации 0,001—0,005% — $\pm 16\%$ и для концентрации > 0,005% — $\pm 10\%$.

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

(№ 318/5194. Статья поступила в Редакцию 10/ХІІ 1968 г., аннотация — 25/ІІІ 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).