

УДК 543.53

Применение малогабаритного ускорителя дейтронов для нейтронно-активационного определения фтора

БОНДАРЕНКО Ю. И., РУДЕНКО В. С.

Нейтронно-активационный метод определения фтора, основанный на использовании ядерной реакции $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$ с последующей регистрацией γ -излучения образовавшегося нуклида ^{16}N ($T_{1/2} = 6,3$ с; $E_\gamma \approx 6 \div 7$ МэВ), нашел широкое применение при анализе различных материалов. Этому способствовали экспрессность, избирательность и простота метода, особенно когда в качестве источника активации применяются изотопные источники нейтронов [1—3]. Однако ввиду ограниченного выхода нейтронов у изотопных источников, они применяются для определения фтора при его содержании $\geq 10^{-2}$ мас. % [1, 2]. Для определения концентрации фтора на уровне 10^{-3} мас. % и ниже необходимы более интенсивные источники нейтронов.

Большие потоки нейтронов с энергией меньше 10 МэВ, пригодной для определения фтора по реакции $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$ (порог реакции 1,57 МэВ) без интерференции со стороны кислорода $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ (порог реакции 10,2 МэВ), можно получить на ускорителях заряженных частиц, например по $^9\text{Be}(\alpha, n)^{10}\text{B}$ -реакции. При облучении толстой бериллиевой мишени дейтронами энергией 3 МэВ и при токе 1 мкА выход нейтронов равен $\sim 2 \cdot 10^9$ нейтр./с. Кроме того, угловое распределение нейтронов имеет резкий максимум для углов близких 0° по отношению к направлению ускоренных

дейтронов. Это позволяет получать более высокие потоки нейтронов на образце по сравнению с изотопными источниками, обладающими таким же интегральным выходом нейтронов, но имеющими изотропное распределение.

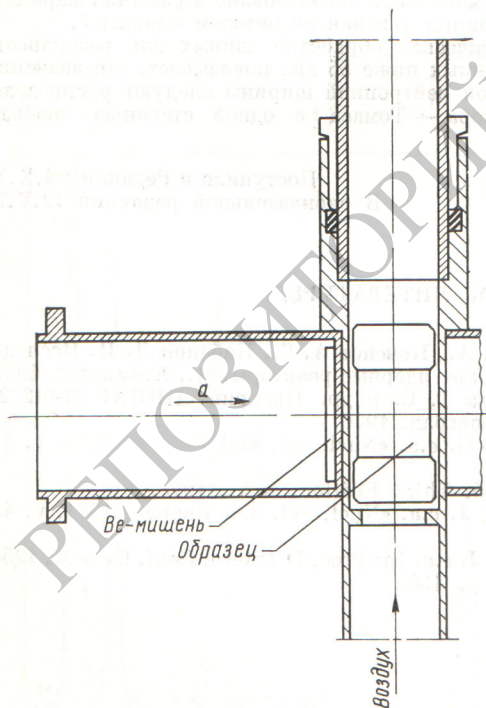
Относительно небольшая энергия нейтронов (~ 6 МэВ), при которой сечение (n, α) -реакции на фторе максимально, позволяет проводить высокочувствительное определение фтора с использованием ускорителей дейтронов низкой энергии. Так, в работе [4] для определения фтора использовали электростатический ускоритель Ван-де-Граафа на энергию 2 МэВ. Однако широкого применения такой метод не нашел из-за отсутствия удобных и простых в эксплуатации ускорителей дейтронов, которые можно было бы использовать в производственных условиях.

В настоящей работе рассмотрена возможность использования в качестве источника нейтронов для активационного анализа и, в частности, для определения фтора разработанного в нашей стране малогабаритного линейного ускорителя дейтронов на энергию 3 МэВ (МЛУД-3) с током в импульсе 250 мкА [5]. Работу выполняли на макетном образце такого линейного ускорителя, который размещается на площади ~ 20 м² (за исключением пульта) и имеет следующие рабочие параметры: энергия ускоренных дейтронов 3 МэВ, средний ток 0,3 мкА, диаметр пучка на бериллиевой мишени ~ 25 мм.

Мишень из бериллия диаметром 30 и толщиной 2 мм находилась в ионопроводе ускорителя на пути пучка дейтронов (см. рисунок) и служила одновременно дном цилиндра Фарадея, который использовали для измерения тока дейтронов. С наружной стороны ионопровода расположена камера облучения образца (минимальное расстояние между Ве-мишенью и образцом ~ 5 мм). Образцы фторсодержащих материалов упаковывали в полиэтиленовые ампулы диаметром 18 и высотой 40 мм и после облучения по пневмотранспортной системе доставляли на позицию регистрации. Наведенную активность регистрировали по γ -излучению ^{16}N в области энергии 4,0 — 7,2 МэВ, используя сцинтилляционный блок детектирования с кристаллом NaI(Tl) размером 150×150 мм с колодцем, соединенный с амплитудным анализатором типа LP-4840 или с одноканальным анализатором.

Определение фтора в образцах проводили методом сравнения со стандартным образцом при их раздельном циклическом облучении и измерении при следующих временных режимах: облучение 25 с, выдержка 2 с, регистрация 15 с, проведено по 6 циклов. Поток нейтронов мониторировали по току дейтронов на мишени в период облучения образца.

Методика определения фтора с использованием МЛУД-3 в качестве генератора нейтронов была опробована при анализе образцов циркония. Содержание фтора при определении нейтронно-активационным методом составляет для пяти образцов циркония 0,011; 0,019; 0,033; 0,11 и 0,79 мас. %; при использовании химического метода 0,010; 0,018; 0,034; 0,11 и 0,80



Позиция облучения

мас. % соответственно. Среднее квадратическое отклонение результатов активационного определения составляет 5% для содержания фтора 0,02 мас. % и для серии из 11 параллельных измерений. Это характеризует хорошую точность и воспроизводимость анализа на линейном ускорителе при выбранном методе мониторинга нейтронного потока.

Нижний предел обнаружения фтора составляет 0,1 мг (что соответствует 10^{-3} мас. % для образца массой 10 г) при токе дейтронов 0,3 мкА и времени на анализ 4 мин (6 циклов). Для сравнения можно указать, что при использовании для активации изотопного ^{238}Pu — Ве-источника нейтронов с общим выходом 10^8 нейтр./с нижний предел обнаружения фтора по данной методике равен 1 мг при прочих равных условиях [2]. Увеличение тока дейтронов на два порядка, что в принципе возможно достичь на ускорителе типа МЛУД-3 [6] или на ускорителях с подобными характеристиками, позволит практически пропорционально повысить поток нейтронов и увеличить чувствительность нейтронно-активационного определения, в данном случае фтора. В сочетании с небольшими габаритами, простотой управления и стабильностью выхода нейтронов такие ускорители создают положительные

предпосылки для внедрения нейтронно-активационных методик с использованием небольших ускорителей в технологическом контроле.

Поступило в Редакцию 16.II.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lauff T., Champlin E., Przybylowicz E. «Anal. Chem.», 1973, v. 45, N 1, p. 52.
2. Мелентьев В. И., Овечкин В. В., Руденко В. С. «Атомная энергия», 1973, т. 34, вып. 1, с. 35.
3. Иванов И. Н., Маркун Н. Ю., Штань А. С. В кн.: Труды ВНИИ радиационной техники. Вып. 6. М., Атомиздат, 1971, с. 131.
4. Jinno K., Ishii D. «Radioisotopes», 1970, v. 19, N 9, p. 406.
5. Баранов Л. Н. и др. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. физ. высоких энергий и атомного ядра. Вып. 1 (13). Харьков, изд. ФТИ АН УССР, 1975, с. 15.
6. Баранов Л. Н. и др. В кн.: Тезисы докладов IV Всесоюз. семинара по линейным ускорителям. Харьков, изд. ФТИ АН УССР, 1976, с. 10.

УДК 621.039.562

Радиальная устойчивость реактора и автоматический регулятор

ТОРЛИН Б. З.

В работе [1] показано, насколько существенно может быть воздействие автоматического регулятора (АР) на аксиальную ксеноновую устойчивость нейтронного поля. Подобному анализу практически тем же методом можно подвергнуть и радиальную устойчивость реактора. Как будет показано ниже, АР и в этом случае радикально влияет на пространственную устойчивость.

Остановимся сначала на весьма распространенном случае размещения стержня АР в центре цилиндрического реактора радиуса R . Удобно все размеры выражать в долях R . Поэтому $R = 1$. Как это делалось в работе [1], будем оценивать степень устойчивости нейтронного поля в реакторе с материальным параметром B_0 величиной минимального собственного числа μ краевой задачи

$$\Delta\phi + B_0^2\phi + \mu\phi = 0 \tag{1}$$

с однородными граничными условиями на внешней поверхности реактора и на поверхности поглощающего стержня. Необходимое управляющее воздействие стержня достигается подбором таких граничных условий на его поверхности, которые удовлетворяли бы требованию алгоритма работы быстродействующего астатического регулятора:

$$\int K\phi dV = 0, \tag{2}$$

где K — весовая функция формирования управляющего сигнала от датчиков. Вид функции K и условия (2) для локальных и распределенных систем сбора информации о поле нейтронов обсуждалась в работе [1]. Например, одиночный локальный датчик, установленный в точке r_d с полярными координатами $\{r_d, \vartheta_d\}$,

превратит условия (2) в следующее условие:

$$\phi(r_d) = 0. \tag{3}$$

Для однородного реактора удовлетворяющие условию (3) решения уравнения (1) имеют вид

$$a) \phi_0 = J_0(Br) - N_0(Br) T_0(B), \tag{4}$$

где J_n и N_n — соответственно функции Бесселя и Неймана порядка n ; $T_n(B)$ определяется граничными условиями на внешней поверхности; для реактора с невыравненным стационарным распределением нейтронного поля в форме $J_0(B_0r)$ при $B_0 = 2,405$

$$T_n(B) = J_n(B)/N_n(B); \tag{5}$$

для реактора с полностью выравненным стационарным нейтронным полем при $B_0 = 0$

$$T_n(B) = J'_n(B)/N'_n(B). \tag{6}$$

Собственное значение B определяется из уравнения $J_0(Br_d)/N_0(Br_d) = T_0(B)$

$$b) \phi_n^{(1)} = J_n(Br) \sin n(\vartheta - \vartheta_d), \quad n \geq 1, \tag{8}$$

где B является корнем функции Бесселя.

$$J_n^*(B) = 0, \tag{9a}$$

если $B_0 = 2,405$, или

$$J'_n(B) = 0, \tag{9б}$$

если $B_0 = 0$.

$$в) \phi_n^{(2)} = J_n(Br) \cos n(\vartheta - \vartheta_d) - A_n\phi_0(r), \quad n \geq 1, \tag{10}$$

где

$$A_n = J_n(Br_d)/\phi_0(r_d), \tag{11}$$

а B также определяется из выражения (9). Здесь и далее B связано с μ соотношением

$$B^2 = B_0^2 + \mu. \tag{12}$$

Собственное решение (4) будем называть радиальной модой (РМ), остальные — азимутальными модами (АМ). Априори ясно, что центральный регулятор не может