

УДК 621.039.553:621.039.573

К расчету гамма-мощности радиационных контуров с неделящимися рабочими веществами

РЫБКИН Н. И., СТАРИЗНЫЙ Е. С., БРЕГЕР А. Х.

При расчетах параметров радиационных контуров (РК) с жидкофазными рабочими веществами [1, 2] обычно пользуются средними значениями плотности потока тепловых нейтронов ($\bar{\varphi}$) и скорости движения рабочего вещества (\bar{v}) в генераторе активности (ГА). Это справедливо при развитом турбулентном режиме течения рабочего вещества ($Re \gg 2300$), так как при этом скорость потока мало отличается от среднего расходного значения (за исключением скорости в незначительном по толщине пристеночном слое, которым можно пренебречь). Поэтому при турбулентном потоке значения средней удельной активности рабочего вещества на выходе из ГА, рассчитанные по средней плотности потока тепловых нейтронов или с учетом ее распределения в объеме ГА, практически не будут различаться. Однако, как показали расчеты, в генераторах активности РК при энергетических ядерных реакторах, имеющих сложные гидравлические схемы [3], режим движения будет ламинарным ($Re < 2300$). При ламинарном режиме в ГА наблюдаются два конкурирующих явления: параболический профиль скоростей потока жидкости по сечению и неравномерное распределение плотности потока нейтронов, обусловленное самоэкранированием внутренних слоев жидкости наружными. Существование, что в областях потока с меньшими скоростями рабочее вещество активируется потоком нейтронов большей плотности. Поэтому при ламинарном режиме в ГА расчет мощности γ -излучения РК по средней расходной скорости и средней плотности потока тепловых нейтронов может привести к значительной погрешности.

Для оценки влияния профиля скоростей и неравномерного распределения плотности потока нейтронов на удельную активность рабочего вещества на выходе из ГА воспользуемся известным уравнением баланса радиоактивных ядер, находящихся в зоне активации ядерного реактора (ЯР):

$$dN_i/dt = \Sigma_{акт}\varphi - \lambda_i N_i, \quad (1)$$

где N_i — концентрация радиоактивных ядер i -го изотопа * рабочего вещества РК; λ_i — постоянная распада изотопа; t — время; $0 \leq t \leq t_p$; t_p — время пребывания рабочего вещества в генераторе активности. Рассмотрим РК, в котором элементы ГА и облучателя выполнены в виде цилиндров радиуса R . Тогда с уче-

* Все дальнейшие рассуждения относятся к одному изотопу, и поэтому индекс i опускается.

том профиля скоростей потока в цилиндрической трубе

$$t_p(r) = V_p R^2 / 2G (R^2 - r^2),$$

где V_p — объем рабочего вещества в ГА; G — объемный расход; r — текущий радиус ($0 \leq r \leq R$).

Функция распределения плотности потока тепловых нейтронов по радиусу ГА, размещенного в замедлителе с равномерно распределенными источниками тепловых нейтронов, в P_1 -приближении может быть представлена в виде

$$\varphi(r) = K [I_0(r/L) + \lambda_c \xi \Sigma_s], \quad (2)$$

а средняя плотность по сечению ГА

$$\bar{\varphi} = K [(2L/R) I_1(R/L) + \lambda_c \xi \Sigma_s], \quad (3)$$

где I_0, I_1 — функции Бесселя от мнимого аргумента; L — длина диффузии тепловых нейтронов в рабочем веществе РК; $\lambda_c = 1/\Sigma_c$; Σ_c, Σ_s — макроскопические поглощения и рассеяния нейтронов ядрами рабочего вещества.

Решениями уравнения (1) при $t = t_p$ и $R/L \leq 2$ являются следующие рекуррентные соотношения для средних концентраций радиоактивных ядер *:

а) с учетом распределения плотности потока (2)

$$\bar{N}_{n+1} = \bar{N}_n(0) + F_1 - F_2; \quad (4)$$

б) по средней плотности (3)

$$\bar{N}_{n+1}^* = \bar{N}_n^*(0) \exp(-2a) + F_1 [1 - \exp(-2a)] \quad (5)$$

(здесь n — номер цикла работы РК);

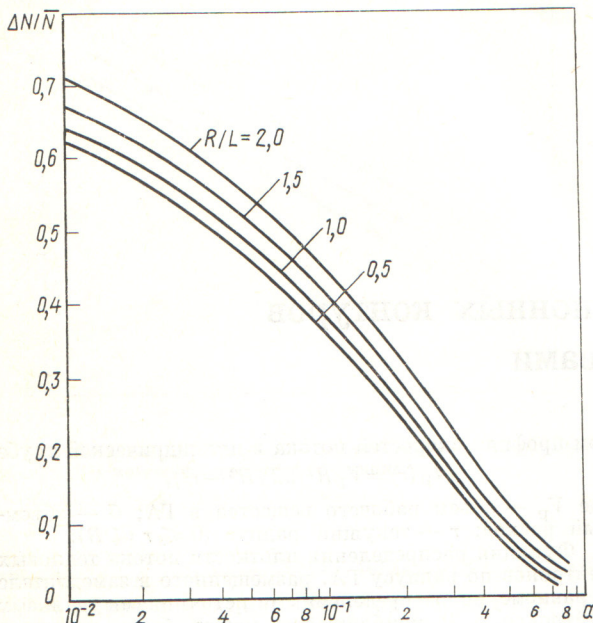
$$F_1 = \frac{2\alpha L}{\lambda R} I_1\left(\frac{R}{L}\right);$$

$$F_2 = \frac{\alpha + \beta}{\lambda} E_2(a) + \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{R}{2L}\right)^2 \times \\ \times [(2+a) E_2(a) - \exp(-a)];$$

$$\bar{N}_n(0) = (F_1 - F_2) \frac{1 - [E_2(a) E_2(b) \exp(-\lambda t_k)]^n}{1 - E_2(a) E_2(b) \exp(-\lambda t_k)};$$

$$\bar{N}_n^*(0) = F_1 [1 - \exp(-2a)] \times \\ \times \frac{1 - \{\exp[-2(a+b)] \exp(-\lambda t_k)\}^n}{1 - \exp[-2(a+b)] \exp(-\lambda t_k)};$$

* В расчете предполагается, что режим движения в коммуникациях турбулентный, так как время пребывания рабочего вещества в них, как правило, таково, что $Re \gg 2300$ [1].



Зависимость $\Delta N/\bar{N} = f(a, R/L)$ при $\bar{N}(0) = \bar{N}^*(0) = 0$

$$a = \lambda V_p / 2G; \quad b = \lambda V_y / 2G;$$

$$\alpha = K \Sigma_{\text{акт}}; \quad \beta = K \Sigma_{\text{акт}} \lambda_c \xi \Sigma_s,$$

где V_y — объем рабочего вещества в облучателе; t — время пребывания рабочего вещества в коммуникациях; E_2 — интегральная показательная функция; K — коэффициент размерности.

Анализ выражений (4) и (5) показывает, что при заданных характеристиках рабочего вещества и параметрах ЯР значения \bar{N} и \bar{N}^* определяются величиной Re при движении жидкости в ГА и облучателе и числом циклов работы РК.

На рисунке представлены значения $\Delta N/\bar{N} = (\bar{N} - \bar{N}^*)/\bar{N}$ для случая, когда $\bar{N}(0) = \bar{N}^*(0) = 0$

(первый цикл работы РК) при различных R/L . Из рисунка следует, что при $a \ll 1$ (вытянутый профиль скорости) $\Delta N/\bar{N}$ значительно увеличивается. При этом зависимость от R/L слабая. Тогда зависимость $\Delta N/\bar{N}$ от числа циклов работы РК удобно рассмотреть при $a = b$ (оптимальное соотношение емкостей ГА и облучателя [2]) и при $R/L < 1$. В этом случае, разложив в ряд функцию $I_1(R/L)$ и пренебрегая вторым членом в выражении для F_2 при $\lambda t_k > 0$ с погрешностью $\sim 10\%$, для n -го цикла работы РК получаем выражение, удобное для практической оценки значения $\Delta N/\bar{N}$ при $a \geq 0,1$:

$$\frac{\Delta N}{\bar{N}} = 1 - \frac{1 + E_2(a)}{1 - \exp(-2a)} \frac{1 - \exp(-4an)}{1 - E_2^{2n}(a)}. \quad (6)$$

При $a < 0,1$ выражение (6) дает погрешность $> 10\%$, и в этом случае для определения $\Delta N/\bar{N}$ следует пользоваться соотношениями (4) и (5). Очевидно, что при $0,1 \leq a < 1$ $\Delta N/\bar{N}$ имеет максимальные значения при $n = 1$. При переходных режимах ЯР и РК (выход РК на насыщение по активности, при переходе ЯР с одной мощности на другую) с увеличением числа циклов $\Delta N/\bar{N}$ уменьшается. При выходе на насыщение по активности ($n \rightarrow \infty$) $\Delta N/\bar{N}$, хотя и слабо, зависит от a , однако составляет $\sim 10\%$.

Таким образом, при использовании жидкофазных рабочих веществ с достаточно большими сечениями поглощения тепловых нейтронов (десятки — сотни барн) и малыми (порядка ≤ 1 ч) периодами полураспада образующихся изотопов при расчете мощности γ -излучения РК следует учитывать гидродинамический режим движения рабочего вещества.

В заключение авторы благодарят Н. П. Сыркуса за полезные дискуссии при выполнении работы.

Поступило в Редакцию 28.VII.77

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брегер А. Х. и др. Основы радиационно-химического аппаратостроения. М., Атомиздат, 1967.
2. Диндун А. С., Гавар В. В., Томсон Э. Я. Радиационные контуры — источники гамма-излучения. Рига, «Зинатне», 1969.
3. Брегер А. Х. и др. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 1, с. 60.

УДК 621.039.573

Об эффективности схем радиационных контуров с неделаящимися рабочими веществами

РЫБКИН Н. И., БРЕГЕР А. Х., СТАРИЗНЫЙ Е. С., СЫРКУС Н. П.

При создании и модернизации радиационных контуров (РК) исследовательских ядерных реакторов [1] разработаны технологические схемы, различающиеся по организации тракта циркуляции: прямоточные (рис. 1а, б, в) и с гидравлической развязкой (г — з); по степени разделения тракта циркуляции — одно- и многоступенчатые (а, г, з); по организации внутриреакторной части контура — одно- или многогенераторные

(а, б, в, г, ж, з); по числу облучателей — одно- или многооблучательные (а, в, г, е, ж, з). Любая схема имеет преимущества и недостатки. Например, прямоточные схемы просты по конструкции, имеют высокий коэффициент выноса γ -излучения в облучатель η_γ [2], но приводят к неустойчивости расходов в многогенераторных и (или) многооблучательных системах и не могут быть реализованы при значительных (в десятки метров)