

Возраст нейтронов моноэнергетических и полиэнергетических источников в однородном замедлителе

Д. А. Кожевников

Вычислен возраст (квадрат длины замедления) нейтронов по найденной в работе [1] функции пространственно-энергетического распределения нейтронов в однородном замедлителе произвольного изотопного состава. В отличие от результатов метода моментов полученное выражение значительно более удобно для численных расчетов:

$$\tau_s(u) = \frac{1}{3} \lambda^2(u) \left[v_0^2 + \frac{u + v_0 \overline{\cos \vartheta_0} + 1 - \bar{\xi}_0}{\bar{\xi}(1 - \overline{\cos \vartheta})} + \frac{3 - 5 \overline{\cos \vartheta}}{3 \bar{\xi}(1 - \overline{\cos \vartheta})^2} \right]$$

Нейтронные характеристики, содержащиеся в этой формуле, и методика их расчета описаны в работе [1]. Дана схема, наглядно поясняющая физический смысл отдельных членов полученной формулы. Каждое слагаемое имеет свой аналог в формулах, получаемых методом моментов, однако громоздкость последних затрудняет непосредственную интерпретацию их физического смысла. Установлено происхождение погрешностей методов расчета возраста нейтронов, основанных на моделях Селенгута — Гертцеля, Плачека и др.

Приведен график численных расчетов возраста нейтронов в воде и графите в зависимости от начальной энергии. Расчеты выполнялись с учетом и без учета дифракционной анизотропии рассеяния нейтронов на кислороде воды. Проведено сравнение с результатами расчетов по методу Монте-Карло, программам многогрупповых преобразований Фурье, методу моментов и др.

На основании анализа и обработки экспериментальных данных об энергетических спектрах нейтронов деления U^{235} и изотопных (α, n)-источников (Po — Be, Ra — Be, Pu — Be, Po — В) составлены подробные таблицы нормированных весовых функций и средних энергий спектров этих источников*.

По табулированным весовым функциям для указанных выше источников рассчитан возраст нейтронов доиндиевого резонанса в воде; приведены экспериментальные данные.

Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Показано, что дифракционная анизотропия и неупругое рассеяние нейтронов на кислороде приводят к довольно близким по величине, но противоположным по знаку изменениям возраста нейтронов. Величина возраста чувствительна к изменениям формы спектра источника; учет погрешностей эксперимента при измерении спектра вызывает заметный разброс расчетных значений.

Библиография включает 49 названий.

* Знание спектральных весовых функций необходимо для расчета пространственно-энергетического распределения и возраста нейтронов полиэнергетических источников.

№19/3167

Статья поступила в Редакцию
18/XII 1964 г., аннотация — 29/III 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Кожевников. «Атомная энергия», 47, 34 (1964).

Теплоотдача и поля температур в пучках стерженьковых тепловыделяющих элементов, продольно обтекаемых ламинарным потоком жидкости

М. Х. Ибрагимов, А. В. Жуков

Изучение теплообмена в активных зонах реакторов при ламинарном течении теплоносителя имеет большое значение при исследовании режимов расхолаживания или выхода реакторов на номинальную мощность.

Активная зона реакторов часто состоит из цилиндрических твэлов, расположенных в шахматном порядке с малыми относительными шагами ($\kappa = 1,1 \div 1,2$). В этом случае поля температур и теплоотдача зависят не только от физических свойств и режима течения теплоносителя, но и от конструкции твэлов (теплопроводности оболочки и делящегося материала, а также

толщины оболочки). Литературных данных, посвященных исследованию этого вопроса, не имеется. Решение, приведенное в работе Е. Спарроу и др.*, носит частный характер, так как оно получено лишь при одном граничном условии $t_c = \text{const}$ и не отражает влияния конструкции твэла на теплоотдачу и поля температур. Для учета этого влияния необходимо совместно решить уравнения теплопроводности и теплообмена в делящемся

* E. Sparrow et al. Trans. ASME, November, 415 (1964).

материале (т), оболочке (с) и теплоносителя (ж):

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 t_T + \frac{q_v}{\lambda_T} &= 0; \\ \nabla^2 t_c &= 0; \\ \nabla^2 t_{ж} &= \frac{u}{a_{ж}} \cdot \frac{\partial \bar{t}_{ж}}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

при соответствующих граничных условиях.

В результате решения этой системы уравнений получены выражения для распределения температур и тепловых потоков, а также средних чисел Nu в пучках твэлов:

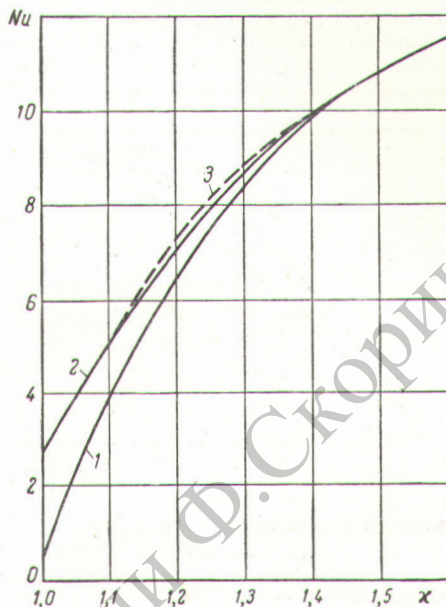
$$\frac{t_c - \bar{t}_c}{q r_0} \lambda_{жк} = \sum_{m=1}^{\infty} A_{cm} \left[1 + \frac{\lambda_c - \lambda_T}{\lambda_c + \lambda_T} \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{12m} \right] \cos 6m\varphi \dots; \quad (2)$$

$$\frac{q_c}{q_c} = 1 - \frac{\lambda_c}{\lambda_{жк}} \sum_{m=1}^{\infty} 6m A_{cm} \times \left[1 - \frac{\lambda_c - \lambda_T}{\lambda_c + \lambda_T} \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{12m} \right] \cos 6m\varphi \dots; \quad (3)$$

$$Nu = \frac{2 \left(\frac{2\sqrt{3}}{\pi} \kappa^2 - 1 \right)}{M \left(\frac{3}{64\kappa^2} - \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \right) - D} \dots \quad (4)$$

Здесь r_1 и r_0 — внутренний и наружный радиусы оболочки твэла; M — параметр, учитывающий распределение скорости. Коэффициенты A_{cm} и D находят из решения системы уравнений (1).

По формулам (2) — (4) рассчитаны поля температур, тепловые потоки и средние числа Nu в пучках твэлов с $\kappa = 1,0; 1,1; 1,2; 1,5$ при граничных условиях на поверхности твэла $t_c = \text{const}$ и $q_c = \text{const}$. Расчетные значения чисел Nu , представленные на рисунке, дают две крайние оценки теплоотдачи в пучках твэ-



Зависимость чисел Nu от относительного шага κ : 1 — граничное условие $q_c = \text{const}$; 2 — граничное условие $t_c = \text{const}$ (данные авторов); 3 — граничное условие $t_c = \text{const}$ (данные Е. Спарроу и др. — см. сноску).

лов. Верхняя кривая соответствует предельно высокой теплопроводности твэла $\left[\frac{\lambda_c - \lambda_T}{\lambda_c + \lambda_T} \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{12m} \rightarrow -1 \right]$, нижняя кривая — предельно низкой теплопроводности $\left[\frac{\lambda_c - \lambda_T}{\lambda_c + \lambda_T} \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{12m} \rightarrow 1 \right]$. Значения чисел Nu для реальных конструкций твэлов располагаются между этими кривыми и могут быть рассчитаны по соотношению (4).

№ 18/3185

Статья поступила в Редакцию 7/1 1965 г., аннотация — 29/III 1965 г.

УДК 621.43

Роль диффузионных процессов в миграции радиоактивных загрязнений

В. М. Прохоров

Радиоактивные продукты деления, попадающие на поверхность земли, с течением времени мигрируют в глубину почвы. Одной из причин, вызывающих миграцию, является свободная диффузия, которая представляет медленный, но постоянный протекающий процесс, способный в течение длительного времени вызвать значительное перераспределение радиоактивных изотопов в почвах и грунтах.

Предложен способ оценки вклада диффузии в вертикальную миграцию изотопа на основании данных по содержанию изотопа в поверхностном слое почвы или грунта. Для этого условно считают, что изотоп может проникать в глубину почвы только путем диффузии.

Рассмотрены три варианта изменений концентрации изотопа на поверхности почвы, наиболее близко подходящие к естественным условиям: 1) разовое поступление; 2) постоянная концентрация; 3) концентрация, линейно возрастающая во времени. Для этих случаев выведены формулы, выражающие долю изотопа q (от его суммарного количества в почве), которая содержится в верхнем слое почвы толщиной l , в зависимости от безразмерного параметра $y = l / (2 \sqrt{Dt})$, где D — коэффициент диффузии; t — время диффузии. На рисунке представлены графики этой зависимости для трех указанных выше вариантов, позволяющие определять значения фактического коэффициента диффузии. Обра-