

(№ 679/6979. Статья поступила в Редакцию 28/VI 1972 г., аннотация — 3/IV 1973 г. Полный текст 0,5 а.л., 5 рис., 2 табл., 6 библиографических ссылок).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Наумов В. И., Юрова Л. Н. В кн.: Физика ядерных реакторов. Под ред. Л. Н. Юровой. М., Атомиздат, 1968, вып. 1, с. 133.
2. Hellstrand E. In: Reactor Physics in Resonance and Thermal Regions, MIT. Press, 1966, v. II, p. 151.

Приближенный метод прогноза вертикальной миграции радиоактивных загрязнений в почвах

В. М. ПРОХОРОВ, М. В. РЫЖИНСКИЙ

УДК 631.43

На основе представления о диффузионном (или квазидиффузионном) характере миграции и предположения о применимости к неоднородным почвам уравнений, относящихся к однородной среде, предложен простой приближенный метод прогноза миграции радиоизотопов по профилю почв. Единственной характеристикой миграции является кажущийся коэффициент диффузии, принимающий несколько значений (соответственно числу различных по свойствам слоев почвы) и определяемый по одним лишь данным о вертикальном распределении радиоизотопа. Метод малочувствителен к граничным условиям, что позволяет сводить реальные условия на поверхности почвы к трем случаям: разовое загрязнение, постоянная концентрация и линейно-возрастающая концентрация радиоизотопов. Приведены расчетные формулы, относящиеся к этим случаям, и графики для практического расчета миграции.

Обработаны опубликованные многолетние данные о миграции однократно внесенного Sr^{90} в восьми одно-

родных почвах, а также Sr^{90} , попавшего в почву вследствие глобальных выпадений в двенадцати неоднородных почвах. Для однородных почв средние по слоям и срокам отбора проб относительные отклонения расчетных значений содержания Sr^{90} от фактических составляли для различных почв от 25 до 43%, средние абсолютные отклонения не превышали 0,05—0,08 (суммарное содержание Sr^{90} в почвенном профиле принято за единицу). Для неоднородных почв средние по срокам отбора проб относительные отклонения равны 3,6—37%, средние по слоям и срокам отбора проб отклонения —15—22%; пределы средних абсолютных отклонений 0,02—0,07. Метод пригоден для приближенной оценки перераспределения во времени радиоизотопов как в однородных, так и в неоднородных по глубине почвах.

(№ 680/7003. Статья поступила в Редакцию 17/VII 1972 г., аннотация—8/II 1973 г. Полный текст 0,55 а.л., 3 рис., 2 табл., 9 библиографических ссылок.)

Динамика топлива в импульсном реакторе. Колебания стержня с оболочкой

В. Л. ЛОМИДЗЕ

УДК 621.039.553.3

При быстром (~ 100 мксек) выделении тепла в топливе импульсного реактора температурному расширению материала противодействуют силы инерции, которые являются причиной колебаний и напряжений в топливных стержнях и опорных конструкциях*.

В работе исследуется динамика твэла в условиях, характерных для импульсного реактора. Элемент представляет собой тонкий топливный стержень длиной L , подвешенный в тонкой оболочке длиной $L_s > L$ за ее верхний неподвижный конец (при $x = L_s$). Нижним концом ($x = 0$) стержень опирается на донышко обо-

лочка. Нагревание сердечника следует закону $T(x, t)$, и до момента t_j его подскока движение твэла описывается системой двух волновых уравнений, решение которой имеет сравнительно простой вид, если функцию $T(x, t)$ использовать в виде

$$T(x, t) = \left(\delta_a + \delta_0 \sin \frac{\pi x}{L} \right) T(t). \quad (1)$$

Здесь δ_0 и δ_a — составляющие коэффициента неравномерности тепловыделения, когда $\delta_a + \frac{2}{\pi} \delta_0 = 1$, а $T(t)$ — средний по длине стержня подогрев в момент t . Напряжения в оболочке при этом выражаются формулой

* Randles J., Jaarsma R. Some Problems of Stress Wave Production Encountered in the Study of Pulsed Fast Reactor Dynamics. EVR-3654e, 1967.

$$\sigma_s(z) = \frac{E_s}{1+\gamma} \left\{ \begin{aligned} & \frac{\alpha\delta_a}{\lambda} T\left(\frac{z}{c_s}\right) - \xi'_z\left(\frac{z}{c_s}\right), & (0 < z < \lambda L); \\ & \frac{\alpha\delta_a}{\lambda} T\left(\frac{z}{c_s}\right) - \xi'_z\left(\frac{z}{c_s}\right) - \\ & \quad - \frac{2\alpha\delta_a}{\lambda} T\left(\frac{z-\lambda L}{c_s}\right), & (\lambda L < z < 2\lambda L); \\ & \frac{\alpha\delta_a}{\lambda} T\left(\frac{z}{c_s}\right) - \xi'_z\left(\frac{z}{c_s}\right) - \\ & \quad - \frac{2\alpha\delta_a}{\lambda} T\left(\frac{z-\lambda L}{c_s}\right) + \frac{2\alpha\delta_a}{\lambda(1+\gamma)} \times \\ & \quad \times T\left(\frac{z-2\lambda L}{c_s}\right) + \frac{2\gamma}{1+\gamma} \xi'_z \times \\ & \quad \times \left(\frac{z-2\lambda L}{c_s}\right), & (2\lambda L < z < 2L_s), \end{aligned} \right. \quad (2)$$

где E_s и $\gamma = \frac{\rho_s c_s}{\rho c}$ — модуль упругости и жесткость оболочки; ρ (ρ_s) и c (c_s) — линейная плотность и скорость звука в стержне (оболочке); $L_s/c_s > L/c$, $\lambda = \frac{c_s}{c}$; α — коэффициент линейного расширения топлива; $z = c_s t - x$ и

$$\xi(t) = -\alpha\delta_0 c \int_0^t \sin \frac{\pi c}{L} t' T(t-t') dt'. \quad (3)$$

В частности, если $T(t) = T_0 \frac{t}{\tau}$ на участке $[0, \tau]$ и постоянна при $t \geq \tau$, максимальные напряжения зависят от неравномерности тепловыделения и времени нагревания τ следующим образом:

$$\sigma_{sm} = \frac{\alpha T_0 E}{\lambda(1+\gamma)} \left\{ \begin{aligned} & \delta_a = \delta_0 \frac{\sin \frac{\pi}{2} \theta}{\frac{\pi}{2} \theta}, & (0 \leq \theta \equiv \frac{\tau c}{L} \leq 1); \\ & \frac{1}{\theta}, & \theta \geq 1. \end{aligned} \right. \quad (4)$$

Зависимость напряжений σ_{sm} в оболочке, импульса J и скорости v_j подскока стержня от времени нагревания θ

θ	$\sigma_{sm},$ $\kappa\Gamma/\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C}$	$J,$ $\kappa\Gamma \cdot \text{сек}/\text{м}^2 \times$ $\times ^\circ\text{C}$	$v_j,$ $\text{см}/\text{сек} \cdot ^\circ\text{C}$	$\gamma = \infty$	
				J	v_j
0	$1,6 \cdot 10^5$	4,28	1,02	17,64	4,20
1,2	$1,3 \cdot 10^5$	3,49	0,83	14,38	3,41
2,29	$0,7 \cdot 10^5$	0,43	0,29	5,08	1,21

Импульс ($\kappa\Gamma \cdot \text{сек}/\text{м}^2$), полученный стержнем при подскоке:

$$J = \frac{\gamma}{1+\gamma} \alpha T_0 E \frac{L}{c} \times \begin{cases} 1 - \left[\frac{1}{4} \delta_a \theta + \frac{\delta_0}{\pi} \left(1 - \frac{\sin \pi \theta / 2}{\pi \theta / 2} \right) \right] & (0 \leq \theta \leq 2); \\ \frac{1}{\theta} & \theta \geq 2. \end{cases} \quad (5)$$

Формулы (4) и (5) показывают, что пространственная зависимость температуры проявляет себя только при временах нагревания $\tau < \frac{L}{c}$ и $\tau < \frac{2L}{c}$ соответственно.

Причем оказывается, что σ_{sm} заметно зависит от неравномерности тепловыделения при очень быстром нагревании ($\tau \ll \frac{L}{c}$), а импульс J чувствителен к величине

k_x только при $\tau \sim \frac{L}{c}$.

В таблице приведены данные расчета J и σ_{sm} , а также скорости подскока стержня v_j для стальной оболочки ($L_s = 80$ см; $c_s = 5 \cdot 10^5$ см/сек; $E_s = 2 \times 10^{10}$ $\kappa\Gamma/\text{м}^2$) и сердечника из UO_2 ($L = 40$ см; $c = 3 \cdot 10^5$ см/сек; $E = 0,95 \cdot 10^{10}$ $\kappa\Gamma/\text{м}^2$; $\alpha = 1,4 \cdot 10^{-5}$ град $^{-1}$).

Функция $T(t)$ использовалась в форме $\frac{T_0}{2} (1 - \cos \frac{\pi t}{\tau})$ ($0 \leq t \leq \tau$), более близкой к реальной. Неравномерность тепловыделения учитывалась коэффициентом $k_x = \delta_a + \delta_0 = 0,519 + 0,754 = 1,273$.

(№ 681/7055). Статья поступила в Редакцию 28/VIII 1972 г., аннотация — 9/III 1973 г. Полный текст 0,6 а.л., 2 рис., 1 табл., 1 библиографическая ссылка).