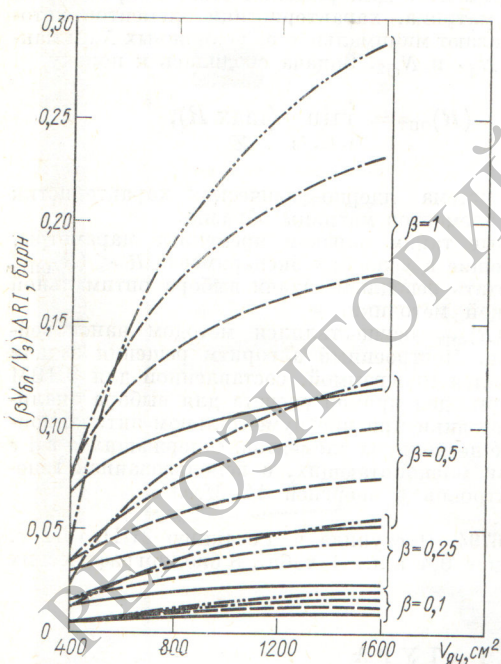


Эффективный резонансный интеграл при больших шагах решетки и размножение на быстрых нейтронах

А. Я. БУРМИСТРОВ, Б. П. КОЧУРОВ

УДК 539.125.5.173.162.3:539.125.5.162.3

Неравномерность распределения нейтронов высоких энергий по ячейке (в блоке выше, чем в замедлителе), которая особенно существенна при больших шагах решетки, и отличия от спектра Ферми приводят к необходимости введения поправок к резонансному интегралу [1], определяемому по полуэмпирическим формулам [2]. Коэффициент размножения на быстрых нейтронах ϵ при пороге деления $0,8 \text{ Мэв}$ (см. таблицу) и поправки к резонансному интегралу ΔRI в области $10 \text{ кэв} - 0,8 \text{ Мэв}$ (см. рисунок) рассчитывались по программе, основанной на решении многогрупповой системы интегральных уравнений Пайерлса в многозонной цилиндрической ячейке. В предположении идентичности пространственно-энергетического распределения источников от деления на быстрых и тепловых нейтронах решение получается однократным расчетом с последующей перенормировкой источника. Вносимая при этом предположении погрешность может быть устранена при повторном расчете. Величины ϵ и ϕ (вероятность избежать резонансного захвата нейтронов в области энергий $10 \text{ кэв} - 0,8 \text{ Мэв}$) представлены как дробно-линейные функционалы от потока нейтронов.



Зависимость $\frac{\beta V_{\text{бл}}}{V_3} \Delta RI$ от объема тяжеловодной ячейки $V_{\text{яч}}$, коэффициента заполнения блока ураном β и радиуса блока ρ :

— 6 см; — 5 см; — 4 см; — 3 см.

Зависимость $\epsilon - 1$ от величин a, ρ и β для графитового и тяжеловодного замедлителей

Замедлитель	$\rho, \text{ см}$	β	$a, \text{ см}^*$			
			20	28,3	34,6	40
C	1,25 1,75 2,5	1,0	0,0444	0,0422	0,0417	0,0415
			0,0613	0,0575	0,0566	0,0562
			0,0847	0,0781	0,0765	0,0758
	1,25 1,75 2,5	1,0	0,0385	0,381	0,0380	0,0379
			0,0520	0,0511	0,0509	0,0509
			0,0702	0,685	0,0682	0,0681
	3,0	1,0 0,5 0,25 0,1	0,0812	0,0788	0,0783	0,0782
			0,0474	0,0457	0,0454	0,0453
			0,0258	0,0248	0,0246	0,0246
			0,0109	0,0105	0,0104	0,0104
	4,0	1,0 0,5 0,25 0,1	0,1007	0,0963	0,956	0,0953
			0,0620	0,0586	0,0580	0,0578
0,0347			0,0326	0,0322	0,0321	
0,0150			0,0140	0,0138	0,0138	
5,0	1,0 0,5 0,25 0,1	0,1176	0,1106	0,1093	0,1089	
		0,0765	0,0705	0,0695	0,0691	
		0,0442	0,0401	0,0395	0,0392	
		0,0195	0,0175	0,0172	0,0171	
6,0	1,0 0,5 0,25 0,1	0,1328	0,1221	0,1202	0,1197	
		0,0915	0,0815	0,0799	0,0794	
		0,0548	0,0476	0,0465	0,0461	
		0,0248	0,0211	0,0206	0,0204	

* a — шаг решетки, см.

В случае графита эффект отражения нейтронов из замедлителя в блок выше, чем для тяжелой воды (см. таблицу). Это связано с тем, что в первом случае потери энергии при рассеянии меньше. С уменьшением шага решетки возрастает роль прямых пробогов нейтронов из блока в блок и увеличивается величина ϵ . Увеличение ΔRI с объемом ячейки $V_{\text{яч}}$ вызвано ростом неравномерности распределения нейтронов по ячейке. Для графитового замедлителя значения ΔRI примерно в три раза меньше, чем для тяжеловодного замедлителя. При замене спектра деления на спектр запаздывающих нейтронов поправки ΔRI возрастают примерно в 2,5 раза.

(№ 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.