

где D — коэффициент диффузии тепловых нейтронов в экране; β_0 — альбедо экрана; $R' = R + d$ и S — число тепловых нейтронов, испускаемых шаром за 1 сек. В случае теории Хиршфельдера

$$B_D(\mu r') = 1 + \alpha \mu r' + \beta \mu^2 r'^2,$$

где α и β — коэффициенты, зависящие только от энергии γ -фотона. Окончательный результат имеет вид

$$P' = P'_0 + \rho', \quad (7)$$

где положительная добавка

$$\rho' = \frac{k \mu_a v e \sum_a \Phi_0}{2R} e^{-\kappa R} [(i_1 + i_3) - (i_2 + i_4) e^{-2\kappa d}], \quad (8)$$

причем

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= (\alpha + \beta) \left[\frac{e^{(\kappa - \mu)h} - 1}{\kappa - \mu} - e^{-\mu \lambda} \varphi_1 \right]; \\ i_2 &= i_1(-\kappa); \\ i_3 &= \beta \mu \left\{ \frac{1 + [(\kappa - \mu)h - 1] e^{(\kappa - \mu)h}}{(\kappa - \mu)^2} - \right. \\ &\quad \left. - e^{-\mu \lambda} (\lambda \varphi_1 + \varphi_3) \right\}; \quad i_4 = i_3(-\kappa), \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где $\lambda = \sqrt{(2R_0 + h)h}$, а величины φ_1 и φ_3 представляют собой определенные интегралы

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &= \int_0^h e^{\kappa z - \mu \sqrt{(R-z)^2 - R_0^2}} dz; \\ \varphi_3 &= \int_0^h e^{\kappa z - \mu \sqrt{(R-z)^2 - R_0^2}} \sqrt{(R-z)^2 - R_0^2} dz, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Приближенное решение уравнений динамики ядерного реактора

Н. Г. ЧЕЛИНЦЕВ

В статье изложены способы решения системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{\rho - \beta}{l^*} n + \sum_{i=1}^m \lambda_i c_i + s; \\ \frac{dc_i}{dt} &= \frac{\beta_i}{l^*} n - \lambda_i c_i \end{aligned}$$

при известном изменении во времени реактивности Q . Для малых интервалов времени выведены формулы, использующие частный вид возмущения и позволяющие достаточно просто находить приближенное решение. Для больших интервалов времени рассмотрен метод последовательных приближений эквивалентной

которые могут быть вычислены только посредством численных методов при заданных κ , μ , R_0 и $R = R_0 + h$.

Наконец, в случае теории Спенсера — Фано с применением метода Тейлора [2]

$$B_D(\mu r') = A_1 e^{-a_1 \mu r'} + A_2 e^{-a_2 \mu r'},$$

где A_1 , $A_2 = 1 - A_1$, a_1 и a_2 — коэффициенты, зависящие как от энергии γ -фотона, так и от вещества экрана. Окончательный результат выражается в виде

$$\begin{aligned} P' = & \frac{k \mu_a v e \sum_a \Phi_0}{2R} e^{-\kappa R} \{A_1 [I_2(\mu_1) - N_2(\mu_1)] + \\ & + A_2 [I_2(\mu_2) - N_2(\mu_2)] - e^{2\kappa d} [A_1 [I_1(\mu_1) - N_1(\mu_1)] + \\ & + A_2 [I_1(\mu_2) - N_1(\mu_2)]]\}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\mu_1 = \mu(1 + a_1)$ и $\mu_2 = \mu(1 + a_2)$, а интегралы I_1 , I_2 , N_1 и N_2 определяются формулами (4) и (5). Выражения для мощности дозы захватного γ -излучения на выходе из экрана вполне пригодны для выполнения инженерных расчетов. Автор благодарит инженера-физика А. Ф. Твердова за полезную дискуссию.

(№ 104/3511. Статья поступила в Редакцию 17/XI 1965 г., аннотация — 3/III 1966 г. Полный текст 0,3 а. л., 2 рис., библиография 5 названий.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Защита ядерных реакторов. Сборник. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
2. Б. Прайс, К. Хортон, К. Спинни. Защита от ядерных излучений. М., Изд-во иностр. лит., 1959.

УДК 621.039.512

постоянной распада (метод ЭПР). Приведен вывод формулы для определения ошибки. Показано, что метод применим в тех случаях, когда решение при $l^* = 0$ близко к точному решению.

Для случая, когда реактивность монотонно увеличивается, а мощность n возрастает во много раз, разработан метод приближенного решения с использованием в качестве переменной обратного периода.

В заключение описан метод численного интегрирования, позволяющий значительно сократить объем вычислений (например, по сравнению с методом Коэн — Флэтта при исследовании длительных процессов).

(№ 109/3665. Статья поступила в Редакцию 22/III 1966 г., аннотация — 20/VIII 1966 г. Полный текст 0,65 а. л., библиография 6 названий.)