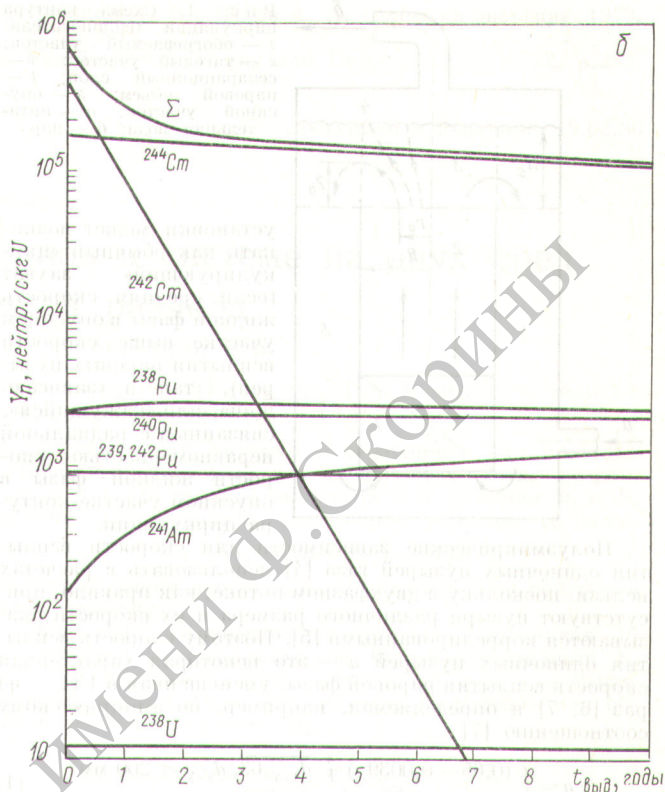


Зависимость суммарного выхода нейтронов  $Y_n$  и парциальных вкладов в него отдельных нуклидов от времени выдержки для отработанного топлива ВВЭР с первоначальным обогащением  $\alpha_0^0 = 3\%$  и глубиной выгорания  $w = 20$  (а) и 30 (б) кг/т U



тах [4, 2] и корректностью установленных в них корреляций между выгоранием топлива и его изотопным составом. Результаты аналогичных расчетов, выполненных для водо-водяных реакторов Yankee-Rowe [5] и TRINQ [6], свидетельствуют об одинаковом характере зависимости  $Y_n(w)$  для реакторов этого типа. Некоторое расхождение наших данных с данными работы [6], касающиеся самих значений нейтронных выходов, соотношений парциальных вкладов отдельных нуклидов и формы кривых  $Y_n(w)$  для выдержанного топлива, связано, по-видимому, в основном с различием исходных обогащений топлива и энергетических спектров нейтронов активной зоны для разных реакторов. Результаты работы [5] представлены в виде, не позволяющем провести их непосредственное сопоставление с нашими данными. Использование в этой работе неверных значений удельных выходов ( $\alpha n$ -нейтронов для  $^{242}\text{CmO}_2$  и  $^{244}\text{CmO}_2$  существенно превышало (до 30–50% и более) величины  $Y_n$ , особенно при малых выдержках и выгораниях, когда велик вклад  $^{242}\text{Cm}$ .

Полученные в настоящей работе данные могут быть использованы при прогнозировании ожидаемого уровня нейтронного излучения отработавших твэлов и реакторных кассет реакторов ВВЭР. При этом, естественно, нужно знать распределение выгорания по высоте и диаметру

твэлов и кассет. Следует учитывать также эффект разномощения нейтронов, который может заметно увеличить их выход, особенно в случае использования контейнеров из водородсодержащих материалов или с водяным охлаждением, а также при хранении топлива в бассейнах. Установленные зависимости  $Y_n(w, t_{\text{выд}})$  могут оказаться полезными и при разработке нейтронных методов пассивного неразрушающего анализа отработавшего ядерного топлива.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Габескирия В. Я. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 44, вып. 5, с. 446.
2. Макарова Т. П. и др. In: 2 Tagung Nukleare Analysenverfahren (Dresden, 1979). Preprints der Vorträge und Posterbeiträge. Dresden, 1979, S. 212.
3. Шиманская Н. С. Ядерные константы трансактиновых изотопов топливного цикла. Препринт РИ-70. Л., 1978.
4. Горшков Г. В. и др. Естественный нейтронный фон атмосферы и земли. М., Атомиздат, 1966.
5. Bailey H. e.a. «Nucl. Techn.», 1973, v. 17, N 3, p. 217.
6. Hsue S. «Atomic Energy Rev.», 1978, v. 16, N 1, p. 89.

Поступило в Редакцию 17.12.79

УДК 621.039.52.44

Захват пара в опускном участке контура циркуляции

ПОЛЯНИН Л. Н., ПУТОВ А. Л., ЕФИМОВ А. В.

При определении гидравлических характеристик контура циркуляции реакторов кипящего типа захват пара в опускную ветвь контура принято называть коэффициентом захвата. Он определяется как отношение массового расхода пара через входное сечение опускного участка  $G_{\text{п}}^{0.у}$  к полному расходу пара через выходное сечение

подъемного (тягового) участка  $G_{\text{п}}^{т.у}$ , т. е.  $\Psi = G_{\text{п}}^{0.у} / G_{\text{п}}^{т.у} = X_{0.у} / X_{т.у}$ , где  $X_{0.у}$  и  $X_{т.у}$  — соответствующие значения массовых расходных паросодержаний.

На рис. 1 представлена схема контура естественной циркуляции теплоносителя в установках по исследованию захвата пара [1–3]. В зависимости от режима работы



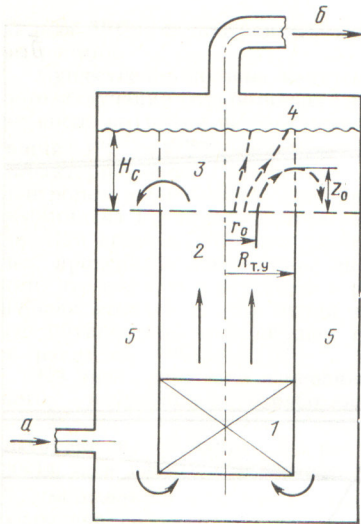


Рис. 1. Схема контура циркуляции теплоносителя: 1 — обогреваемый участок; 2 — тяговый участок; 3 — сепарационный слой; 4 — паровой объем; 5 — опускной участок; а — питательная вода; б — пар

установки может возникнуть как обычный «циркулирующий» захват (если средняя скорость жидкой фазы в опускном участке выше скорости всплытия паровых пузырей), так и «зависающий», или «кажущийся», связанный с радиальной неравномерностью скорости жидкой фазы в опускном участке контура циркуляции.

Полуэмпирические зависимости для скорости всплытия одиночных пузырей газа [4] использовать в расчетах нельзя, поскольку в двухфазном потоке, как правило, присутствуют пузыри различного размера и их скорости оказываются коррелированными [5]. Поэтому скорость всплытия одиночных пузырей  $a$  — это некоторая характерная скорость всплытия паровой фазы, уменьшенная в  $1/(1-\varphi)$  раз [6, 7] и определяемая, например, по эмпирическому соотношению [7]

$$a = \begin{cases} (0,65 - 0,0039p) \sqrt[4]{d_{т.у}/63}, & d_{т.у} < 200 \text{ мм} \\ 0,86 - 0,0052p, & d_{т.у} \geq 200 \text{ мм} \end{cases} \quad (4)$$

где  $a$  — скорость всплытия, м/с;  $p$  — давление, кгс/см<sup>2</sup> (1 кгс/см<sup>2</sup>  $\equiv$  98066,5 Па);  $d_{т.у}$  — диаметр тягового участка, мм. Следует заметить, что выражение (1) может быть использовано в тех случаях, когда истинное объемное паросодержание потока  $\varphi$  не превышает 0,5–0,6.

Траектории всплывающих над кромкой передела пузырьков пара определяются радиальной  $w_r$  и аксиальной  $w_z$  составляющими скорости их движения. Составляющая скорости в направлении оси  $z$

$$w_z(r, z) = W_{Tz}(r, z) + a/[1 - \varphi_T(r, z)], \quad (2)$$

где  $\varphi_T$  — истинное объемное паросодержание в произвольной точке  $(r, z)$  над тяговым участком;  $w_{Tz}$  — осевая составляющая истинной скорости жидкой фазы.

В предположении линейного изменения скорости потока жидкости по высоте над тяговым участком при небольших значениях массового расходного паросодержания

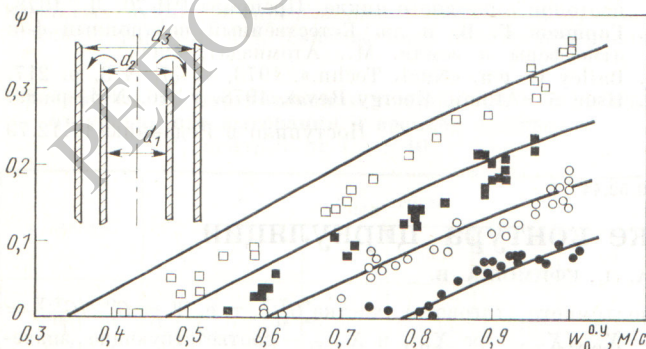


Рис. 2. Зависимость коэффициента захвата пара от скорости циркуляции в опускном участке при давлении 100 (□); 75 (■); 50 (○) и 16 кгс/см<sup>2</sup> (●); — расчет по формуле (11); точки — эксперимент [1, 2];  $d_1, d_2, d_3 = 195, 237$  и 269 мм

$X_{T,y}$  можно записать

$$w_{Tz}(r, z) = w_0^{T,y} (1 - z/H_c) / (1 - \varphi_T). \quad (3)$$

где  $w_0^{T,y}$  — скорость циркуляции в тяговом участке;  $H_c$  — высота слоя жидкости над кромкой передела. В соответствии с уравнением материального баланса составляющая истинной скорости жидкой фазы в радиальном направлении

$$w_{Tr}(r, z) = r w_0^{T,y} / 2H_c (1 - \varphi_T). \quad (4)$$

Таким образом, уравнения траектории движения пузырька пара в параметрической форме будут иметь вид

$$\frac{dz}{d\tau} = \frac{a}{1 - \varphi_T} + \frac{w_0^{T,y} (1 - z/H_c)}{1 - \varphi_T},$$

$$\frac{dr}{d\tau} = \frac{r w_0^{T,y}}{2H_c (1 - \varphi_T)}. \quad (5)$$

Разделив первое уравнение системы (5) на второе и выполнив интегрирование, получим уравнение, связывающее координаты начала движения пузырька от среза тягового участка  $(r, 0)$  и его положения  $(R_{T,y}, z)$  через некоторое время  $\tau$ :

$$z = H_c \Omega_{T,y} (1 - r^2/R_{T,y}^2), \quad (6)$$

где  $\Omega_{T,y} = \omega_{T,y} + X_{T,y} (1 - \omega_{T,y}) = 1 + a/w_0^{T,y}$ ;  $\omega_{T,y}$  — коэффициент скопления.

Циркулирующий захват пара в опускной участок контура будет начинаться от сечения  $z = z_0$ . Ниже его групповая скорость всплытия паровых пузырей становится меньше средней опускной скорости воды  $w_0$ . Из условия  $w_0(z_0) = a/[1 - \varphi_0(z_0)]$ , где

$$w_0(z_0) = w_0^{0,y} (1 - z_0/H_c) / [1 - \varphi_0(z_0)], \quad (7)$$

получим

$$z_0 = \Omega_{0,y} H_c. \quad (8)$$

Здесь  $\Omega_{0,y} = 1 - a/w_0^{0,y}$ ,  $w_0^{0,y}$  — скорость циркуляции в опускном участке контура.

Подставляя значение  $z_0$  из равенства (8) в уравнение (6), получаем

$$r_0 = R_{T,y} (1 - \Omega_{0,y} / \Omega_{T,y})^{1/2}. \quad (9)$$

В опускной участок контура циркуляции будет захватываться весь пар, пересекающий кольцевую область выходного сечения тягового участка  $r_0 < r < R_{T,y}$ . В случае равномерного распределения паровой фазы в сечении  $z = 0$  коэффициент захвата

$$\Psi = 1 - (r_0/R_{T,y})^2 = \Omega_{0,y} / \Omega_{T,y}. \quad (10)$$

Экспериментальные данные, полученные в стендовых условиях [1–3] и в условиях кипящего реактора типа BWR [8], удовлетворительно согласуются с расчетами по формуле (10) (рис. 2).

Заметим, что следствием предположения о линейном изменении скорости жидкой фазы по высоте над тяговым участком является равенство истинного объемного паросодержания над опускным и тяговым участками. В этом легко убедиться, подставив значение  $\Psi$  из выражения (10) в формулу для истинного объемного паросодержания над опускным участком контура циркуляции при  $z = 0$ :

$$\varphi_{0,y} = \frac{1}{1 + \rho''/\rho' (\Omega_{0,y}/X_{T,y} \Psi - 1)}. \quad (11)$$

Это равенство также подтверждается экспериментом [3] и оправдывает выражение (3).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамов В. П. и др. «Теплоэнергетика», 1963, № 8, с. 46.
2. Кемельман М. Н. и др. «Изв. вузов. Энергетика», 1965, № 6, с. 35.
3. Princ C. Aspects of two-Phase Gas-Liquid Separation Related to Nuclear Steam Supply. Dissertation. Delft, 1971.



4. Peebles F., Garber H. «J. Chem. Engng Progr.», 1953, v. 49, N 2, p. 88.
5. Константинов С. М., Кисуркин А. А., Недужко Е. А. «Изв. вузов. Энергетика», 1976, № 2, с. 90.
6. Уоллис Г. Б. Одномерные двухфазные течения. М., «Мир», 1972.
7. Полянин Л. Н., Путов А. Л. «Атомная энергия», 1979, т. 47, вып. 1, с. 56.
8. Uga T. «Nucl. Engng and Design», 1972, v. 22, p.252.

Поступило в Редакцию 19.02.80

УДК 621.039.512.4

## Нестационарная диффузия нейтронов в системе из двух сред с плоской границей раздела

ЖЕМЕРЕВ А. В., МЕДВЕДЕВ Ю. А., МЕТЕЛКИН Е. В.

Процесс распространения нейтронов энергией  $\leq 1$  МэВ в веществе, согласно работам [1, 2], можно разделить на две стадии. В первой — нейтроны замедляются за счет уругих соударений с ядрами, а затем, замедлившись до тепловой энергии, диффундируют без потерь энергии до тех пор, пока не исчезнут в результате процессов поглощения. Нестационарное замедление нейтронов в однородных средах исследовано достаточно подробно [3, 4]. Однако для решения широкого круга прикладных задач необходимо рассчитать нестационарное нейтронное распределение в системе, состоящей из нескольких сред с резко различающимися свойствами в отношении переноса нейтронов. Такие задачи возникают, например, при исследовании распространения нейтронного импульса в атмосфере с учетом влияния поверхности земли (или воды), при исследовании нейтронно-физических параметров замедлителей и размножающих сред, составленных из различных материалов, и т. п.

В работе [5] рассматривалось замедление нейтронов в системе, состоящей из двух различных сред с плоской границей раздела, т. е. первая стадия распространения нейтронов. В настоящей работе изучается вторая стадия этого процесса — нестационарная диффузия тепловых нейтронов в системе из двух сред с плоской границей раздела. Источник тепловых нейтронов считается импульсным и точечным, т. е. определяется функция Грина уравнения диффузии. Распределение тепловых нейтронов от источников быстрых нейтронов можно найти, вычислив свертку этой функции Грина с распределением замедлившихся нейтронов, определяемым при исследовании первой стадии процесса их распространения.

Пространственно-временное распределение тепловых нейтронов от точечного источника, расположенного в точке  $r_0$ , описывается следующим уравнением [1]:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - \frac{l}{3(1+g-\mu)} \Delta \Phi(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{l_a} \Phi(\mathbf{r}, t) = \delta(t) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (1)$$

где  $\Phi(\mathbf{r}, t)$  — поток тепловых нейтронов;  $v$  — их скорость;  $l$  и  $l_a$  — длина свободного пробега нейтронов до рассеяния и поглощения соответственно;  $g = l/l_a$ ;  $\mu$  — средний косинус угла рассеяния.

Будем считать, что граница раздела сред совпадает с плоскостью  $z = 0$ , а источник нейтронов находится на оси  $Oz$  в точке  $z = z_0 > 0$ . Переходя к безразмерным переменным

$$t' = \frac{vt}{l_2}; \{x', y', z'\} = \frac{\sqrt{3(1+g_2-\mu_2)}}{l_2} \{x, y, z\}, \quad (2)$$

уравнение (1) для каждой среды можно представить в следующем виде:

$$\text{при } z < 0 \quad \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} - a \delta^2 \Delta \Phi_1 + \frac{1}{a} g_1 \Phi_1 = 0; \quad (3a)$$

$$\text{при } z > 0 \quad \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} - \Delta \Phi_2 + g_2 \Phi_2 = s_T \delta(t) \delta(x) \delta(y) \delta(z - z_0), \quad (3б)$$

где  $a = l_1/l_2$ ;  $\delta^2 = (1 + g_2 - \mu_2)/(1 + g_1 - \mu_1)$ ;  $g_i = l_i/l_{ai}$ ;  $i = 1, 2$ ;  $s_T = v[\sqrt{3(1 + g_2 - \mu_2)}/l_2]^3$ .

Везде далее знак «штрих» у переменных для простоты опустим и предположим, что первая среда плотнее второй, т. е.  $a < 1$ . На границе раздела ( $z = 0$ ) функции  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  должны удовлетворять следующим условиям сшивки:

$$\Phi_1 = \Phi_2; \quad a \delta^2 (\partial \Phi_1 / \partial z) = \partial \Phi_2 / \partial z, \quad (4)$$

соответствующим непрерывности потока и тока нейтронов через границу.

Используя преобразование Лапласа (переменная  $p$ ) по времени и преобразование Фурье (переменные  $k_x$  и  $k_y$ ) по пространственным переменным  $x$  и  $y$ , а также условия сшивки (4), легко получить выражения для об-разов решения системы (3):

$$\Phi_2 = \frac{s_T \exp[-\sqrt{p+k^2+g_2}|z-z_0|]}{2\sqrt{p+k^2+g_2}} - \frac{s_T \exp[-\sqrt{p+k^2+g_2}(z+z_0)]}{2\sqrt{p+k^2+g_2}} + \frac{s_T \exp[-\sqrt{p+k^2+g_2}(z+z_0)]}{\sqrt{p+k^2+g_2+\delta\sqrt{ap+a^2\delta^2k^2+g_1}}}; \quad (5)$$

$$\Phi_1 = \frac{s_T \exp[-\sqrt{p+k^2+g_2}z_0 + \sqrt{ap+a^2\delta^2k^2+g_1}(z/a\delta)]}{\sqrt{p+k^2+g_2+\delta\sqrt{ap+a^2\delta^2k^2+g_1}}}, \quad (6)$$

где  $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ .

Легко также определить соответствующие выражения и в том случае, когда источник нейтронов находится в более плотной среде (при  $z = -z_0$ ):

$$\Phi_2 = \frac{s_T \exp[-\sqrt{ap+a^2\delta^2k^2+g_1}(z_0/a\delta) - \sqrt{p+k^2+g_2}z]}{\sqrt{p+k^2+g_2+\delta\sqrt{ap+a^2\delta^2k^2+g_1}}}; \quad (7)$$

$$\Phi_1 = \frac{s_T \exp[-\sqrt{ap+a^2\delta^2k^2+g_1}(|z+z_0|a\delta)]}{2\delta\sqrt{ap+a^2\delta^2k^2+g_1}} - \frac{s_T \exp[-\sqrt{ap+a^2\delta^2k^2+g_1}\frac{(z_0-z)}{a\delta}]}{2\delta\sqrt{ap+a^2\delta^2k^2+g_1}} + \frac{s_T \exp[-\sqrt{ap+a^2\delta^2k^2+g_1}\frac{(z_0-z)}{a\delta}]}{\sqrt{p+k^2+g_2+\delta\sqrt{ap+a^2\delta^2k^2+g_1}}}. \quad (8)$$

Отметим, что каждое слагаемое в выражениях (5) и (8) имеет вполне определенный физический смысл. Первое слагаемое — решение уравнения диффузии для однородной среды, в которой находится источник, второе — определяет утечку нейтронов и является решением анало-