

6. Е. Б. Брешенкова, В. В. Орлов. «Атомная энергия», 10, 175 (1961).  
7. А. М. Панченко. «Атомная энергия», 14, 408 (1963).

8. M. Berger, J. Doggett. J. Res. Nat. Bur. Standards, 56, 89 (1956).  
9. H. Goldstein, S. Wilkins. US AES Report NYO-3075 (1954).

621.039.53

## К вопросу о кинетике кипящего гомогенного реактора

В. К. Завойский

В кипящем гомогенном реакторе вследствие ряда случайных причин могут происходить флуктуации плотности замедлителя. Это может повлиять на стабильность работы реактора. Поэтому важно оценить скорость изменения паросодержания в активной зоне при возникновении избыточной реактивности.

Предположим, что при импульсе возрастания мощности остается неизменным во времени количество пузырьков пара в замедлителе, т. е. с увеличением тепловыделения, а следовательно, и температуры замедлителя скорость образования новых пузырьков пара не возрастает. В этом случае скорость изменения объема пара будет определяться скоростью увеличения объема всех пузырьков, имеющихся в замедлителе к моменту начала импульса,

$$\frac{dV''(t)}{dt} = \int_0^{\infty} N_0 \frac{d}{dt} \left[ \frac{4\pi}{3} R^3(R_0, t) \right] f(R_0) dR_0, \quad (1)$$

где  $N_0$  — количество пузырьков пара в активной зоне;  $R_0$  — радиус пузырька;  $f(R_0)$  — функция распределения пузырьков по размерам при стационарном кипении, нормированная к единице;  $R(R_0, t)$  — радиус пузырька в момент времени  $t$  после начала импульса. Здесь и далее индекс «0» означает, что соответствующая величина взята при стационарном кипении, т. е. до начала импульса.

Изменение объема пара в замедлителе за время  $t$  от начала импульса получим, проинтегрировав (1),

$$V''(t) - V_0'' = \Delta V''(t) = N_0 \int_0^{\infty} \frac{4\pi}{3} [R^3(R_0, t) - R_0^3] f(R_0) dR_0. \quad (2)$$

Согласно работе [1] изменение объема пузырька пара, движущегося в перегретой жидкости, определяется выражением

$$\frac{dR}{dt} = 8 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{c\gamma'}{r\gamma''} (au)^{1/2} R_0^{3/2} \Delta T, \quad (3)$$

где  $\gamma'$ ,  $a$  — теплоемкость, плотность и коэффициент температуропроводности жидкости соответственно;  $r$  — теплота парообразования;  $\gamma''$  — плотность пара;  $u$  — скорость пузырька относительно жидкости;  $\Delta T$  — перегрев жидкости, т. е. разность температур жидкости вдали от пузырька и у его поверхности (последняя равна температуре пара в пузырьке).

Если ограничиться рассмотрением небольших промежутков времени и пренебречь членами, нелинейными

относительно  $t$ , то, преобразуя (3), получим

$$\frac{4\pi}{3} [R^3(R_0, t) - R_0^3] \approx 4\pi\beta R_0^{3/2} \int_0^t \Delta T dt, \quad (4)$$

где

$$\beta = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{c\gamma'}{r\gamma''} (au)^{1/2}.$$

Подставляя (4) в (2) и учитывая, что

$$N_0 = \frac{V_0''}{\frac{4\pi}{3} R_0^3}, \quad (5)$$

получим

$$\Delta V''(t) = \frac{3\beta V_0''}{R_0^3} \int_0^{\infty} R_0^{3/2} f(R_0) dR_0 \int_0^t \Delta T dt. \quad (6)$$

Согласно работе [2]

$$f(R_0) = \frac{3}{2} \alpha R_0^{1/2} e^{-\alpha R_0^{3/2}}, \quad (7)$$

где

$$\alpha \approx 0,855 (\bar{R}_0)^{-3/2}. \quad (8)$$

Подставляя (7) в (6), найдем

$$\Delta V''(t) = \frac{3\beta V_0''}{\alpha R_0^3} \int_0^t \Delta T dt. \quad (9)$$

Обозначив через  $v(t)$  относительное изменение объема пара в замедлителе в результате импульса, получим

$$v(t) = \frac{\Delta V''(t)}{V_0''} = \frac{3\beta}{\alpha R_0^3} \int_0^t \Delta T dt. \quad (10)$$

Пусть мощность источников тепла, создающих импульс в активной зоне,  $Q(t)$ , количество тепла, выделенное ими за время  $t$ , составляет  $\int_0^t Q(t) dt$ . Если

не учитывать тепловые потери через стенки активной зоны, то можно считать, что все выделяющееся тепло затрачивается на два процесса: на повышение температуры замедлителя и парообразование. Поэтому

$$Q(t) = cm' \frac{d(\Delta T)}{dt} + r\gamma'' \frac{dV''(t)}{dt}, \quad (11)$$

где  $m'$  — масса замедлителя в активной зоне. Для малых отрезков времени можно принять, что вся энергия импульса затрачивается только на увеличение перегрева воды. Интегрируя (11), получим

$$\int_0^t Q(t) dt = cm' [\Delta T(t) - \Delta T_0]. \quad (12)$$

Если, кроме того, пренебречь влиянием на реактивность увеличения перегрева замедлителя при импульсе, то можно считать, что мощность реактора во время импульса растет экспоненциально

$$Q(t) = Q_0 e^{t/\tau}, \quad (13)$$

где  $Q_0$  — мощность реактора при стационарной работе;  $\tau$  — период реактора\*. Выражения (12) и (13) позволяют найти величину интеграла, входящего в (10). После преобразований найдем

$$v(t) = \frac{3\beta}{\alpha R_0^3} \left\{ \Delta T_0 t + \frac{Q_0 \tau^2}{cm'} \left[ e^{t/\tau} - \left( 1 + \frac{t}{\tau} \right) \right] \right\}. \quad (14)$$

Реактивность реактора складывается из реактивности импульса  $\Delta k_{\text{имп}}$  и отрицательной реактивности  $\Delta k_{\text{пар}}$ , обусловленной появлением в замедлителе добавочного количества пара, образующегося за счет энергии, выделяющейся во время импульса. Можно показать, что для цилиндрического реактора связь между  $v$  и изменением реактивности имеет вид

$$\Delta k_{\text{пар}} = -2M_0^2 \alpha_R^2 \psi_0 v \left[ 1 + \psi_0 \left( 1 + \frac{v}{2} \right) \right], \quad (15)$$

где  $M_0$  — длина миграции нейтронов в замедлителе;  $\alpha_R$  — радиальная часть геометрического лапласиана;  $\psi_0 = -\frac{V''_0}{V'_0}$  — отношение объема пара к объему замедлителя до импульса. Если задана величина мгновенной избыточной реактивности  $\Delta k_{\text{имп}}$ , то по уравнению (15) можно определить значение паросодержания, компенсирующего введенную реактивность,

$$v_{\text{макс}} = \frac{\Delta k_{\text{имп}}}{2M_0^2 \alpha_R^2 \psi_0 (1 + \psi_0)}. \quad (16)$$

С другой стороны, зная  $v_{\text{макс}}$ , с помощью уравнения (14) можно вычислить максимальное время, необходимое для образования этого количества пара,

$$t_{\text{макс}} = \frac{v_{\text{макс}}}{B + \sqrt{\frac{v_{\text{макс}}}{A} + B^2}}, \quad (17)$$

\* Как известно, в определенных условиях увеличение температуры в системе само по себе может обеспечить безопасность работы реактора. Однако здесь нас интересует влияние на реактивность изменения паросодержания.

где

$$A = \frac{3\beta Q_0}{2\alpha R_0^3 cm'}; \quad (18)$$

$$B = \frac{cm' \Delta T_0}{Q_0}. \quad (19)$$

Как известно [3], если мгновенная избыточная реактивность  $\Delta k_{\text{имп}} \approx \mu$  (здесь  $\mu$  — доля запаздывающих нейтронов в коэффициенте размножения и фотонейтронов, если реактор тяжеловодный), то период реактора определяется запаздывающими нейтронами. В этом случае реактор обладает медленной кинетикой и

$$\tau = \frac{\mu}{\Delta k}, \quad (20)$$

где  $1/\lambda$  — среднее время жизни ядер, испускающих запаздывающие нейтроны.

Полученные уравнения позволяют найти наибольшую величину изменения паросодержания, при котором кинетика реактора все еще определяется запаздывающими нейтронами. Рассмотрим для примера кипящий гомогенный тяжеловодный реактор на природном уране, описанный в работе [4]. Принимая в уравнении (16)  $\Delta k_{\text{имп}} = \mu$ , найдем, что для этого реактора при давлении 40 атм относительное изменение паросодержания  $v_{\text{макс}} \approx 0,15$ . Подставляя эту величину в выражение (17), получим, что при изменении значений  $\Delta T_0$  и  $R_0$  в довольно широких пределах  $t_{\text{макс}} \approx 10^{-2}$  сек.

Таким образом, возникновение в кипящем гомогенном реакторе мгновенной избыточной реактивности, соответствующей изменению паросодержания на 15—20%, будет компенсироваться образованием дополнительного количества пара за время порядка сотой доли секунды и поэтому не приведет к заметному увеличению мощности реактора и нарушению стабильности его работы.

При сделанных предположениях оценена верхняя граница времени компенсации введенной реактивности. В действительности это время должно быть меньше.

Поступило в Редакцию 2/III 1962 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Завойский. «Атомная энергия», 10, 272 (1961).
2. В. К. Завойский. Там же, стр. 521.
3. А. Д. Галанин. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1957, стр. 204.
4. В. М. Бяков, Б. Л. Иоффе. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Докл. сов. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 398.