

Используя уравнение (5), для определения  $t_a$ , получим трансцендентное уравнение, которое можно решить подбором:

$$\left(\frac{T_K}{T_a}\right)^{\frac{Z+1}{Z}} - (1 - \eta_l) - \frac{3BC_1(i_0 - \bar{t}_a)}{(t_2 - t_1)^4 \eta_{0i} c_p^3 \gamma_n \gamma_1} = 0. \quad (7)$$

Уравнение (7) можно представить в более простом виде

$$T_a^{\text{опт}} = \frac{T_K}{(1 - \eta_l + U)^{Z/Z+1}} \text{ } ^\circ\text{K}. \quad (8)$$

Так как значение  $\eta_l$  очень мало изменяется с изменением  $T_a$  в зоне оптимума, выражение для  $U$  примет вид

$$U = \frac{3\xi Q_T C_1}{2g \eta_p c_p^3 \gamma_n \gamma_1 (t_2 - t_1)^4 S_T^2} \frac{i_{\text{от}} \bar{t}_a}{\eta_{0i}} \frac{1}{427},$$

где  $\xi$  — приведенное значение коэффициента гидродинамического сопротивления первичного контура (активной зоны, генератора пара, трубопроводов).

Уравнение (8) соответствует уравнению оптимума, рекомендуемого в работе [2] для теоретических регенеративных схем, но имеет в знаменателе дополнительный член  $U$ , который приводит к существенному уменьшению значения  $t_a^{\text{опт}}$ . Член  $U$  зависит от величины  $c_p^3 \gamma_n \gamma_1$ , т. е. от физических свойств теплоносителя, от поперечного сечения  $S_T$ , тепловой мощности реактора  $Q_T$ , а также от разности температур  $t_2 - t_1$ , соответствующей  $t_a$  в зоне максимального к. п. д. нетто  $\eta_i$ .

Вообще, чем меньшая мощность будет расходоваться на перекачивание теплоносителя, тем больше значение  $t_a^{\text{опт}}$ ; в пределе оно становится равным оптимальной температуре для начальных параметров пара  $p_0$  и  $t_0$  тепловых электростанций.

Нужно отметить, что для двухконтурных атомных электростанций влияние начальных параметров пара на значение  $t_a^{\text{опт}}$  имеет свою специфику.

Так, если на тепловых электростанциях увеличение  $p_0$  приводит к быстрому росту  $t_a^{\text{опт}}$ , то в вышеуказанном первом случае для атомных электростанций увеличение  $p_0$  уменьшает  $t_a^{\text{опт}}$ . Это объясняется тем, что одновременно с увеличением  $p_0$  вследствие уменьшения разности  $t_2 - t_1$  растет мощность, необходимая

для перекачивания теплоносителя. (В формуле (8) увеличение  $p_0$  приводит к увеличению члена  $U$ , так как разность  $t_2 - t_1$  уменьшается при одном и том же значении  $t_a$ .)

Указанный второй случай, когда  $t_1$  и  $t_2$  постоянны, рассматривался в предыдущей работе [1], из которой следует, что формула, позволяющая рассчитать оптимальную температуру подогрева воды, имеет вид

$$T_a^{\text{опт}} = \frac{T_K}{[aT_K + (1 - \chi)(1 - \eta_l)]^{Z/Z+1}} \text{ } ^\circ\text{K}, \quad (9)$$

где  $a \approx \frac{\Delta S_0}{\Delta t_a}$  и  $\chi \approx \frac{\Delta i_0}{\Delta t_a}$  — изменение начальной энтропии и начальной энтальпии пара соответственно при изменении  $t_a$  на  $1^\circ\text{C}$ .

Следует отметить, что изменение  $t_a$  в случае принятой гипотезы (второй случай) влечет за собой изменение  $p_0$ .

Увеличение  $t_a$  вызывает уменьшение давления пара, а это в свою очередь приводит к тому, что увеличение к. п. д. в результате роста температуры подогрева  $t_a$  и числа подогревателей  $Z$  будет снижаться из-за уменьшения  $p_0$ . Можно показать, что влияние температуры на  $p_0$  более заметно при увеличении разности  $t_2 - t_1$ .

Очевидно, что абсолютные значения величин  $a$  и  $\chi$  из формулы (9) будут тем больше, чем больше разность  $t_2 - t_1$ , а оптимальная величина параметра в этом случае меньше.

Нужно подчеркнуть, что проведенный анализ справедлив лишь для цикла с одним давлением; для цикла с двумя или большим числом давлений вопрос установления оптимальной температуры подогрева усложняется и требует специального подхода.

Поступило в Редакцию 12/IV 1962 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. D. G r e s o v. Rev. electrotechn. et energetique, V, No. 2, 423 (1960).
2. Д. Д. К а л а ф а т и. Основы теории регенеративных циклов паросиловых установок высокого давления. М., Труды МЭИ, вып. XI, 1953.
3. Д. Д. К а л а ф а т и. «Теплоэнергетика», № 4, 74 (1960).
4. M. Chambadale. Rev. gen. electr., 67, No.6, 332 (1958).

УДК 621.039.51

## Исследование критических тепловых потоков при вынужденном движении моноизопротилдифенила, недогретого до температуры насыщения

Г. Н. Караваяев, А. Д. Леонгардт, Ю. П. Шлыков

В последние годы интенсивно исследуется применение органических теплоносителей для ядерных энергетических установок.

Преимущества использования органических жидкостей для этих целей известны, поэтому нет необходимости их описывать. Среди органических жидкостей наибольшее внимание уделяется в настоящее время разлчным полифенилам (дифенилу, изопротилдифенилу, терфенилу и др.).

Плотность тепловых потоков в реакторах весьма высока, поэтому даже в условиях теплоотдачи к некипящей жидкости при достаточно больших колебаниях мощности реактора, изменении давления жидкости или нарушении геометрии теплоотдающих поверхностей температура стенок тепловыделяющих элементов в отдельных местах может превышать температуру насыщения. Возможно появление пленочного кипения (кризиса теплосъема). Поэтому для установления надежного



теплового режима работы реактора необходимы данные о критических тепловых нагрузках для соответствующего теплоносителя.

Отсутствие надежных обобщенных зависимостей для определения критических тепловых потоков при вынужденном движении различных жидкостей требует экспериментальных данных. Цель настоящей работы — изучение кризиса теплосъема при вынужденном движении в канале моноизопропилдифенила (МИПД), недогретого до температуры насыщения.

Для экспериментального определения критических тепловых нагрузок была создана установка (рис. 1), представляющая собой замкнутый циркуляционный контур, в который последовательно включены центробежный бессальниковый насос, электронагреватель и рабочий участок. Для охлаждения подшипников насоса и регулирования температуры в контуре из напорной магистрали насоса часть теплоносителя пропусклась через холодильник и подавалась в подшипниковый узел насоса. Давление в контуре создавалось при помощи расширительного бачка, в который из баллона подавался газ (азот). Все детали и трубопроводы установки,

кости в контуре использовался трансформатор 5, вторичной обмоткой которого служили 12 витков трубопровода контура. Расход теплоносителя определялся диафрагмой 6, протарированной на воде.

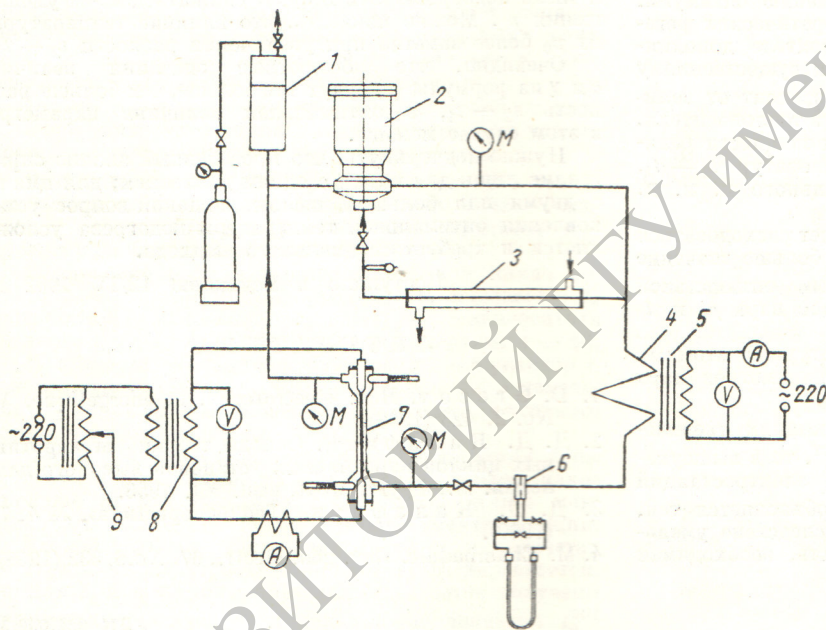


Рис. 1. Схема опытной установки:

1 — компенсационный бак; 2 — циркуляционный насос; 3 — холодильник; 4 — нагреватель; 5 — трансформатор нагревателя; 6 — расходомерная диафрагма; 7 — рабочий участок; 8 — трансформатор рабочего участка; 9 — автотрансформатор.

имеющие контакт с МИПД, были изготовлены из стали 1Х18Н9Т.

Конструкция рабочего участка показана на рис. 2. Рабочий элемент, представляющий собой пластинку из нержавеющей стали 1Х18Н9Т с припаянными к ней медными токоподводящими стержнями, устанавливался внутри трубки с керамической вставкой и центрировался в двух взаимно-перпендикулярных направлениях. Рабочий элемент нагревался переменным током от трансформатора 8 (см. рис. 1), включенного в сеть через регулировочный автотрансформатор 9. Для подогрева жид-

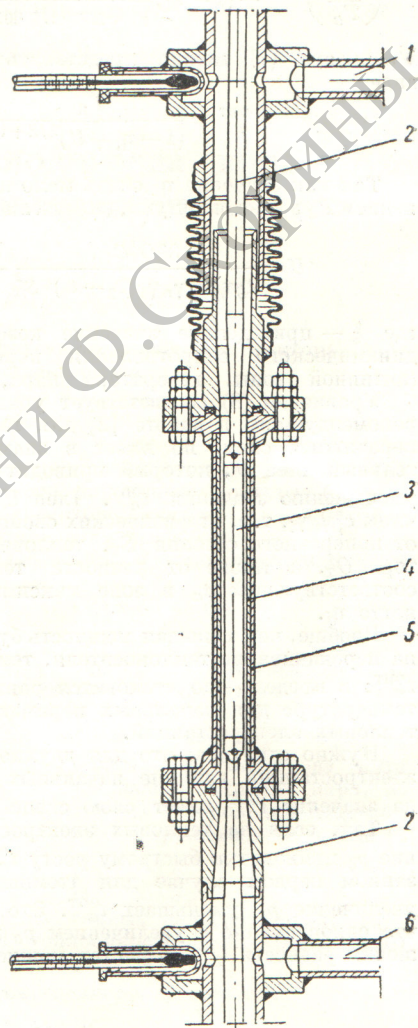


Рис. 2. Рабочий участок:

1 — выход теплоносителя; 2 — токоподводящие стержни; 3 — рабочий элемент (пластинка); 4 — керамическая вставка; 5 — трубка рабочего участка; 6 — вход теплоносителя.

Опыты проводились с пластинками шириной 6 и 8 мм, толщиной 0,2 мм и длиной 125 мм. Диаметр керамических трубок-вставок составлял соответственно 8 и 10 мм.

В большинстве опытов критическая тепловая нагрузка достигалась путем медленного повышения электрической мощности на рабочем элементе при постоянных давлении, температуре и скорости МИПД на выходе из рабочего участка и фиксировалась по показаниям приборов в момент пережога пластины. В ряде опытов достижение критической нагрузки осуществлялось посте-



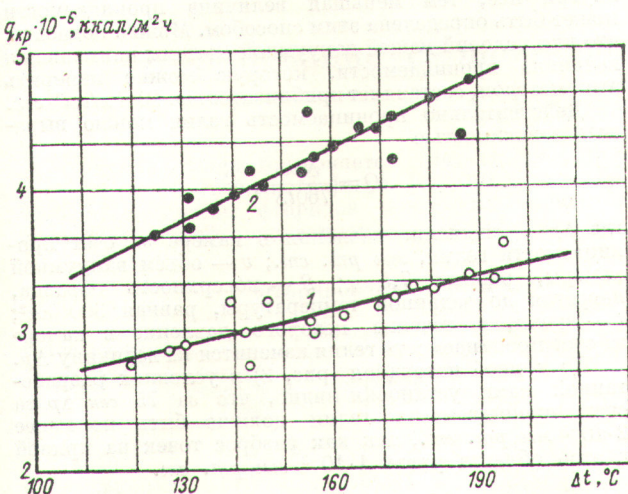


Рис. 3. Зависимость критической тепловой нагрузки от величины недогрева жидкости для двух скоростей циркуляции (1, 2— скорость циркуляции 4,24 и 6,27 м/сек соответственно).

ценным уменьшением недогрева жидкости до температуры насыщения. Перегорание опытного элемента при наступлении кризиса теплоотдачи происходило на выходе жидкости.

Критическая тепловая нагрузка менялась от  $3,7 \times 10^6$  до  $4,8 \cdot 10^6$  ккал/м<sup>2</sup>·ч при скорости жидкости 6,3 м/сек и изменении величины недогрева от 124 до 190° С и от  $2,7 \cdot 10^6$  до  $3,6 \cdot 10^6$  ккал/м<sup>2</sup>·ч при скорости 4,24 м/сек и изменении величины недогрева от 120 до 195° С. Точность определения величины критической нагрузки 4,5%.

Результаты опытов при двух указанных скоростях жидкости представлены на рис. 3. На основании этих данных можно заключить, что критические тепловые потоки для МИПД меняются линейно в зависимости от величины недогрева, как это было ранее установлено для других жидкостей.

Достаточная близость расположения опытных точек, относящихся к различным давлениям (давление менялось от 3 до 6 атм), к прямой указывает на слабое влияние давления в указанном диапазоне его изменений на критическую тепловую нагрузку. Сравнение показало, что полученные опытные данные не совпадают с рядом предложенных критериальных зависимостей для определения критических тепловых потоков [1—3].

Поступило в Редакцию 23/X 1962 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Кутателадзе. Теплопередача при конденсации и кипении. М., Машгиз, 1952.
2. А. А. Ивашкевич. «Атомная энергия», 8, 51 (1960).
3. Б. А. Зенкевич. «Атомная энергия», 6, 169 (1959).

ГДК 621. 039. 53

## Определение проницаемости стенок труб для гелия

И. С. Лунаков, Ю. С. Кузьмичев, Ю. В. Захаров

Применение гелия в качестве теплоносителя в установках, работающих при высоких температурах и давлениях, связано с существенными затруднениями, вызванными его возможной утечкой через стенки сосудов и труб или сварные швы.

Утечки гелия возможны через микродефекты сварных швов самого металла и в результате диффузии гелия через стенки труб или сосудов.

О диффузии инертных газов через металлы в литературе весьма разноречивые данные. Одни авторы [1, 2] утверждают, что инертные газы вообще не диффундируют через металлы, другие приводят экспериментально определенные коэффициенты диффузии инертных газов через различные металлы [3, 6]. В экспериментах инертный газ вводился внутрь металла ионной бомбардировкой, или растворением радиоактивных изотопов, в результате распада которых образуются инертные газы.

Диффузия гелия, введенного в металлы такими способами, подтверждает только возможность диффузии гелия из газовой фазы. Однако прямых опытов, доказывающих это, в литературе не приводится.

Поэтому для изучения проницаемости стенок трубчатых металлических образцов для гелия была разработана установка, (рис. 1), состоящая из вакуумной печи с образцом, течеискателя ПТИ-4А, систем откачки и подачи гелия в образец.

Вакуумная печь представляет собой цилиндрическую камеру 2 объемом 7,5 л с размещенной внутри

нее трубчатой печи 3, изготовленной из алундовых цилиндров 1 с фехралевой спиралью 4. Один торец камеры наглухо заварен, с другой стороны камера

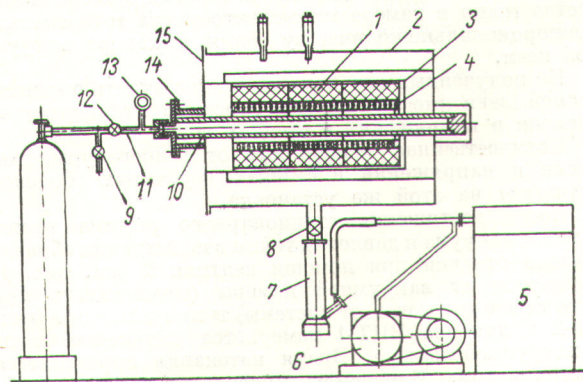


Рис. 1. Схема установки для определения проницаемости гелия.

закрывается съемной крышкой 15 на резиновом уплотнении. К крышке приварен патрубок с фланцем 14, к которому крепится исследуемый образец 10, представляющий собой трубу с заваренным наглухо кон-