

СПРАВОЧНИК

СПРАВОЧНИК ПО ТЕПЛООБМЕННЫМ РАСЧЕТАМ

В.Р. КУЛИНЧЕНКО



издательство
 «Техніка»

В. Р. КУЛИНЧЕНКО

**СПРАВОЧНИК
ПО
ТЕПЛООБМЕННЫМ
РАСЧЕТАМ**

Киев
«Техника»
1990

ББК 31.31я2

К90

УДК 536.24 : 621.1

Рецензент канд. техн. наук *Б. Г. Дидушко*

Редакция литературы по передовому опыту и оперативных изданий
Зав. редакцией *Т. Т. Ревяко*

К $\frac{2203050000-151}{M202(04)-90}$ 44.90

ISBN 5-335-00492-4

© Кулинченко В. Р., 1990

ПРЕДИСЛОВИЕ

На современном этапе развития народного хозяйства предъявляются высокие требования к конструкторам, проектировщикам и эксплуатационному персоналу теплообменной аппаратуры, используемой в химической, металлургической, нефтеперерабатывающей, энергетической, пищевой и других отраслях промышленности, поскольку знание физики теплообменных процессов, правильное представление о них и умелое использование расчетных зависимостей при проектировании теплообменного оборудования позволяют рационально выбирать и экономить металлы и другие материалы, использовать более дешевые вторичные энергоресурсы, что ведет к сокращению расхода топлива, а следовательно, к эффективному использованию ресурсов и снижению энерго- и материалоемкости производства.

Очевидность этого подтверждается возрастающим количеством научных работ и других публикаций по вопросам теплопередачи. Однако информация в этих источниках не всегда представлена в форме, удобной для использования в инженерной практике, и часто содержит материал, пригодный только для специалистов узкого профиля. В связи с этим в настоящее время назрела необходимость в справочнике, содержащем основные формулы для расчета теплопередачи различных сред и материалов при различных условиях.

В данном справочнике систематизированы расчетные зависимости для определения коэффициентов теплоотдачи при вынужденной конвекции с ламинарным и турбулентным течением, при свободной конвекции, кипении и конденсации. В справочник включены общепринятые формулы и тщательно отобранные как надежные и приемлемые. Принятые обозначения объясняются всякий раз, когда в приводимых формулах может появиться двусмысленность или неоднозначное толкование. В большинстве случаев формулы приведены в безразмерном виде, за исключением выражений, предназначенных для специального применения. Автор с благодарностью примет все замечания и предложения читателей по уточнению и улучшению материала, которые могут быть учтены в последующем издании. Отзывы и пожелания просьба направлять в издательство «Техніка» по адресу: 252601, Киев, 1, Крещатик, 5.

Глава 1

ВЫНУЖДЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ ПРИ ЛАМИНАРНОМ ТЕЧЕНИИ

1.1. ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

При обтекании тел потоком наблюдается безотрывное и отрывное движение. Безотрывное движение характеризуется областями вязких и тепловых возмущений, называемых динамическим и тепловым пограничными слоями. При $Pr = 1$ и $grad = 0$ толщина динамического пограничного слоя δ совпадает с толщиной теплового δ_T . Если $Pr < 1$, значение $\delta < \delta_T$, при $Pr > 1$ $\delta > \delta_T$. Теоретически толщина пограничного слоя бесконечна. Практически на удалении от стенки скорость и температура равны скорости и температуре невозмущенного потока. В этом случае пограничный слой имеет конечные размеры.

Если координата x направлена вдоль течения, а y — по нормали к нему, то в стационарном плоском пограничном слое несжимаемой жидкости при отсутствии объемных сил и процессов диффузии уравнения теплопроводности, движения и сплошности имеют вид [81]

$$\left. \begin{aligned} \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} &= \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial T}{\partial x} + w_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) c_p \rho; \\ -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} &= \left(\frac{\partial w_x}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} \right) \rho; \\ \frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.1)$$

Вне пограничного слоя вязкие силы не проявляются:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \left(\frac{\partial w_0}{\partial \tau} + w_0 \frac{\partial w_0}{\partial x} \right) \rho;$$

где w_0 — скорость невозмущенного потока; τ — время.

Уравнения импульсов Кармана и теплового слоя, исходя из выражений (1.1):

$$\int_0^{\delta} \rho \frac{\partial w_x}{\partial \tau} dy + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\delta} \rho w_x dy - w_0 \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\delta} \rho w_x dy = -\tau_{ct} - \delta \frac{\partial p}{\partial x};$$
$$q = \frac{d}{dx} \left(c_0 T_0 \int_0^{\delta_T} \rho w_x dy - \int_0^{\delta_T} c_p T w_x dy \right).$$

Для стационарного течения справедливо уравнение импульсов

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} + \frac{1}{w_0} \frac{dw_0}{dx} (2\delta^{**} + \delta^*) = \frac{\tau_{ct}}{\rho w_0^2} = 2c_f, \quad (1.2)$$

где c_f — местное значение коэффициента сопротивления трения, и уравнение теплового баланса

$$\frac{Q_x}{c\rho w_0} = \frac{d\delta_v^{**}}{dx} + \left[\frac{1}{w_0} \frac{dw_0}{dx} + \frac{1}{T_{ct} - T_0} \frac{d(T_{ct} - T_0)}{dx} \right] \delta_v^{**}. \quad (1.3)$$

Значения δ^* , δ^{**} и δ_T^{**} описываются интегралами, характеризующими толщину вытеснения слоя, толщину потери импульса и толщину потери теплосодержания [75]:

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{w_x}{w_0}\right) dy;$$

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{w_x}{w_0} \left(1 - \frac{w_x}{w_0}\right) dy;$$

$$\delta_T^{**} = \int_0^{\delta_T} \frac{w_x}{w_0} \left(1 - \frac{T - T_0}{T_{ст} - T_0}\right) dy.$$

Эти величины принимаются как линейные размеры для характеристических чисел Рейнольдса пограничного слоя

$$Re^* = \omega_0 \delta^* / \nu; \quad Re^{**} = \omega_0 \delta^{**} / \nu; \quad Re_T = \omega_0 \delta_T^{**} / \nu.$$

При обтекании пластины неограниченным потоком ($dw_0/dx = 0$) координаты перехода от ламинарного режима течения к переходному $x_{кр1}$ и перехода к развитому турбулентному режиму течения пограничного слоя $x_{кр2}$ определяются по рис. 1 [78].

При обтекании профиля ($dw_0/dx \neq 0$), когда степень турбулентности набегающего потока $\tilde{v} \leq 0,6\%$, координата $x_{кр1}$ определяется по графику

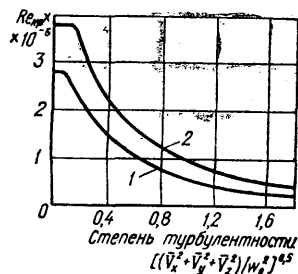


Рис. 1. Зависимость критических значений числа Re от степени турбулентности:

1 — $Re_{кр1} = \omega_0 x_{кр1} / \nu$; 2 — $Re_{кр2} = \omega_0 x_{кр2} / \nu$

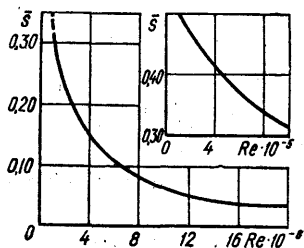


Рис. 2. График нахождения координаты перехода от ламинарного режима течения пограничного слоя к переходному при $\tilde{v} \leq 0,6\%$

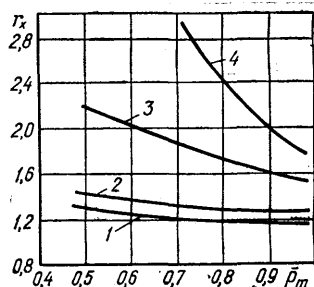


Рис. 3. График определения r_x на профиле при диффузорном течении с выпуклым (1) и вогнутым (2) профилем скорости и при конфузорном течении с выпуклым (3) и вогнутым (4) профилем скорости

рис. 2, на котором $Re = \omega_1 b / \nu$ (где ω_1 — скорость набегающего потока, b — хорда профиля), а $s = (x_{кр1} - s_{мин}) / b$ (где $s_{мин}$ — координата точки минимума давления).

Значение координаты $x_{кр2}$ определяется с помощью графика рис. 3, на котором $r_x = x_{кр2} / x_{кр1}$, а $\bar{p}_m = p_{мин} / (p_1 + \rho w_1^2 / 2) = [p_{мин} + p_1 / (2\rho w_1^2)] / [1 + p_1 / (2\rho w_1^2)]$, где $p_{мин} = 1 - (w_{мин} / w_1)^2$.

1.2. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ВНЕШНЕМ ОБТЕКАНИИ ПОВЕРХНОСТЕЙ

1.2.1. Обтекание пластины

В случае обтекания пластины невозмущенным потоком при ламинарном течении существует точное решение системы (1.1), которое при постоянных физических характеристиках и постоянной температуре на поверхности пластины для сред с $Pr \geq 0,6$ дает [75]

$$\delta_x = 5\sqrt{vx/w_0}; \quad \delta^* = 1,73\sqrt{vx/w_0}; \quad \delta^{**} = 0,064\sqrt{vx/w_0}.$$

Безразмерное касательное напряжение на стенке

$$\tau_{ст}/(\rho w_0^2) = 0,332 Re_x^{-0,5}.$$

Индекс x показывает, что величина относится к сечению, отстоящему на x , м, от передней кромки пластины. Местный коэффициент трения

$$C_f = 0,664 Re_x^{-0,5}; \quad C_f^{**} = 0,44/Re^{**}.$$

Коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_x = 0,332 \lambda Pr^{0,33} \sqrt{w_0/(vx)}. \quad (1.4)$$

Средний коэффициент трения и среднее значение α на участке длиной L в ламинарном пограничном слое

$$\begin{aligned} \bar{C}_f &= 1,34 (w_0 L/\nu)^{-0,5}; \\ \bar{\alpha} &= 0,664 \lambda Pr^{0,33} \sqrt{w_0/\nu L}. \end{aligned} \quad (1.5)$$

С введением в формулы (1.4) и (1.5) безразмерных коэффициентов теплоотдачи — чисел Нуссельта [86]:

$$\begin{aligned} Nu_x &= 0,332 Pr^{0,33} Re_x^{0,5}; \\ \bar{Nu}_L &= 0,664 Pr^{0,33} Re_L^{0,5}, \end{aligned}$$

где $Nu_x = \alpha x/\lambda$; $Nu_L = \bar{\alpha} L/\lambda$; $Re_x = w_0 x/\nu_0$; $Re_L = w_0 L/\nu_0$.

При изменении физических параметров теплоносителя с изменением температуры теплоотдача зависит от направления и плотности теплового потока [93]:

$$Nu_{xж} = 0,33 Re_{xж}^{0,5} Pr_{ж}^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}; \quad (1.6)$$

$$Nu_{Lж} = 0,66 Re_{Lж}^{0,5} Pr_{ж}^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}. \quad (1.7)$$

Индексы «ж» и «ст» указывают на то, что физические свойства теплоносителя определены соответственно при температурах жидкости и стенки.

При нагревании капельной жидкости (прямое направление теплового потока) $Pr_{ж}/Pr_{ст} > 1$, при охлаждении (обратное направление теплового потока) $Pr_{ж}/Pr_{ст} < 1$.

Теплоотдача к воздуху ($Pr_{ж}/Pr_{ст} = 0,71$) определяется по формуле

$$Nu_{Lж} = 0,57 Re_{Lж}^{0,5}. \quad (1.8)$$

В соотношениях (1.6) — (1.8) $Nu_{xж} = \alpha x/\lambda_{ж}$, $Nu_{Lж} = \bar{\alpha} L/\lambda_{ж}$; $Re_{xж} = w_0 x/\nu_{ж}$, $Re_{Lж} = w_0 L/\nu_{ж}$; $Pr_{ж} = \nu_{ж}/a_{ж}$, $Pr_{ст} = \nu_{ст}/a_{ст}$.

Для сред с $Pr \ll 1$ (жидкие металлы)

$$\bar{Nu}_L = 1,1 [(1 - Pr^{0,33}) Pr]^{0,5}.$$

или

$$\bar{\alpha} = 1,1 (1 - \text{Pr}^{0,33})^{0,5} (\omega_0/aL)^{0,5}.$$

Здесь $\text{Re} = \omega_0 L/a$ — число Пекле.

1.2.2. Обтекание криволинейной поверхности

Для потока, обтекающего контур сложной геометрической конфигурации, при постоянной температуре на поверхности контура температурный фактор принимается близким к единице, течение — плоским, а обтекающая контур среда — практически несжимаемой. задается профиль скоростей в виде функции

$$\omega_0 = \omega_0(x) \text{ или } \omega_0 = \omega_0(s),$$

где x — координата, направленная вдоль обвода профиля, начиная от точки разветвления потока; s — координата, направленная вдоль обвода профиля, начиная от задней кромки (то есть на одном определенном участке направлена против x , а на другом — по x).

Эта функция определяется путем расчета потенциального обтекания профиля, исследования обтекания методом электродинамической аналогии или непосредственными измерениями распределения давления по профилю при его продувании в аэродинамической трубе.

Связь между эпюрой давления и эпюрой скоростей невозмущенного ядра стационарного течения устанавливается уравнением

$$-dp/(dx) = \rho \omega_0 d\omega_0/(dx).$$

Отсюда следует, что

$$\omega_0(x) = \sqrt{2\Delta p(x)/\rho}.$$

Пограничный слой рассчитывается отдельно для нижней и верхней стороны профиля, начиная от точки разветвления, которая определяется по эпюре скоростей как точка, в которой $\omega_0 = 0$.

При ламинарном течении пограничного слоя на всем обводе профиля (теплоотдача рассчитывается для среды с $\text{Pr} \geq 0,6$) [81]

$$\delta^{**} = (0,67 \nu^{0,5} / \omega_0^{2,9}) \sqrt{\int_0^x \omega_0^{4,8} dx}; \quad (1.9)$$

$$C_f = 0,67 \nu^{0,5} \omega_0^{1,9} / \sqrt{\int_0^x \omega_0^{4,8} dx}; \quad (1.10)$$

$$\text{Nu} = 0,67 \text{Pr}^{0,33} \text{Re} / \sqrt{\int_0^x \omega_0 dx / \nu}. \quad (1.11)$$

При ламинарном течении пограничного слоя передней части профиля и переходном режиме на задней части для точек $0 < x < x_{\text{кр}1}$ расчет ведется по формулам (1.9) — (1.11), для точек $x > x_{\text{кр}1}$ —

$$\delta^{**} = 0,00032 \nu^{-0,11} \omega_0^{-5,99} \left(\int_{x_{\text{кр}1}}^x \omega_0^{5,5} dx + 1395 \nu^{0,1} \omega_{0,1}^{5,4} \delta_1^{**0,9} \right)^{1,11} \quad (1.12)$$

$$C_f = 0,00071 \nu^{-0,11} \omega_0^{0,5} \left(\int_{x_{\text{кр}1}}^x \omega_0^{5,5} dx + 1395 \nu^{0,1} \omega_{0,1}^{5,4} \delta_1^{**0,9} \right)^{0,11}; \quad (1.13)$$

$$Nu = 0,00038 Pr^{0,33} Re \left[\int_{x_{кр1}}^x w_0 dx / \nu + 0,047 (Re/Nu)_1^2 \right]^{0,11} \quad (1.14)$$

При ламинарном течении пограничного слоя на передней части профиля, переходном на средней части профиля и турбулентном течении на задней части профиля для точек $0 < x < x_{кр1}$ расчет ведется по формулам (1.9) — (1.11); для точек $x_{кр1} < x < x_{кр2}$ — по формулам (1.12) — (1.14); для точек $x > x_{кр2}$

при $Re_1 < 5 \cdot 10^6$

$$\delta^{**} = 0,036 \nu^{0,2} w_0^{-3,2} \left(\int_{x_{кр2}}^x w_0^{3,8} dx + 63,4 w_{0,2}^{4,05} \delta_2^{** 1,25} / \nu^{0,25} \right)^{0,8}; \quad (1.15)$$

$$C_f = 0,059 \nu^{0,2} w_0^{0,56} \left(\int_{x_{кр2}}^x w_0^{3,8} dx + 63,4 w_{0,2}^{4,05} \delta_2^{** 1,25} / \nu^{0,25} \right)^{-0,2}; \quad (1.16)$$

$$Nu = 0,028 Pr^{0,33} Re \left[\int_{x_{кр2}}^x w_0 dx / \nu + 0,72 \left(\frac{Nu \cdot 10^4}{3,4 Re} \right)_2^9 \right]^{-9,2}; \quad (1.17)$$

при $Re_1 > 5 \cdot 10^6$

$$\delta^{**} = 0,015 \nu^{0,86} w_0^{-4,12} \left(\int_{x_{кр2}}^x w_0^{3,8} dx + 131 w_{0,2}^{3,97} \delta_2^{** 1,17} / \nu^{0,17} \right)^{0,86}; \quad (1.18)$$

$$C_f = 0,0264 \nu^{0,14} w_0^{0,4} \left(\int_{x_{кр2}}^x w_0^{3,8} dx + 131 w_{0,2}^4 \delta_2^{** 1,17} / \nu^{0,17} \right)^{-0,14}; \quad (1.19)$$

число Nu определяется по формуле (1.17).

Турбулентность набегающего потока велика ($\bar{v} > 1\%$), весь пограничный слой на профиле можно считать турбулентным. В этом случае для всех точек профиля

при $Re_1 < 5 \cdot 10^6$

$$\delta^{**} = 0,036 \nu^{0,2} w_0^{-3,2} \left(\int_0^x w_0^{3,8} dx \right)^{0,8}; \quad (1.20)$$

$$C_f = 0,059 \nu^{0,2} w_0^{0,56} \left(\int_0^x w_0^{3,8} dx \right)^{-0,2}; \quad (1.21)$$

$$Nu = 0,0285 Pr^{0,35} Re \left(\int_0^x w_0 dx / \nu \right)^{-0,2}; \quad (1.22)$$

при $Re_1 > 5 \cdot 10^6$

$$\delta^{**} = 0,015 \nu^{0,86} w_0^{-4,12} \left(\int_0^x w_0^{3,8} dx \right)^{0,86}; \quad (1.23)$$

$$C_f = 0,0264 \nu^{0,14} w_0^{0,4} \left(\int_0^x w_0^{3,8} dx \right)^{-0,14}; \quad (1.24)$$

число Nu определяется по формуле (1.22).

Полная сила трения на профиле

$$s_{\text{тр}} = \oint C_f (\rho w_0^2/2) dx. \quad (1.25)$$

Полная теплоотдача

$$Q = h \oint \alpha (T_{\text{ст}} - T_0) dx, \quad (1.26)$$

где h — высота профиля.

В формулах (1.9) — (1.26) [81] $Nu = \alpha x / \lambda$, $Re = w_0 x / \nu$ — локальные числа Нуссельта и Рейнольдса; $Re_1 = w_1 L / \nu$ — расчетное число Рейнольдса; w_1 — скорость набегающего на профиль потока; L — длина обвода рассматриваемой части профиля; $w_{0,1}$ и $w_{0,2}$ — скорости течения в ядре потока в сечениях $x = x_{\text{кр}1}$ и $x = x_{\text{кр}2}$; δ_1^{**} и δ_2^{**} — толщины потери импульса в точках перехода от ламинарного течения пограничного слоя к переходному ($x = x_{\text{кр}1}$) и от переходного к турбулентному ($x = x_{\text{кр}2}$); $(Re/Nu)_1$ и $(Re/Nu)_2$ относятся к сечениям $x = x_{\text{кр}1}$ и $x = x_{\text{кр}2}$. Значения $x_{\text{кр}1}$ и $x_{\text{кр}2}$ определяются по рис. 2 и 3.

Средний коэффициент теплоотдачи в решетке профилей при числе Маха $M = w_1/c < 0,5$ (где c — скорость света) и $T_{\text{ст}}/T_0 \approx 0$ определяется с помощью формулы [75]

$$Nu_b = \frac{\bar{\alpha} b}{\lambda} = \frac{T_{\text{к}}}{T_{\text{ст}} - T_0} \frac{w_{\text{к}}}{w_2} \frac{\delta_{\text{т.к}}^{**}}{t \cos \beta_2} \frac{t}{L} \text{Pr} Re_b,$$

где b — хорда профиля; $T_{\text{ст}}$ — температура стенки потока, °C; $T_{\text{к}}$, $w_{\text{к}}$, $\delta_{\text{т.к}}^{**}$ — температура, скорость и толщина пограничного слоя у задней кромки профиля; w_2 — скорость потока на выходе из решетки; β_2 — угол выхода потока относительно оси решетки; t — шаг решетки.

При ламинарном течении пограничного слоя на всем обводе профиля

$$\delta_{\text{т.к}}^{**} = 0,826 \nu^{0,5} \left(\int_0^x w_0 dx \right)^{0,5} / w_0. \quad (1.27)$$

При ламинарном течении пограничного слоя на участке от передней точки разветвления до точки $x = x_{\text{кр}1}$ и переходе в режим $x > x_{\text{кр}1}$

$$\delta_{\text{т.к}}^{**} = 0,00041 \left(\int_{x_{\text{кр}2}}^x w_0 dx + 1078 \nu^{0,1} w_{0,\text{кр}1}^{0,9} \delta_{\text{т.к}}^{**0,9} \right)^{10/9} / (w_0 \nu^{1/9});$$

для участка $x < x_{\text{кр}1}$ расчет ведется по формуле (1.27).

При возникновении в пограничном слое, развивающемся вдоль обвода профиля, турбулентного режима течения после $x = x_{\text{кр}2}$ для области $x > x_{\text{кр}2}$

при $Re_1 < 5 \cdot 10^6$

$$\delta_{\text{т.к}}^{**} = 0,028 (\nu^{0,2}/w_0) \left(\int_{x_{\text{кр}2}}^x w_0 dx + 49,36 \delta_{\text{т.к}}^{**1,25} w_{0,\text{кр}2}^{1,25} / \nu^{0,25} \right)^{0,8};$$

при $Re_1 > 5 \cdot 10^6$

$$\delta_{\text{т.к}}^{**} = 0,016 (\nu^{0,14}/w_0) \left(\int_{x_{\text{кр}2}}^x w_0 dx + 122,66 \delta_{\text{т.к}}^{**1,17} w_{0,\text{кр}2}^{1,17} / \nu^{0,25} \right)^{0,86}.$$

1.2.3. Обтекание шара

Шаровая поверхность представляет собой типичное плохо обтекаемое тело. Отрыв пограничного слоя и образование вихревой области за кормой шара начинается при $Re > 50$. В зависимости от числа $Re = w_0 D / \nu$ (D — диаметр шара) точка отрыва смещается, в результате чего зависимость Nu от Re при обтекании шара имеет сложный характер. Теория теплообмена в вихревой области пока не разработана, и поэтому теплообмен плохо обтекаемых тел приходится рассчитывать только на основе обобщенных опытных данных [75].

Для шара существует предельное, наименьшее значение числа $Nu = \alpha D / \lambda$; $Nu_{min} = 2$.

Теплоотдача при вынужденном обтекании шара определяется по эмпирической формуле ($Re = 0,3 \dots 3 \cdot 10^6$; $Pr = 0,594 \dots 8000$) [78]

$$Nu = 2 + 0,03 Pr^{0,33} Re^{0,64} + 0,35 Pr^{0,36} Re^{0,58}. \quad (1.28)$$

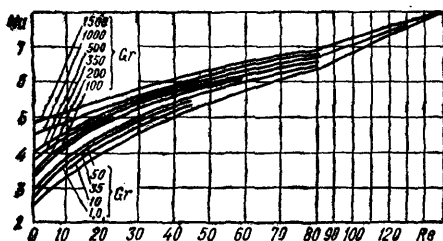


Рис. 4. Теплоотдача с учетом свободной конвекции при вынужденном обтекании шара потоком газа ($Gr = g D^3 \beta \Delta T / \nu^2$)

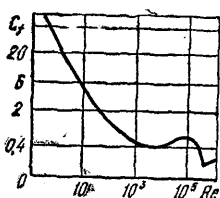


Рис. 5. Зависимость коэффициента сопротивления C_f от числа Re для неподвижного шара

Число Nu при вынужденном обтекании шара газом с учетом свободной конвекции определяется по экспериментальному графику, приведенному на рис. 4.

При нестационарном быстротечном процессе теплоотдачи (например, зажигание распыленного топлива в камерах сгорания) пограничный слой не успевает сформироваться. В этом случае теплообмен происходит при нестационарном пограничном слое и его закономерности отличаются от рассмотренных в предыдущих параграфах.

Необходимо различать теплообмен на поверхности частиц и на поверхности пограничного слоя. До стабилизации теплового пограничного слоя часть тепла идет на его формирование, то есть на прогрев слоев среды, непосредственно прилегающих к частице. По мере прогрева этих слоев тепло во все больших количествах переходит в ядро среды и, наконец, при достижении полного формирования теплового пограничного слоя все тепло с поверхности частицы отдается массе обтекающей ее среды. Если этот процесс неустановившийся и в гидродинамическом отношении, то одновременно с формированием теплового пограничного слоя формируется гидродинамический слой.

Если коэффициент теплоотдачи от поверхности сферической частицы обозначить α_n , а коэффициент теплоотдачи в ядро потока (от внешней границы пограничного слоя) — $\alpha_{об}$, то в начальный момент времени $\tau = 0$, $\alpha_n = \infty$, $\alpha_{об} = 0$, а при стационарном состоянии (теоретически $\tau = \infty$) $\alpha_n = \alpha_{об} = \alpha$.

При $50 < Re < 3200$ имеют место зависимости: для теплоотдачи в объеме сферической частицы

$$\frac{\alpha_{об}}{\alpha} = \frac{(w_0 \tau / D)^2 Re}{10^6 + (w_0 \tau / D)^2 Re}$$

для теплоотдачи с поверхности частицы

$$\frac{\alpha_n}{\alpha} = 1 + \frac{5,6 \text{ Pr}^{0,33}}{\omega_0 \tau / D},$$

где α — коэффициент теплоотдачи при стационарных условиях, определяемый по формуле (1.28).

Коэффициент гидравлического сопротивления шара определяется по графику рис. 5. При $\text{Re} < 2$ коэффициент сопротивления описывается соотношением $C_f = 24/\text{Re}$; в пределах $10^3 < \text{Re} < 2 \cdot 10^5$ он остается практически постоянным и приблизительно равен 0,4, а при $\text{Re} > 2 \cdot 10^5$ сильно уменьшается, что обуславливается смещением точки отрыва пограничного слоя.

1.3. ТЕПЛОБМЕН НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

При обтекании плоской полубесконечной пластины несжимаемым потоком и равномерном отсосе из пограничного слоя распределение скоростей не зависит от текущего значения координаты x .

Из уравнений неразрывности и сплошности определяются толщина вытеснения и толщина потери импульса [8]:

$$\delta^* = -v/\omega_{\text{CT}}; \quad \delta^{**} = -0,5v/\omega_{\text{CT}}.$$

Касательное напряжение на стенке

$$\tau_{\text{CT}} = \rho (-\omega_{\text{CT}}) \omega_0.$$

Коэффициент трения

$$C_f = -2\omega_{\text{CT}}/\omega_0.$$

Параметр проницаемости $b_1 = 2\omega_{\text{CT}}/C_f \omega_0$ для данного случая равен -1 .

Относительный закон трения описывается формулой

$$\Psi = (C_f/C_f^{**})_{\text{Re}^{**}} = 2,28.$$

Закон трения при асимптотическом отсосе в координатах $\Psi = f(b_1)$ соответствует одной точке ($b_1 = -1, \Psi = 2,28$).

Соответственно

$$\Psi_x = -\frac{\omega_{\text{CT}} \text{Re}_x^{0,5}}{0,332\omega_0} = -b_x,$$

где

$$b_x = 2\omega_{\text{CT}}/C_f^{**} \omega_0.$$

Из уравнения энергии при условии $\partial T/\partial x = 0$ следует:

$$\text{Nu}/\text{Re Pr} = \text{St} = -\omega_{\text{CT}}/\omega_0; \quad \Psi_s = \Psi = 2,28.$$

Для случая вдува газа через поверхность теплообмена и степенном законе движения у теплоотдающей поверхности

$$\omega_{\text{CT}} \sim x^{(m-1)/2}$$

результаты расчетов теплового пограничного слоя на проницаемой поверхности при различных значениях параметра проницаемости $b_x = 2\omega_{\text{CT}}/C_f^{**} \omega_0$, где $C_f^{**}/2 = 0,332 \text{Re}_x^{-0,5}$, приведены в табл. 1 и 2. Из таблиц видно, что вдув газа в пограничный слой приводит к резкому снижению коэффициента теплоотдачи. В случае обтекания плоской пластины при параметре вдува

$$b_x = 3\omega_{\text{CT}} \text{Re}_x^{0,5}/\omega_0 = 1,86$$

1. Значения $Nu_x Re_x^{-0,5}$ в ламинарном пограничном слое* в зависимости от b_x и числа Pr

b_x	Pr		
	0,7	0,8	1,0
-7,500	0,850	2,097	2,590
-2,250	0,722	0,797	0,945
-0,750	0,429	0,461	0,523
0,000	0,292	0,307	0,332
+0,750	0,166	0,166	0,165
+1,125	0,107	0,103	0,094
+1,500	0,052	0,046	0,036
+1,857	—	—	0,000

* $T_{ст}$, T_0 и w_0 постоянны.

наступает оттеснение пограничного слоя от стенки и коэффициент теплоотдачи становится равным нулю.

При вдуве газов с меньшей молекулярной массой эффективность защиты растет. Это обусловлено влиянием удельной теплоемкости вдуваемого газа. Для расчета локального теплообмена [75] в результате обобщения численных решений уравнений ламинарного пограничного слоя на проницаемой пластине получено уравнение

$$q_{ст}/q_{ст0} = 1 - (1,82e^{0,33} \rho_{ст} w_{ст} Re_x^{0,5}) / \rho_0 w_0,$$

где $q_{ст0}$ — тепловой поток на непроницаемой пластине при том же значении Re_x ; ε — отношение относительных молекулярных масс газа основного потока и вдуваемого газа.

Физические константы, входящие в число Re_x , подсчитывают по определяющей температуре

$$T_{опр} = T_{\infty} + 0,5 (T_{ст} - T_{\infty}) + 0,22 (T_{ст}^* - T_{\infty}).$$

С учетом влияния вдува на относительный закон теплообмена при $Re_T^* = idem$

$$\Psi_S = (St/St_0)_{Re_T^*}^* = (1 - \bar{b}_T)^{4/3}. \quad (1.29)$$

2. Значения $Nu_x Re_x^{-0,5}$ в ламинарном пограничном слое* в зависимости от b_x и m

b_x	m						
	-0,04175	-0,0036	0,0000	0,0811	0,333	0,500	1,000
0,717	0,103	—	—	—	—	—	—
0,750	—	—	0,166	—	—	—	—
1,000	—	—	—	—	0,242	—	—
1,125	—	—	0,107	—	—	0,259	—
1,500	—	0,0251	0,0152	—	—	—	0,293
1,654	—	—	—	0,087	—	—	—
1,674	—	—	—	0,109	—	—	—
2,001	—	—	—	—	0,131	—	—
3,000	—	—	—	—	—	—	0,146

* $T_{ст}$ и T_0 постоянны, Pr = 0,7.

где $\bar{b}_T = b_T/b_{кр}$ — относительный фактор проницаемости стенки; $b_T = \rho_{ст} \omega_{ст} / \rho_{\infty} \times \omega_{\infty} St_0$ — тепловой параметр проницаемости (St_0 — число Стантона на непроницаемой поверхности при известном значении Re_T^{**});

$$b_{кр} = 1,82\varepsilon^{0,33} \sqrt{1 + 0,5 T_{ст}/(T_{\infty} - 1) + 0,22 T_{ст}^*/(T_{\infty} - 1)}.$$

В общем случае при заданных функциях ω_0 , ΔT и b_T от безразмерной продольной координаты X и поверхности, проницаемой по всей длине, решение уравнения энергии относительно Re_T^{**} имеет вид

$$Re_T^{**} = (1/\Delta T) \left[(0,44/Pr^{4/3}) Re_0 \int_0^x \tilde{\omega}_0 [\Psi_T (1 - \bar{b}_T)^{4/3} + b_T] \Delta T dX \right]^{0,5}.$$

По найденным значениям Re_T^{**} определяется число St по формуле

$$St_0 = 0,22/(Re_T^{**} Pr^{4/3}).$$

При обтекании снизу дырчатого листа (коридорное расположение отверстий диаметром $d = 1$ мм, с длиной шага $t = 2$ мм) ограниченным слоем воздуха высотой $h = 3...13$ мм эмпирическая формула

$$Nu = C Re^{0,55} Pr^{0,33} (h/d)^{-0,15} \quad (1.30)$$

описывает опытные данные с точностью $\pm 14\%$ [75] для полезного сечения 19%. При этом на начальном участке константа $C = 0,163$; на участке установившегося движения $C = 0,135$.

Формула (1.30) справедлива для следующих режимных параметров: расход воздуха через дырчатый лист $(0,062 - 0,31) 10^{-3}$ кг/с; скорость струи в отверстиях $(0,07 - 0,35)$ м/с; $Re = 3,8...18,9$; давление среды $60 - 80$ кПа. Определяющая температура принята $T_{ст} - T_{\infty}$, где T_{∞} — температура потока воздуха при входе в отверстие дырчатого листа. При определении чисел Nu и Re за характерный размер принимается диаметр отверстия d .

1.4. ТЕПЛОБМЕН ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОБТЕКАНИИ ПОВЕРХНОСТЕЙ

1.4.1. Обтекание цилиндра, призматического стержня, оребренной трубы

Поперечное обтекание одиночной трубы при $Re < 5$ имеет безотрывный характер. При больших значениях обтекание трубы сопровождается образованием в кормовой части вихревой зоны. Местоположение точки отрыва в пограничного слоя зависит от числа Re . Перемещение точки отрыва и связанное с этим изменение соотношения между областью пограничного слоя и вихревой областью в кормовой части цилиндра влияет на зависимость коэффициента теплоотдачи цилиндра от числа Re . Интенсивность теплоотдачи по окружности трубы неодинакова. Представление об ее относительном изменении дают кривые на рис. 6.

Максимальное значение коэффициента теплоотдачи наблюдается на лобовой части цилиндра при значениях φ , близких к нулю, когда толщина пограничного слоя наименьшая. По поверхности цилиндра в направлении движения интенсивность теплообмена падает и при $\varphi = 90...100^\circ$ достигает минимума. Это вызвано нарастанием толщины пограничного слоя, который как бы изолирует поверхность трубы от основного потока. В кормовой части коэффициент теплоотдачи возрастает благодаря улучшению отвода тепла вследствие перемешивания потока. При малых значениях Re интенсивность теплообмена в вихревой зоне ниже, чем в лобовой точке. При увеличении

числа Re благодаря интенсификации вихревого движения в области отрыва коэффициент теплоотдачи в кормовой зоне увеличивается (рис. 7).

Наиболее стабильный характер течения наблюдается в лобовой части цилиндра ($\varphi \approx 0$). Локальный коэффициент теплоотдачи в этой точке [75]

$$\alpha_{\varphi=0} = 1,04 (\omega_0 / \nu d)^{0,5} Pr^{0,33}.$$

Для газов и неметаллических жидкостей при $Pr < 350$ средний коэффициент теплоотдачи при поперечном обтекании цилиндра или призматического стержня определяется из формулы

$$Nu = K_1 K_2 Pr^n Re^m, \quad (1.31)$$

где $Nu = \alpha d_{эКВ} / \lambda$ и $Re = \omega_0 d_{эКВ} / \nu$.

Для единообразия расчетов можно принять $n = 0,35$. Значения K_1 и m зависят от формы обтекаемого стержня и от диапазона чисел Re и приведены в табл. 3.

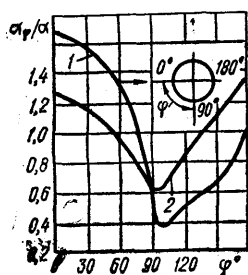


Рис. 6. Изменение относительного коэффициента теплоотдачи по окружности цилиндра при $Pr = 0,72$; $Re = 10 \cdot 10^3$ (1) и $40 \cdot 10^3$ (2)

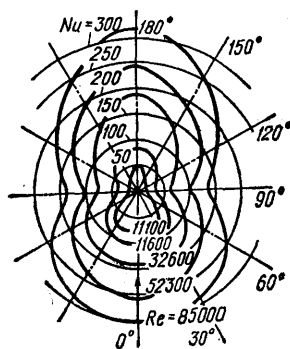


Рис. 7. Изменение коэффициента теплоотдачи по окружности цилиндра в зависимости от числа Re (в полярных координатах)

Физические характеристики принимаются те, которые соответствуют температуре набегающего потока. Температурный фактор может быть учтен величиной

$$K_2 = (Pr_0 / Pr_{ст})^{0,25}.$$

Для расчета среднего по периметру цилиндра коэффициента теплоотдачи в зависимости от числа Рейнольдса справедливы формулы: при $Re < 10^3$

$$Nu = 0,56 Re^{0,5} Pr^{0,36} (Pr_0 / Pr_{ст})^{0,25}; \quad (1.32)$$

при $Re \geq 10^3$

$$Nu = 0,28 Re^{0,6} Pr^{0,36} (Pr_0 / Pr_{ст})^{0,25}. \quad (1.33)$$

Для теплоотдачи к воздуху формулы (1.32) и (1.33) имеют вид при $Re < 10^5$

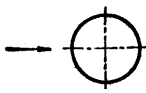
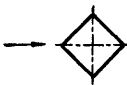

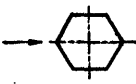
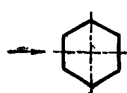
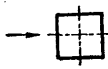



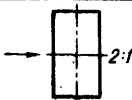
$$Nu = 0,49 Re^{0,5}; \quad (1.34)$$

при $Re > 10^5$

$$Nu = 0,245 Re^{0,6}. \quad (1.35)$$

Соотношения (1.31) — (1.35) справедливы, когда угол атаки (острый угол между направлением потока и осью трубы) равен 90° . В случае, если $\varphi < 90^\circ$, теплоотдача уменьшается. Для одиночной трубы зависимость α

3. Значения коэффициента K_1 и показателя степени m для определения теплоудачи одиночных поперечно обтекаемых стержней в зависимости от их формы и чисел Re

Форма стержня	Число Re	K_1	m
	0,1—4,0 4,0—50 8,0— 10^3 $100-5 \cdot 10^3$ $(5-50) \cdot 10^3$ $> 50 \cdot 10^3$	0,99 0,86 0,59 0,665 0,22 0,026	0,305 0,41 0,47 0,47 0,60 0,80
	$(5-100) \cdot 10^3$	0,25	0,588
	$(2,5-15) \cdot 10^3$	0,25	0,612
	$(5-100) \cdot 10^3$	0,186	0,638
	$(5-19,5) \cdot 10^3$ $(19,5-100) \cdot 10^3$	0,162 0,0395	0,638 0,782
	$(2,5-8) \cdot 10^3$ $(5-100) \cdot 10^3$	0,180 0,104	0,699 0,673
	$(4-15) \cdot 10^3$	0,232	0,731
	$(3-15) \cdot 10^3$	0,096	0,804
	$(3-20) \cdot 10^3$	0,246*	0,61*
	$(3-20) \cdot 10^3$	0,264*	0,66*

При изменении положения сечения стержня относительно направления омывающего потока коэффициент теплоудачи изменяется в пределах $\pm 15\%$.

от угла атаки определяется по данным табл. 4, где значение ε_φ представляет собой отношение теплоотдачи при угле атаки φ к теплоотдаче при $\varphi = 90^\circ$, то есть $\varepsilon_\varphi = \alpha_\varphi / \alpha_{\varphi=90^\circ}$. При этом расчетная формула принимает вид

$$\alpha_\varphi = \varepsilon_\varphi \alpha_{\varphi=90^\circ} \quad (1.36)$$

4. Зависимость теплоотдачи цилиндра от угла атаки

φ	90	80	70	60	50	40	30	20	10
ε_φ	1,00	1,00	0,98	0,94	0,88	0,78	0,67	0,52	0,42

Средний коэффициент теплоотдачи от трубы с поперечными радиальными ребрами к омывающей их вязкой жидкости определяется зависимостью ($Re = 100 \dots 1500$) [75]

$$Nu = 0,38 Re^{0,5} Pr^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}, \quad (1.37)$$

где характерный размер, входящий в числа Nu и Re , определяется соотношением

$$l = (F_{тр} d_n / F_n) + (F_p^{1,5} / F_n \sqrt{2n}),$$

здесь $F_{тр}$ и F_p — площади поверхности открытой части трубы и ребер; F_n — полная площадь поверхности теплообмена; d_n — наружный диаметр трубы; n — количество ребер. Физические константы потока вязкой жидкости определяются по средней температуре между входом и выходом.

1.4.2. Обтекание коридорного и шахматного пучка труб

При внешней обтекании пучков труб понятие ламинарного и турбулентного режимов течения принимается условно. Безотрывное течение наблюдается при очень низких значениях чисел Re . При $Re \geq 5$ за цилиндром образуется вихревая зона, причиной возникновения которой является отрыв потока от поверхности тела.

Для первого ряда коридорных пучков изменение относительной теплоотдачи по окружности практически соответствует таковой для одиночной трубы (см. рис. 6). Для шахматных пучков кривая имеет такой же характер, но изменения здесь более резкие. Для вторых и всех последующих рядов характер кривых относительной теплоотдачи меняется. Типовыми становятся кривые, приведенные на рис. 8. В коридорных пучках максимум теплоотдачи наблюдается не в лобовой точке, а на расстоянии 50° от нее. Таких максимумов два, и расходятся они в тех областях, где происходит удар набегающих струй. Лобовая часть непосредственному воздействию омывающего потока не подвергается, поэтому здесь теплоотдача невысока. В шахматных пучках максимум теплоотдачи для всех рядов остается в лобовой точке.

Теплоотдача труб в пучке, а также изменение теплоотдачи по окружности определяются характером обтекания. При изменении условий омывания меняется и теплоотдача. Эта зависимость используется при компоновке пучков.

Для расчета коэффициента теплоотдачи рекомендуются соотношения [75]:

коридорные пучки труб

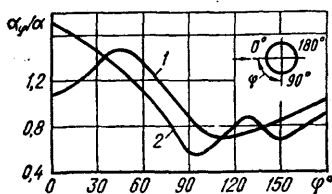


Рис. 8. Изменение теплоотдачи по окружности трубы 3—7-го рядов коридорного (1) и шахматного (2) пучка труб при $Re = 14 \cdot 10^3$

при $Re < 10^3$

$$Nu = 0,56 Re^{0,5} Pr^{0,36} (Pr_0/Pr_{ст})^{0,25}; \quad (1.38)$$

при $Re > 10^3$

$$Nu = 0,22 Re^{0,65} Pr^{0,36} (Pr_0/Pr_{ст})^{0,25}; \quad (1.39)$$

шахматные пучки труб

при $Re < 10^3$ расчет по формуле (1.38);

при $Re > 10^3$

$$Nu = 0,4 Re^{0,6} Pr^{0,36} (Pr_0/Pr_{ст})^{0,25}. \quad (1.40)$$

Соотношения (1.38) — (1.40) позволяют определить среднее значение коэффициента теплоотдачи α для труб 3-го и всех последующих рядов в пучках. Значения α для 1-го ряда пучка определяется умножением найденного значения α для труб 3-го ряда на поправочный коэффициент $\epsilon_\alpha = 0,6$. Для труб 2-го ряда в коридорных пучках $\epsilon_\alpha = 0,9$, а в шахматных — $\epsilon_\alpha = 0,7$.

Для определения среднего коэффициента теплоотдачи всего пучка в целом необходимо осреднить найденные значения α по формуле

$$\alpha_{пуч} = \frac{\alpha_1 F_1 + \alpha_2 F_2 + \dots + \alpha_n F_n}{F_1 + F_2 + \dots + F_n},$$

где $\alpha_1 \dots \alpha_n$ — коэффициенты теплоотдачи по рядам; $F_1 \dots F_n$ — площади поверхности нагрева всех труб в ряду.

Для теплоотдачи к воздуху расчетные формулы имеют вид:

коридорные пучки труб

при $Re < 10^3$

$$Nu = 0,49 Re^{0,5}; \quad (1.41)$$

при $Re > 10^3$

$$Nu = 0,194 Re^{0,65}$$

шахматные пучки труб

при $Re < 10^3$ расчет по формуле (1.41);

при $Re > 10^3$

$$Nu = 0,35 Re^{0,6}.$$

При угле атаки омываемого потока ($\varphi < 90^\circ$) для расчета используется формула (1.36) и данные табл. 4.

1.5. ТЕПЛОБМЕН ПРИ НАЛИЧИИ ВНУТРЕННИХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛА

При обтекании теплоотдающей поверхности веществами, вступающими с ней в химическую реакцию, состав газовой смеси в поперечном сечении пограничного слоя определяется только процессами конвекции и диффузии продуктов реакции и реагирующих веществ. Такой пограничный слой принято называть «замороженным».

Расчет теплообмена при наличии химических реакций в предположении «замороженного» пограничного слоя не отличается от аналогичного расчета теплообмена на полупроницаемой поверхности [75]. В этом случае справедливы законы теплообмена (1.29), учитывающие влияние неизотермичности и поперечного потока вещества.

Локальные значения числа Стантона определяются из уравнения

$$St = 0,22 \Psi_s / Re_i^{**} Pr^{4/3},$$

где $Re_i^{**} = \rho_{\infty} \omega_{\infty} \delta_i^{**} / \mu_0$ (индекс « ∞ » относится к величинам за пределами пограничного слоя, индекс «0» — к величинам на границе пристенного слоя); δ_i^{**} — интегральная толщина потерь энергии

$$\delta_i^{**} = \int_0^{\infty} \frac{\rho w_x}{\rho_{\infty} \omega_{\infty}} \left(1 - \frac{\bar{i}_{ст} - \bar{i}_0}{\bar{i}_{ст} - \bar{i}_{\infty}} \right) dy, \quad (1.42)$$

i — энтальпия потока; значение Ψ_s определяется по формуле (1.29).

Интенсивность выпаривания (выгорания) поверхности определяется формулой

$$i_{ст} = \rho_{\infty} \omega_{\infty} b_{т1} St = (\rho w_y)_{ст}. \quad (1.43)$$

Параметр вдува определяется соотношением $b_{т1} = \rho_{ст} w_{ст} / \rho_{\infty} \omega_{\infty} St$.

В уравнениях (1.42) и (1.43) температура поверхности теплообмена должна быть заданной величиной. Однако во многих случаях она является искомым параметром и определяется не только химическими реакциями на поверхности стенки и интенсивностью теплообмена с набегающим потоком газа, но и интенсивностью отвода тепла в твердое тело.

Если скорость возгонки принимает стационарное значение и сублимирующий материал прогревается от некоторой начальной температуры T_H до температуры поверхности стенки $T_{ст}$, то суммарный тепловой поток, проникающий в нее, можно определить по уравнению

$$q_2 = \rho_{ст} w_{ст} \int_{T_H}^{T_{ст}} c_{рст} \Delta T = \rho_{ст} w_{ст} c_{рст} (T_{ст} - T_H).$$

Это равенство можно записать в виде

$$b_{т1} c_{рст} (T_{ст} - T_H) = \Delta i_{эф} - b_{т1} r, \quad (1.44)$$

$$\text{где} \quad \Delta i_{эф} = \sum_n c_{p, n\infty} (i_{n\infty} - i_{n, ст}) + \omega_{\infty}^2 / 2 + \dots, \quad (1.45)$$

r — скрытая теплота испарения поверхности стенки; отсюда

$$T_{ст} = T_H + \Delta i_{эф} / (b_{т1} c_{рст}) - r / c_{рст}. \quad (1.46)$$

Уравнения (1.45) и (1.46) решаются методом последовательных приближений или графическим методом. В этом случае уравнение (1.44) удобно записать так:

$$b_{т1} [c_{рст} (T_{ст} - T_H) + r] = \Delta i_{эф}.$$

Левая и правая части уравнения зависят от температуры поверхности, пересечение этих зависимостей и дает искомое значение температуры поверхности.

1.6. ТЕПЛОБМЕН ВРАЩАЮЩИХСЯ ТЕЛ

1.6.1. Аксиальное вращение труб

Теплоотдача трубы, вращающейся по окружности радиуса R в большом объеме неподвижной среды, определяется формулой [75]

$$Nu = K Re^m (d/R)^{0,1}. \quad (1.47)$$

Значения коэффициентов K и m в зависимости от $Re = \omega d / \nu$, где ω — окружная скорость трубы, даны в табл. 5.

1.6.2. Радиальное вращение труб

Теплоотдача трубы (вала), вращающейся вокруг своей оси в объеме неподвижной среды, рассчитывается по формуле (1.31), в которую при этом подставляется величина ω , а значения постоянных принимаются при $Re = \omega d/\nu \leq 10^3$ $K_1 = 10,6$; $m = 0$; $K_2 = 1,0$; при $10^3 < Re \leq 2,2 \cdot 10^3$ $K_1 = 0,051$; $m = 0,76$; $K_2 = 1,0$ [75].

При больших значениях Re расчет ведется так же, как для случая поперечного обтекания неподвижной трубы, скорость также принимается равной ω .

1.6.3. Вращение трубчатых, дисковых, ротационных и скребковых поверхностей

Теплоотдача к трубчатым, дисковым, ротационным и скребковым поверхностям, вращающимся в растворах и суспензиях по радиусу R (определяющий размер), описывается формулой [75]

$$Nu = K Re^m Re_S^{m_1} Pr^{m_2} (\mu_{ж}/\mu_{ст})^{m_3} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{m_4}, \quad (1.48)$$

где $Nu = \alpha R/\lambda$; $Re = \omega R/\nu$; $Re_S = (Gr + Re^2)^{0,5}$; $Gr = g\beta\Delta TR^3/\nu^2$. Значения всех теплофизических величин определяются по средней температуре в перемешиваемом объеме. Значения постоянных величин K, m, m_1, \dots, m_4 приведены в табл. 6.

6. Значения постоянных величин для определения теплоотдачи различных типов поверхностей, вращающихся в высоковязких растворах и суспензиях в процессе их охлаждения*

Тип поверхности	K	m	m_1	m_2	m_3	m_4
Трубчатая S-образная	1,42	0,40	0,0	0,33	0,14	0,00
Дисковая (секторная)	0,72	0,00	0,5	0,33	0,14	0,00
Ротационная	0,89	0,45	0,0	0,38	0,00	0,25
Скребковая	0,34	0,60	0,0	0,45	1,00	0,00

* $Pr = 5 \cdot 10^3 \dots 1,5 \cdot 10^6$; $Re = 0,11 \dots 20$; $Re_S = 0,3 \dots 10$.

1.6.4. Вращение пластинчатых поверхностей скребков

При охлаждении высоковязкой жидкости, перемешиваемой пластинчатыми скребками (теплообмен с корпусом аппарата), интенсивность теплообмена изменяется, начиная с некоторого критического количества скребков с углом между смежными скребками $\varphi_{кр}$. Максимального значения коэффициент теплоотдачи достигает при угле $\varphi_{опт}$, который зависит от числа скребков z , их ширины b и диаметра аппарата D ($\varphi_{опт}$ выражено в градусах).

$$\varphi_{опт} = 720/(4,75D/b + z).$$

Коэффициент теплоотдачи при различных углах сближения скребков

$$\alpha = Mz^{0,5} (b/b_x)^{0,8} + \frac{Mz^{0,5} (b/b_x)^{0,8}}{\exp 0,1 (\varphi - \varphi_{опт}) + \exp -0,1 (\varphi - \varphi_{опт})}, \quad (1.49)$$

5. Значения K и m для определения теплообмена между вращающейся трубой и газами* при разных числах Re

Коеф-фици-ент	Re		
	$< 2 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^4$	$> 3 \cdot 10^4$
K	0,83	0,31	0,041
m	0,47	0,60	0,800

* $Pr \approx 0,72$.

7. Значения величин для определения коэффициента теплоотдачи от среды к неподвижному шарам

Методика определения α	Re (Pr)	m	m_1	m_2	m_3	m_4	m_5	m_6	K	K_1	K_2	K_3
Теоретическое решение	До 10^3	0,0	0,0	0,0	0,50	0,0	0,0	0,0	0,0	2,0	0,33	0,0
	До $2 \cdot 10^3$	0,0	0,0	0,0	0,66	0,0	0,0	0,0	0,0	2,0	0,16	0,0
	$10^3 - 10^5$	0,0	0,0	0,5	0,82	0,0	0,0	0,0	0,5	0,0	0,009	0,0
Теоретическое решение с обобщением опытных данных	$0,1 - 2 \cdot 10^5$ (2—380)	0,0	0,0	0,0	0,55	0,33	0,0	0,0	0,0	2,0	0,459	0,0
	$150 - 30 \cdot 10^3$	0,0	0,0	0,0	0,50	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,62	0,0
	200—1000 (1—12) 10^3 (12—100) 10^3	0,0	0,0	0,0	0,16	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	8,20	0,0
Теоретическое решение при закреплении шаре	До 10^3	0,0	0,0	0,0	0,60	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	1,06	0,0
	$3,5 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^5$	0,0	0,0	0,0	1,235	0,0	0,0	0,0	0,0	2,0	0,0186	0,0
	$10 - 4,15 \cdot 10^7$	0,0	0,0	0,0	0,67	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,216	0,0
Теоретическое решение по скорости испарения капель воды	$1 - 1000$ (7,3—380)	-0,3	0,0	0,0	0,50	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,146	0,0
	0,7—200	0,0	0,0	0,0	0,67	0,0	0,0	0,0	0,0	2,0	0,16	0,0
Теоретическое решение по скорости адсорбции аммиака поверхностью шара	200—3 10^3	0,0	0,0	0,0	0,50	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,54	0,0
	20—1500	0,0	0,0	0,0	0,60	0,33	0,0	0,0	0,0	0,0	0,37	0,0
	$17 - 7 \cdot 10^4$	0,0	0,0	0,0	0,60	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,37	0,0
Обобщение опытных данных	$1 - 5 \cdot 10^4$ (2—380)	-0,3	0,25	0,0	0,54	0,0	0,0	0,0	0,0	1,2	0,53	0,0
	До $150 \cdot 10^3$ (0,6—8000)	0,0	0,0	0,0	0,54	0,33	0,58	0,356	0,0	2,0	0,03	0,35
	$Re_S = Gr^{0,5} + Re$	0,0	0,0	0,0	$Re_S^{0,5}$	0,23	$Re_S^{0,8}$	0,4	0,0	2,0	0,50	0,01
Обобщение опытных данных по шаровой вазылке	—	0,0	0,0	0,0	0,83	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,24	0,0

где $M = A\lambda^{0,5}c_p^{0,5}\rho^{0,5}n^{0,5}$; $b_x = 40$ мм; A — коэффициент, характеризующий вид мешалки, для скребковой мешалки $A = 0,19$; n — скорость вращения, c^{-1} .

Уравнение (1.49) получено для полиметилсилоксановой жидкости вязкостью от 0,25 до 32 Па · с при ее перемешивании ($n = 0,05 \dots 1,33 c^{-1}$) в аппаратах диаметром 180—294 мм. При этом количество скребков изменялось от 1 до 16, а их ширина — от 19 до 100 мм.

1.7. ТЕПЛОБМЕН В КИПАЮЩЕМ СЛОЕ

1.7.1. Слой с неподвижным шаром

Конвективный теплообмен между дисперсной средой и неподвижным шаром описывается обобщенным уравнением [75]

$$NuPr^m (\mu_{ст}/\mu_{ж})^{m_1} = K Re^{m_2} + K_1 + K_2 Re^{m_3} Pr^{m_4} + K_3 Re^{m_5} Pr^{m_6}, \quad (1.50)$$

где $\mu_{ст}$ и $\mu_{ж}$ — вязкость среды соответственно при температуре стенки в общей массе (индекс «ж» означает псевдооживленную среду); $Re = \omega d/\nu_{ж}$; $Pr = \nu_{ж}/a_{ж}$; $Gr = gd^3\beta_{ж}\Delta T/\nu_{ж}^2$; ω — скорость в живом сечении; d — эквивалентный диаметр частицы; ΔT — разность температур поверхности шара и среды. Значения коэффициентов и степеней уравнения (1.50) сведены в табл. 7.

1.7.2. Слой с движущейся частицей

Теплообмен между средой и движущейся частицей описывается формулой [75]

$$Nu = K Re^m Pr^{m_1} + K_1 Re^{m_2}. \quad (1.51)$$

Значения коэффициентов и степеней уравнения (1.51) сведены в табл. 8.

8. Значения величин для определения теплообмена между движущейся частицей и средой

Характеристика процесса	Re (Pr)	K	K_1	m	m_1	m_2
Противоток, нагревание и охлаждение	60—420	0,188	0,0	0,843	0,0	0,0
Противоток падающему слою, нагревание	100—500	0,2	0,0	0,82	0,0	0,0
Противоток, нагревание	95—2000	0,403	0,0	0,63	0,0	0,0
Нисходящий прямоток, охлаждение	30—500	0,2	0,0	0,83	0,0	0,0
	>500	0,26	0,15	0,50	0,0	0,83
Восходящий прямоток	300—4000	0,032	0,0	0,90	0,0	0,0
Восходящий прямоток, нагревание	66—292	0,62	0,0	0,50	0,0	0,0
Вращающаяся в поточке сфера	$Re_* < 5 \cdot 10^5$ (0,7—217)	0,43	0,0	$Re_*^{0,5}$	0,4	0,0
	$Re_* = 5 \cdot 10^5 \dots 7 \cdot 10^6$ (0,7—7)	0,066	0,0	$Re_*^{0,67}$	0,4	0,0

Примечание. $Re_* = \omega d/\nu_{ж}$ рассчитывается по угловой скорости вращения шара ω .

9. Значения величин для определения теплоотдачи в неподвижном слое

Метод получения и обработки опытных данных	Определяющий размер	Re	K	m	m ₁	m ₂	m ₃
Теоретическое решение	$d_s = 6(1 - \varepsilon)/F$	>30	0,25	0,82	0,0	0,0	0,0
По кривым Шумана (шамот, кокс 2—7 мм)	d (шар)	50—380	0,24	0,83	0,0	0,0	0,0
По кривым Шумана	d _s	50—460	0,11	1,0	0,0		
	d (шар)	20—1000	0,11	0,86	0,33		
	d (шар)	67—1050	0,14	0,92	0,0	0,0	
	d _s	92—4830	0,098	0,90	0,0		0,0
По аналогии теплообмена	d (шар)	20—1850	0,52	0,60			
	d _s = 4ε/F	20—1850	0,1	1,0	0,0	0,0	0,0
При стационарном теплообмене	d _s = 4ε/F	<2	0,461	0,82			
		2—30	0,65	0,47	0,0	0,0	0,0
		>30	0,354	0,64			
При стационарном нагреве: индукционным способом микронагревателем	d (шар)	40—620	0,128	1,0		0,267	
		500—50·10 ³	0,72	0,7	0,0	0,0	0,0
При регулярном режиме шарового слоя с упаковкой: кубической орторомбической I тетрагональной I орторомбической II тетрагональной II ромбоэдрической со свободным просветом ромбоэдрической с блокированным просветом	$T = [T_{ср} + 0,5(T_{вх} + T_{вых})]/2$	(5—50) 10 ³	0,434	0,699			
			0,521	0,693			
			0,975	0,678			
			0,726	0,688	0,0	0,0	0,0
			0,844	0,684			
			0,926	0,684			
			0,965	0,694			
При нестационарном режиме	d (шар)	5—50	0,044	1,35			
		50—200	0,38	0,8	0,0	0,0	0,0

Метод получения и обработки опытных данных	Определяющий размер	Re	K	m	m ₁	m ₂	m ₃
Диффузионный метод (подмосковный уголь 3—12 мм)	d _э	16—160	0,23	0,863	0,0	0,0	0,0
Диффузионный метод	d _э (ситовый анализ) d (шар)	270—1350	0,229	0,815	0,0	0,0	0,0
		—	0,65	0,65			
Обобщение: для частиц металла, угля, гипса и др. для высоко-теплопроводных насадок для низко-теплопроводных насадок	d _э d _э	20—200	0,106	1,0	0,0	0,0	0,0
		>200	0,61	0,67			
	d _э = 4ε/F	150—1170	0,025	Re _ε ^{0,89}	0,0	0,0	0,15
	d _э = 4ε/F	50—2000	0,123	Re _ε ^{0,93}			

Примечание. $Re_{\epsilon} = wd/v_{ж\epsilon}$ рассчитывается по средней порозности слоя ϵ ; F — площадь поверхности насадки, приходящаяся на единицу ее объема; $T_{ст}$ — температура стенки насадки; $T_{вх}$, $T_{вых}$ — температуры на входе и выходе теплоносителя.

1.7.3. Нестационарный прогрев

Теплообмен в неподвижном слое относится к процессам, связанным с изменением температурных полей во времени, поэтому аналитические решения и опытные данные сводятся к обобщенной зависимости [75]:

$$Nu = K Re^m Pr^{m_1} (D/d)^{m_2} (\lambda_{ч}/\lambda_{ж})^{m_3}, \quad (1.52)$$

где D — диаметр аппарата; $\lambda_{ч}$ и $\lambda_{ж}$ — коэффициенты теплопроводности соответственно твердой частицы и среды. Значения коэффициентов K и степеней m , m_1 — m_3 приведены в табл. 9.

Для теплообмена между частицами и средой в кипящем слое получено расчетное соотношение

$$Nu = K Re^m Pr^{m_1} Fe^{m_2} (H_0/d)^{m_3} (d/D)^{m_4} N^{m_5}, \quad (1.53)$$

где $Fe = d [4g(\rho_{ч} - \rho_{ж}) / (3v_{ж}^2 \rho_{ж})]^{0,33}$ — число Федорова; $\rho_{ч}$, $\rho_{ж}$ — плотность частицы и среды; H_0 — толщина неподвижного слоя; $N = w/w_{кр}$ — число псевдооживления; $w_{кр}$ — скорость начального псевдооживления. Значения коэффициента K и степеней m , m_1 — m_5 уравнения (1.53) сведены в табл. 10.

24 10. Значения величин для определения теплообмена между средой и частицами различных материалов и размеров в кипящем слое

Материал частиц и их размер, мм	Определяющий температурный напор	Re	K	m	m ₁	m ₂	m ₃	m ₄	m ₅
Алюминиевые шарики 2,3—3,54	Среднеинтегральный	60—500	0,316	0,8	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Глина обожженная 0,375—2,5 Глинозем 0,4—1,0	Среднеарифметический	5,5—280	0,25	1,0	0,0	0,0	-1,0	0,0	0,0
	Среднеинтегральный	6—60	0,0135	1,3			0,0		
Графит 0,548—1,1 2,36—3,46	Разность температур частиц и воды на выходе	10—50	0,00391	2,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
	Среднеинтегральный	60—500	0,316	0,8					
Древесный активированный уголь 0,375—2,5 Древесный уголь 0,5—10	Среднеарифметический	5,5—280	0,25	1,0	0,0	0,0	-1,0	0,0	0,0
	Среднелогарифмический	25—2000 (Fe = 30...100)	0,015	0,65	0,0	0,74	-0,34	0,0	0,0
Каменная пылеугольная смесь 0,3—0,8 Каменный уголь подмосковного бассейна 0,5—10	Разность температур частиц и газа на определенной высоте	6—50	0,0028	1,7	0,0	0,0	0,0	-0,2	0,0
	Среднелогарифмический	25—2000 (Fe = 30...100)	0,015	0,65	0,0	-0,74	-0,34	0,0	0,0
Кварц 0,835	Среднеарифметический	30—2500 (Fe = 27...294)	0,015	0,805	0,0	0,53	-0,45		0,0

Кварцевый песок 0,268—0,564 0,549—1,39	Среднеарифметический Разность температур частиц и воды на вы- ходе Среднеинтегральный	1,38—9,51	0,00353	1,55	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	—1,0
		10—50	0,00391	2,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Кварцевые шарики 2,3—3,54	Среднеинтегральный	60—300 (Pr = 0,7...10)	0,12	1,03	0,54	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
		Re _г = 5...120 Re _г = 120...450	0,01 0,18	Re ^{1,4} Re ^{0,83}	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Корундовые шарики разных размеров	Среднеинтегральный	2—1000 (N = 1,2...8,5)	0,0406	1,26	0,0	0,0	—0,6	0,0	0,0	—0,93
		60—300 (Pr = 0,7...10) 60—500	0,12 0,316	1,03 0,8	0,54 0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Мрамор 1,434—3,01	Среднеарифметический	30—2500 (Fe = 27...294)	0,015	0,805	0,0	0,53	—0,45	0,0	0,0	0,0
		2—1000 (N = 1,2...8,5)	0,406	1,26	0,0	0,0	—0,6	0,0	0,0	—0,93
Песок речной 0,56	Среднеинтегральный	0,53—34,3	0,054	1,28	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
		6—60 5,5—280	0,0135 0,25	1,3 1,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	—1,0
Свинцовые шарики 0,114—0,55	Среднеинтегральный									
Семена пегунни 0,114—0,55										
Силкагель 0,4—1,0 0,375—2,5	Среднеарифметический									

1.7.4. Теплоотдача от стенки к слою

Коэффициент теплоотдачи от стенки ($1 \leq N \leq 2,5$; $1,4 \cdot 10^5 \leq Ar \leq 10^7$) к кипящему слою можно определить по уравнениям [75]: при горизонте $H_0 \leq H_{0кр}$

$$Nu = 0,05 Ar^{0,41} N^{0,52}; \quad (1.54)$$

при горизонте $H_0 > H_{0кр}$

$$Nu = 0,1 Ar^{0,37} N^{0,2}; \quad (1.55)$$

коэффициент теплоотдачи от стенки цилиндрического аппарата ($1 \leq N < 3$; $1,5 \cdot 10^5 \leq Ar \leq 7,1 \cdot 10^7$; $3 \leq D/d \leq 7$), определяется по уравнению

$$Nu = 0,26 Ar^{0,42} Pr^{0,33} (D/d)^{0,16}. \quad (1.56)$$

В уравнениях (1.54)—(1.56) число Архимеда $Ar = gd^3 (\rho_{\text{ч}} - \rho_{\text{ж}}) / \nu_{\text{ж}}^2 \rho_{\text{ж}}$, где d — эквивалентный диаметр.

1.8. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ДВИЖЕНИИ ЖИДКОСТИ В ТРУБАХ И КАНАЛАХ

1.8.1. Течение в трубах

Существует ряд решений задачи о теплообмене при движении в трубе, зависящих от различных теплофизических и режимных условий протекания процесса [75]. С точностью, достаточной для практических расчетов, эти решения аппроксимируются формулами, вытекающими из обобщенного уравнения

$$Nu = K + K_1 K_2 Pe^m Re^{m_1} Pr^{m_2} (Pr_{\text{ж}}/Pr_{\text{ст}})^{m_3} (d/x)^{m_4} (d/l)^{m_5} (\mu_{\text{ст}}/\mu_{\text{ж}})^{m_6} \times \\ \times (\rho_{\text{ст}}/\rho_{\text{ж}})^{m_7} (c_p/c_{p\text{ж}})^{m_8} \exp [K_3 Pe^{m_9} (d/x)^{m_{10}}] [K_4 + \\ + K_5 Pe^{m_{11}} Re^{m_{12}} (d/x)^{m_{13}} (d/l)^{m_{14}}]^{m_{15}}, \quad (1.57)$$

значения величин которого приведены в табл. 11.

1.8.2. Течение в кольцевых каналах

Выбор расчетного соотношения для теплообмена в кольцевом канале (рис. 10) зависит от постановки задачи.

1. Если для случая развитого течения и теплообмена при постоянной температуре одной из стенок и теплоизоляции другой физические свойства жидкости считать постоянными, а теплопроводность вдоль оси и теплоту трения не принимать во внимание, то предельные значения чисел Nu будут определяться по табл. 12, а промежуточные их значения — по уравнениям [75]:

$$Nu_{1\infty}^H = 3,96 + 0,9 (r_1/r_2)^{0,95} \pm 0,5 \%, \quad (1.58)$$

для наружного обогрева

$$Nu_{2\infty}^H = 4,03 \exp (0,185 r_1/r_2) \pm 0,2 \%. \quad (1.59)$$

Уравнения (1.58) и (1.59) справедливы соответственно при $r_1/r_2 \geq 0,2$ и $r_1/r_2 \geq 0,15$.

2. Если в кольцевом канале, включающем термический начальный участок, считать течение развитым, физические свойства жидкости постоянными, а теплопроводность вдоль оси и теплоту трения не принимать во внимание и если распределение температуры на входе в обогреваемый участок одно-

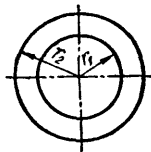


Рис. 9. Кольцевой канал

11. Значения величин для определения

Метод определения α	Определяющие параметры	K	K_1	K_2	K_3	K_4	K_5	m
Теоретическое решение	Средняя температура среды; $T_{ст} = \text{const}$	3,66	0,0	—	0,0	0,0	1,0	0,0
Теоретическое решение для термического начального участка и локальных значений $Nu_x \pm 0,5\%$	$x/Pe d < 10^{-4}$; $T_{ст} = \text{const}$	-1,7	1,077	1,0	0,0	0,0	1,0	0,33
	$x/Pe d < 10^{-3}$; $T_{ст} = \text{const}$	3,655	0,2355	1,0	-57,2	0,0	1,0	0,488
Теоретическое решение для среднего значения $Nu_L \pm 4\%$	$T_{ст} = \text{const}$; $Pe/d < 250$; α относится к среднелогарифмическому напору	3,66	0,0668	1,0	0,0	1,0	0,04	1,0
Теоретическое решение для отнесенного к начальному участку Nu_0	α относится к разности температур стенки и среды на входе в трубу; $T_{ст} = \text{const}$	0,0	1,077	1,0	0,0	0,0	1,0	0,33
Теоретическое решение для среднего значения, отнесенного к начальному участку Nu_0		0,0	1,615	1,0	0,0	0,0	1,0	0,33
Опытное определение для термического начального участка и локальных значений Nu_x	$T = 0,5 (T_{ст} + \bar{T}_ж)$; $x/Pe d < 0,01$; $T_{ст} = \text{const}$; $0,07 < \mu_{ст}/\mu_ж < 1500$	0,1	1,03	1,0	0,0	0,0	1,0	0,33
Опытное определение для среднего значения Nu_L	$\bar{T}_{ст} = 0,5 \Delta \bar{T} \log = T$; $x/Pe d < 0,05$; $T_{ст} = \text{const}$	0,0	1,55	1,0	0,0	0,0	1,0	0,33
Теоретическое решение для локальных значений Nu_x	$q_{ст} = \text{const}$; $x/Pe d < 0,001$	0,0	1,301	1,0	0,0	0,0	1,0	0,33
	$q_{ст} = \text{const}$; $x/Pe d > 0,001$	4,364	0,2633	1,0	-41,0	0,0	1,0	0,506
	$q_{ст} = \text{const}$; $x/Pe d < 0,037$	0,0	1,31	1,0	0,0	1,0	2,0	0,33
Обобщение опытных данных для локальных значений Nu_x , находящихся за пределами начального участка	$q_{ст} = \text{const}$; $T = 0,5 (T_{ст} + \bar{T}_ж)$; $Re < 2300$; $x/Pe d < 0,04$; $0,04 < \mu_{ст}/\mu_ж < 1,0$	0,0	1,31	1,0	0,0	1,0	2,0	0,33

теплоотдачи в трубах

m_1	m_2	m_3	m_4	m_5	m_6	m_7	m_8	m_9	m_{10}	m_{11}	m_{12}	m_{13}	m_{14}	m_{15}
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,488	0,0	0,0	0,0	0,0	-1,0	-1,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,0	1,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,66	0,0	0,66	-1,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	-0,14	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,0	0,33	-0,14	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,506	0,0	0,0	0,0	0,0	-1,0	-1,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	-1,0	-1,0	0,0	1,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	-1/6	0,0	0,0	0,0	0,0	-1,0	-1,0	0,0	1,0	0,0

Метод определения α	Определяющие параметры	K	K_1	K_2	K_3	K_4	K_5	m
Обобщение опытных данных для течения капельных жидкостей $Nu = q_{ст} d / \lambda (T_{ст} - \bar{T}_{ж})$: при нагревании при охлаждении	$T = 0,5 (T_{ст} + \bar{T}_{ж})$	0,0	4,36	1,0	0,0	0,0	1,0	0,0
		0,0	4,36	1,0	0,0	0,0	1,0	0,0
Обобщение опытных данных по длине трубы, включая начальный участок, для Nu	$T_{ст} = const$ α относится к среднегарифмическому напору; $l/Re d < 0,1$	0,0	1,55	ε	0,0	0,0	1,0	0,33
Теоретическое решение для гидродинамического начального участка при $\varepsilon \pm 5\%$ (рис. 10)	$l/Re d < 0,1$; $T_{ст} = const$	0,0	0,60	1,0	0,0	1,0	2,5	0,0
Обобщение опытных данных с учетом начального участка для Nu_x	$T = 0,5 (T_{ст} + \bar{T}_{ж})$; $q_{ст} = const$; $0,7 < Pr < 1000$; $10^{-4} < x/Re d < 6,4 \cdot 10^{-2}$	0,0	1,31	ε_1	0,0	1,0	2,0	0,33
Теоретическое решение с учетом начального участка при $\varepsilon \pm 6\%$ (рис. 10)		0,0	0,35	1,0	0,0	1,0	2,85	0,0
Обобщение опытных данных для Nu_x на начальном участке трубы с движущейся в ней реологической средой	$T_{ст} = const$; $80 \leq Re d/x \leq 10^4$; $m = 0,466 - \frac{0,138}{1 + 0,07n_1}$ (n_1 - реологическая константа)	0,0	1,55	1,0	0,0	0,0	1,0	m
Обобщение опытных данных для $l/d > 0$ и $Re > 10$	$T = T_{ст} \pm \Delta T_{лог}$; $Re Pr^{5/6} / l, 0,06 < Pr_{ж} / Pr_{ст} < 10$	0,0	1,40	1,0	0,0	0,0	1,0	0,0



Рис. 10. Увеличение теплоотдачи на гидродинамическом начальном участке круглой трубы при постоянной температуре стенки

m_1	m_2	m_3	m_4	m_5	m_6	m_7	m_8	m_9	m_{10}	m_{11}	m_{12}	m_{13}	m_{14}	m_{15}
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	-0,13	0,25	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	-0,14	0,25	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,0	0,0	0,0	0,0	0,33	-0,14	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
1/7	0,0	0,0	0,0	1/7	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	-1,0	0,0	-1,0
0,0	0,0	0,0	0,33	0,0	-1/6	0,0	0,0	0,0	0,0	-1,0	-1,0	0,0	0,0	0,0
1/6	0,0	0,0	1/6	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	-0,42	0,0	0,0	-0,42
0,0	0,0	0,0	m	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,4	0,33	0,25	0,0	0,4	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0

родно, температура внутренней стенки постоянна, а наружная стенка теплоизолирована ($q_{сг} = 0$), то для этого случая [75]

$$Nu_1^H = \frac{2\bar{R}_1 + 1}{R_1} \frac{\sum_{n=0}^{\infty} 2\bar{R}_1 B_n \exp(-\varepsilon_n^2/X)}{\sum_{n=0}^{\infty} [B_n \exp(-\varepsilon_n^2 X)/\varepsilon_n^2]} ; \quad (1.60)$$

при $X \rightarrow \infty$

$$Nu_1^H = Nu_{1\infty}^H = (2 + 1/\bar{R}_1) \varepsilon_n^3,$$

12. Предельные значения чисел Нуссельта в кольцевых каналах с внутренним ($Nu_{1\infty}^H$) и наружным $Nu_{2\infty}^H$ несимметричным обогревом при $T_{сг} = \text{const}$

r_1/r_2	$Nu_{1\infty}^H$	$Nu_{2\infty}^H$	r_1/r_2	$Nu_{1\infty}^H$	$Nu_{2\infty}^H$
1,0	4,860	4,860	1/3	6,549	4,289
0,9	4,955	4,761	1/6	8,709	4,163
0,75	5,143	4,630	1/21	—	4,049
0,60	5,422	4,503	1/101	—	3,977
			0,000	—	3,658

здесь $\tilde{R}_1 = R/(1 - R)$, где $R = r/r_2$; $R_1 = r_1/r_2$; r — текущий радиус. Определяющий размер в числах подобия $d_s = 2(r_2 - r_1)$. Значения ϵ_n и B_n для нескольких значений \tilde{R}_1 приведены в табл. 13.

13. Значения величин для расчета теплообмена в кольцевых каналах при

n	$\tilde{R}_1 = 0,2; R_1 = 1/6$		$\tilde{R}_1 = 0,5; R_1 = 1/3$		$\tilde{R}_1 = 1,0; R_1 = 1/2$	
	ϵ_n	B_n	ϵ_n	B_n	ϵ_n	B_n
0	1,124 954	0,849 729 3	1,282 161	1,543 650 0	1,383 003	2,651 176 0
1	4,582 686	0,363 189 9	4,704 357	0,801 734 2	4,767 710	1,522 857 0
2	7,830 728	0,291 114 9	7,981 437	0,656 899 2	8,052 764	1,259 203 0
3	11,047 630	0,255 493 9	11,235 690	0,581 575 4	11,321 030	1,118 297 0
4	14,253 040	0,232 814 0	14,481 540	0,532 416 8	14,583 040	1,025 315 0
5	17,452 780	0,216 574 6	17,723 270	0,496 696 0	17,841 950	0,957 353 3
6	20,649 290	0,204 123 7	20,962 650	0,469 040 0	21,099 100	0,904 547 9
7	23,843 750	0,194 138 9	24,200 560	0,446 708 2	24,355 140	0,861 808 6
8	27,036 850	0,185 873 3	27,437 480	0,428 126 1	27,610 440	0,826 186 7
9	30,228 990	0,178 867 4	30,673 730	0,412 314 1	30,865 230	0,795 835 8

3. В случае изменения температуры вдоль внутренней стенки по линейному закону $T_{сг1} = T_0 + \text{const } X$

$$Nu_1^H = \frac{2\tilde{R}_1 + 1}{2} \frac{\sum_{n=0}^{\infty} (B_n/\epsilon_n^2) [1 - \exp(-\epsilon_n^2 X)]}{\sum_{n=0}^{\infty} (B_n/\epsilon_n^4) [1 - \exp(-\epsilon_n^2 X)]}$$

где $X = 4/Pe \cdot x/d_s$, $Pe = wd_s/a$, $d_s = 2(r_2 - r_1)$; значения других величин приведены в табл. 13.

4. Для случая стабилизированного теплообмена в кольцевом канале при условии, что физические свойства постоянны, профиль развит, а температура трения пренебрежимо мала, и при заданных постоянных значениях плотностей теплового потока на внутренней и наружной стенках $q_{сг1}$ и $q_{сг2}$ (причем $q_{сг1} \neq q_{сг2}$) [75]

$$\left. \begin{aligned} Nu_{1\infty} &= Nu_{1\infty}^H / [1 + Nu_{1\infty}^H \Theta_{a, сг1} (q_{сг2}/q_{сг1})]; \\ Nu_{2\infty} &= Nu_{2\infty}^H / [1 + Nu_{2\infty}^H \Theta_{a, сг2} (q_{сг1}/q_{сг2})], \end{aligned} \right\}$$

где $Nu_{1\infty}^H = q_{ст1} d_3 / (T''_{ст} - \bar{T}'') \lambda$; $Nu_{2\infty}^H = q_{ст2} d_3 / (T'_{ст2} - \bar{T}') \lambda$; $\Theta_{a.ст1} = (T_{a.ст1} - \bar{T}') / [q_{ст2} d_3 / \lambda]$; $\Theta_{a.ст2} = (T_{a.ст2} - \bar{T}'') / [q_{ст1} d_3 / \lambda]$; $T_{a.ст1} = T_{ст1}$; $T'' = T_{ст2}$; $\bar{T}' = \bar{T}$; $T_{a.ст2} = T_{ст2}$; $T'' = T_{ст1}$ и $\bar{T}'' = \bar{T}$ — числа Нуссельта и адиабатные температуры стенок (т. е. температуры теплоизолированных стенок) при несимметричном обогреве, когда или $q_{ст1} = 0$, или $q_{ст2} = 0$.

Для данных условий $Nu_{1\infty}^H$, $Nu_{2\infty}^H$, $\Theta_{a.ст1}$ и $\Theta_{a.ст2}$ — функции только R_1 . Их значения приведены в табл. 14.

5. Для теплообмена на термическом начальном участке кольцевого канала при однородном распределении температуры на входе в обогреваемый участок, постоянной плотности теплового потока на внутренней стенке и теплоизолированной наружной стенке (остальные условия те же, что и в п. 4) число Нуссельта на внутренней стенке

$$Nu_1^H = \alpha_1 d_3 / \lambda = \{G_1 [1 - \sum_{n=0}^{\infty} A_n \exp(-e_n^2 X)]\}^{-1}; \quad (1.61)$$

$$T_{ст1} = \text{const} \text{ и } q_{ст2} = 0$$

$\bar{R}_1 = 2,0; R_1 = 2/3$		$\bar{R}_1 = 20; R_1 = 20/21$	
e_n	B_n	e_n	B_n
1,456 400	4,838 529	1,546 883	44,027 21
4,807 803	2,956 594	4,851 740	28,657 38
8,093 105	2,456 434	8,130 398	23,949 91
11,366 290	2,186 027	11,403 020	21,340 54
14,634 860	2,005 779	14,673 210	19,595 66
17,901 120	1,873 612	17,942 150	18,311 87
21,166 060	1,770 727	21,210 350	17,310 62
24,430 170	1,687 354	24,478 100	16,498 34
27,693 720	1,617 808	27,745 540	15,820 19
30,956 890	1,558 519	31,012 790	15,241 63

14. Значения величин для расчета теплообмена в кольцевых каналах с несимметричным обогревом при постоянных плотностях теплового потока на стенках

$R_1 = r_1/r_2$	$Nu_{1\infty}^H$	$Nu_{2\infty}^H$	$\Theta_{a.ст1}$	$\Theta_{a.ст2}$
0,00	∞	4,36	-0,145 80	0,000 000
0,01	54,02	4,69	-0,130 80	-0,001 307
0,04	20,51	4,78	-0,124 10	-0,004 962
0,10	11,90	4,83	-0,116 10	-0,011 610
0,20	8,49	4,89	-0,106 10	-0,021 320
0,40	6,58	5,00	-0,091 46	-0,036 940
0,60	5,91	5,12	-0,080 07	-0,048 670
1,00	5,38	5,38	-0,064 28	-0,064 280

при $X \rightarrow \infty$

$$Nu_1^H = G_1^{-1} = Nu_{1\infty}^H, \quad (1.62)$$

где $X = 4x/Pe d_3$; $Pe = \bar{w} d_3 / a$.

15. Значения величин для расчета теплообмена в кольцевом канале при

n	$\bar{R}_1 = 0,2; G_1 = 0,10847$		$\bar{R}_1 = 0,5; G_1 = 0,14326$	
	ε_n	A_n	ε_n	A_n
0	3,759 784	0,354 873 7	3,728 149	0,402 439 1
1	6,962 990	0,145 684 4	6,985 235	0,149 315 4
2	10,150 92	0,083 247 8	10,226 38	0,081 214 7
3	13,336 20	0,055 094 0	13,463 28	0,052 171 4
4	16,521 06	0,039 682 0	16,698 50	0,036 827 7
5	19,706 03	0,030 209 9	19,932 90	0,027 629 9
6	22,891 24	0,023 918 9	23,166 85	0,021 633 2
7	26,076 71	0,019 500 3	26,400 55	0,017 481 7
8	29,262 43	0,016 263 0	29,634 10	0,014 475 1
9	32,448 39	0,013 811 3	32,867 57	0,012 219 7

Собственные и постоянные значения величин, необходимых для расчета по формулам (1.61), (1.62), приведены в табл. 15.

6. Если известно решение для $q_{ст1} = \text{const}$, можно получить выражение для числа Nu при непрерывном изменении $q_{ст}$ по длине [75].

В случае линейного изменения $q_{ст1}$ по длине при $q_{ст2} = 0$

$$Nu_1^H = \{G_1 \{1 - \sum_{n=0}^{\infty} (A_n/\varepsilon_n^2 X) [1 - \exp(-\varepsilon_n^2 X)]\}\}^{-1}.$$

Если $q_{ст1}$ изменяется на участке длиной l по закону $q_{ст1} = b + k \sin \pi x/l$ (b и k — постоянные) при $q_{ст2} = 0$, то

$$Nu_1^H = \left(1 + K \sin \frac{\pi X}{L}\right) \left\{ G_1 \left[1 - \sum_{n=0}^{\infty} A_n \exp(-\varepsilon_n^2 X) + K \sin \frac{\pi X}{L} - K \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_n/L}{(\pi/L)^2 + \varepsilon_n^4} \zeta_n(X) \right] \right\},$$

где $K = k/b$; $L = 4l/Pe d_3$; $\zeta_n(X) = \varepsilon_n^2 \cos(\pi X/L) + (\pi/L) \sin(\pi X/L) - \varepsilon_n^2 \exp(-\varepsilon_n^2 X)$.

Собственные и постоянные значения величин приведены в табл. 15.

7. Если плотности теплого потока на каждой из стенок $q_{ст1}$ и $q_{ст2}$ постоянны, но не равны друг другу, то

$$Nu_1 = \{G_1 [1 - \sum_{n=0}^{\infty} A_n \exp(-\varepsilon_n^2 X) + (q_{ст2}/q_{ст1}) H_1 - \sum_{n=0}^{\infty} D_n \varphi_n(\bar{R}_1) \exp(-\varepsilon_n^2 X)]\}^{-1} \quad (1.63)$$

$$Nu_2 = \{(q_{ст1}/q_{ст2}) [G_2 - \sum_{n=0}^{\infty} A_n \psi_n(\bar{R}_2) \exp(-\varepsilon_n^2 X)] + H_2 [1 - \sum_{n=0}^{\infty} D_n \exp(-\varepsilon_n^2 X)]\}^{-1}, \quad (1.64)$$

$$q_{ст1} = \text{const и } q_{ст2} = 0$$

$\bar{R}_1 = 1,0; G_1 = 0,16178$		$\bar{R}_1 = 20; G_1 = 0,18445$	
ε_n	A_n	ε_n	A_n
3,710 159	0,424 387 9	3,695 862	0,445 956 8
6,994 383	0,149 672 2	7,001 240	0,149 523 2
10,259 72	0,079 664 1	10,284 35	0,077 946 8
13,519 25	0,050 550 6	13,560 24	0,048 875 3
16,776 21	0,035 398 7	16,832 82	0,033 966 4
20,031 79	0,026 407 0	20,103 57	0,025 196 9
23,286 55	0,020 587 5	23,373 20	0,019 565 1
26,540 78	0,016 581 1	26,642 10	0,015 704 6
29,794 65	0,013 692 3	29,910 52	0,012 935 9
33,048 30	0,011 533 1	33,178 58	0,010 871 0

где $G(\bar{R})$ и $H(\bar{R})$ — функции, учитывающие распределение температуры по радиусу при наличии тепловой стабилизации в случае нагревания только внутренней или только наружной стенки, при этом G_1 и H_1 соответствуют $\bar{R} = \bar{R}_1$, а G_2 и H_2 соответствуют $\bar{R} = \bar{R}_2$; значения ε_n приведены в табл. 15. A_n и $\psi_n(\bar{R})$ — постоянные и функции в решении для случая нагревания только внутренней стенки (см. п. 5); D_n и $\varphi_n(\bar{R})$ — постоянные и функции в решении для случая нагревания только наружной стенки. Дополнительные постоянные уравнений (1.63) и (1.64) рассчитаны только для одного значения $\bar{R}_1 = 1$ и приведены в табл. 16.

16. Значения постоянных величин для расчета теплообмена в кольцевом канале при $q_{ст1} = \text{const}$ и $q_{ст2} = \text{const}$ для $\bar{R}_1 = 1$

n	$\psi(\bar{R}_2)$	D_n	$D_n\varphi_n(\bar{R}_1)$	n	$\psi(\bar{R}_2)$	D_n	$D_n\varphi_n(\bar{R}_1)$
0	0,130 840	0,452 343	-0,111 054	5	-0,122 972	0,024 863	0,006 494
1	-0,126 922	0,150 120	0,037 993	6	0,122 595	0,019 265	-0,005 048
2	0,125 173	0,077 715	-0,019 943	7	-0,122 296	0,015 441	0,004 056
3	-0,124 149	0,048 511	0,012 552	8	0,122 052	0,012 700	-0,003 342
4	0,123 466	0,033 598	-0,008 741	9	-0,121 847	0,010 662	0,002 811

$$G_1 = 0,161785; \quad G_2 = -0,042757;$$

$$H_1 = -0,0855143; \quad H_2 = 0,198548.$$

1.8.3. Течение в трубах и каналах призматической и криволинейной формы

1.8.3.1. Плоский канал

Для определения числа Нуссельта при движении среды в плоском канале неограниченной ширины и длины процесс течения и теплообмена принимается стационарным, физические свойства среды постоянными, температура среды во входном участке T_0 постоянной по сечению, температура внутренней поверхности стенки на участке теплообмена $T_{ст}$ также принимается постоянной, причем $T_{ст} \neq T_0$, а изменение теплового потока вдоль оси канала,

обусловленное теплопроводностью, — малым по сравнению с изменением теплового потока вдоль оси, обусловленным конвекцией [75].

1. При этих условиях для плоского канала со стенками, отстоящими друг от друга на расстоянии $h = 2 r_0$, локальное число Nu_x , отнесенное к температуре $T_{ст} - \bar{T}$, определяется уравнением

$$Nu_x = \frac{\alpha h}{\lambda} = \left[4 \sum_{n=0}^{\infty} B_n \exp\left(-\frac{8}{3} \varepsilon_n^2 \frac{1}{Pe} \frac{x}{h}\right) \right] / \left[3 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B_n}{\varepsilon_n^2} \exp\left(-\frac{8}{3} \varepsilon_n^2 \frac{1}{Pe} \frac{x}{h}\right) \right];$$

при $x/Pe h \rightarrow \infty$

$$Nu_{\infty} = 3,77.$$

Средний интегральный коэффициент теплоотдачи определяется формулой

$$\bar{Nu} = \frac{\bar{\alpha} h}{\lambda} = -\frac{1}{2} Pe \frac{h}{l} \ln \left[3 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B_n}{\varepsilon_n^2} \exp\left(-\frac{8}{3} \varepsilon_n^2 \frac{1}{Pe} \frac{l}{h}\right) \right].$$

Значения ε_n и B_n приведены в табл. 17.

17. Значения величин для расчета теплообмена в плоском канале при $T_{ст} = \text{const}$

18. Значения величин для расчета теплообмена в плоском канале при постоянной температуре одной из стенок и теплоизоляции другой

n	ε_n	B_n
0	1,681 595 3	0,858 086 50
1	5,669 857 3	0,569 462 70
2	9,668 242 5	0,476 065 45
3	13,667 661 0	0,423 973 75
4	17,667 374 0	0,389 108 65
5	21,667 205 0	0,363 465 00
6	25,667 096 0	0,343 475 45
7	29,667 021 0	0,327 265 70
8	33,666 966 0	0,313 739 25
9	37,666 924 0	0,302 204 10

n	ε_n	B_n
0	3,818 667	2,176 545
1	11,897 23	1,427 232
2	19,924 14	1,193 603
3	27,938 35	1,063 782
4	35,947 34	0,976 891
5	43,953 64	0,912 937
6	51,958 37	0,863 046
7	59,962 11	0,822 562
8	67,965 19	0,788 761
9	75,967 84	0,759 927

2. Локальные и средние значения числа Nu на входе в обогреваемый участок

$$Nu_0 = \alpha_0 h / \lambda = 0,978 (Pe h/x)^{1/3},$$

$$\bar{Nu}_0 = \bar{\alpha}_0 h / \lambda = 1,467 (Pe h/l)^{1/3}.$$

3. В случае, если одна стенка теплоизолирована, а температура другой постоянна, местное значение числа Nu , отнесенное к местной разности температур $T_{ст} - \bar{T}$,

$$Nu_x = \left[\sum_{n=1}^{\infty} B_n \exp\left(-\frac{1}{6} \varepsilon_n^2 \frac{1}{Pe} \frac{x}{h}\right) \right] / \left[6 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{B_n}{\varepsilon_n^2} \exp\left(-\frac{1}{6} \frac{1}{Pe} \frac{x}{h}\right) \right],$$

а среднее интегральное число Нуссельта

$$\bar{Nu} = -Pe \frac{h}{l} \ln \left[6 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B_n}{\varepsilon_n^2} \exp\left(-\frac{1}{6} \frac{1}{Pe} \frac{l}{h}\right) \right].$$

Значения ε_n и B_n приведены в табл. 18.

4. Теплообмен на термическом начальном участке рассчитывается по уравнениям [75]

$$Nu_x = 1,022 (Pe h/x)^{1/3};$$

$$\bar{Nu} = 1,65 (Pe h/l)^{1/3}.$$

5. Теплообмен при течении жидкости между параллельными пластинами, на каждой из которых поддерживается постоянная и притом одинаковая интенсивность теплового потока, определяется по уравнению

$$Nu = \left[\frac{17}{70} + \sum_{i=1}^{\infty} A_i \Psi_i(1) \exp\left(-\frac{8}{3} \varepsilon_i^2 \frac{1}{Pe} \frac{x}{h}\right) \right]^{-1}.$$

Значения постоянных ε_i , A_i и $\Psi_i(1)$ для $i=1, 2, 3$ приведены в табл. 19. Для $i > 3$ значения этих постоянных определяются по уравнениям

$$\varepsilon_i = 4i + 1/3;$$

$$A_i = (-1)^{i+1} 1,2363 \varepsilon_i^{-11/6};$$

$$\Psi_i(1) = (-1)^i 0,971 03 \varepsilon_i^{1/6}.$$

Предельное число Нуссельта $Nu_{\infty} = 4,12$.

19. Значения постоянных величин для определения теплоотдачи в плоском канале при $q_{ст} = \text{const}$

i	ε_i	$\Psi_i(1)$	A_i
1	4,287 22	-1,269 70	0,087 512 0
2	8,303 72	1,402 20	-0,025 862
3	12,311 4	-1,491 10	0,012 530 0

20. Значения постоянных величин для определения теплоотдачи в плоском канале при несимметричном обогреве ($q_{ст1} \neq q_{ст2}$)

i	ω_i	D_i	$G_i(1)$
0	2,263 106	-1,338 17	0,496 29
1	6,297 68	0,545 48	-0,212 14
2	10,307 7	-0,358 89	0,140 38
3	14,314 1	0,271 00	-0,106 50

В случае, если интенсивность теплового потока на стенках различна ($q_{ст1} \neq q_{ст2}$), локальное значение интенсивности теплообмена на одной из стенок определяется по уравнению [75]

$$Nu^{-1} = \lambda (T_{ст} - \bar{T}) / q_{ст1} h = \frac{17}{140} \left(1 + \frac{q_{ст2}}{q_{ст1}} \right) + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{q_{ст2}}{q_{ст1}} \right) \times \\ \times \sum_{i=1}^{\infty} A_i \Psi_i(1) \exp\left(-\frac{8}{3} \frac{1}{Pe} \frac{x}{h}\right) + \frac{1}{4} \left(1 - \frac{q_{ст2}}{q_{ст1}} \right) \times \\ \times \left[1 + \sum_{i=0}^{\infty} D_i G_i(1) \exp\left(-\frac{8}{3} \omega_i^2 \frac{1}{Pe} \frac{x}{h}\right) \right]. \quad (1.65)$$

Выражение для Nu_2 и $T_{ст2}$ (вторая стенка) аналогично уравнению (1.65). Значения постоянных ω_i , D_i , $G_i(1)$ для $i=0, 1, 2, 3$ приведены в табл. 20. Для $i > 3$ значения этих постоянных определяются по уравнениям

$$\omega_i = 4i + 7/3;$$

$$D_i = (-1)^{i+1} 2,472 7 \omega_i^{-5/6};$$

$$G_i = (-1)^i 0,971 03 \omega_i^{-5/6}.$$

При $x/Pe_h \rightarrow \infty$ предельные значения числа Нуссельта

$$Nu_{1\infty} = 70/[26 - 9(q_{ст2}/q_{ст1})];$$

$$Nu_{2\infty} = 70/[26 - 9(q_{ст1}/q_{ст2})].$$

6. Интенсивность теплообмена на гидродинамическом начальном участке плоского канала при $l/Pe_{d_3} \leq 0,01$ описывается уравнением [75]

$$\bar{Nu} = \bar{\alpha}d_3/\lambda = (0,664/F(Pr))(l/Red_3)^{-0,5} [1 + C(l/Red_3)^n]^{0,5},$$

где $Pe = \omega_0 d_3/a$; $Re = \omega_0 d_3/\nu$; $d_3 = 2h$.

При $0,01 \leq Pr \leq 2$ функция $F(Pr)$ определяется по кривой рис. 11, $C = 7,3$ и $n = 0,5$; при $Pr > 2$ функция $F(Pr) = Pr^{-1/3}$, $C = 6,27$ и $n = 4/9$.

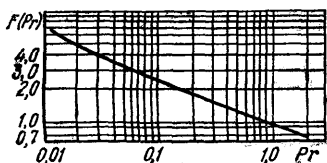


Рис. 11. Функция числа Прандтля для определения интенсивности теплообмена в гидродинамическом начальном участке плоского канала

1.8.3.2. Треугольные, прямоугольные и эллиптические трубы и каналы

1. Если распределение температуры на входе однородно, а температура стенки постоянна, тогда среднее значение числа \bar{Nu} по сечению *треугольного канала* (высотой h и длиной l) [75]

$$\bar{Nu} = [2,213 \exp(-10,705X) + 1,952 \exp(-86,57X)] / [0,827 \exp(-10,705X) + 0,0902 \exp(-86,57X)]$$

и $\bar{Nu}_\infty = 2,68.$

Число \bar{Nu}_∞ , осредненное по длине трубы [75],

$$\bar{Nu} = (-Ped_3/4l) \ln [0,827 \exp(-10,705l/Ped_3) + 0,0902 \exp(-86,57l/Ped_3)]$$

справедливо для $x/Ped_3 \geq 0,01$.

Здесь $X = x/Ped_3$; $Pe = \bar{\omega}d_3/a$; $d_3 = 2h/3$. Предельное значение числа Нуссельта, среднего по сечению *прямоугольного канала* (высотой h , шириной b , длиной l)

$$\bar{Nu} = \beta_1/4.$$

Среднее по периметру и длине канала число \bar{Nu} , отнесенное к среднему логарифмическому температурному напору [75],

$$\bar{Nu} = \bar{\alpha}d_3/\lambda = (-Ped_3/4l) \ln \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(-\beta_n l/Ped_3), \quad (1.66)$$

где $d_3 = 4bh/2(b+h)$. Уравнение справедливо для коротких труб, т. е. $x/Ped_3 > 0,01$. Значения коэффициентов уравнения (1.66) приведены в табл. 21.

Если теплофизические свойства среды изменяются по длине канала, среднее значение числа Nu определяется по уравнению [75]

$$\bar{Nu} = 1,85 (Ped_3/l)^{1/3} (\mu_{ст}/\mu_{ж})^{-0,1},$$

21. Значения постоянных величин для определения теплоотдачи в прямоугольной трубе при $T_{ст} = \text{const}$

$\gamma = h/b$	β_1	β_2	β_3	A_1	A_2	A_3
0,125	22,38	25,61	31,81	0,737	0,091	0,034
0,250	17,76	23,17	47,82	0,756	0,107	0,028
0,500	13,57	41,17	94,93	0,789	0,071	0,020
0,667	12,49	51,58	99,71	0,802	0,064	0,043
1,000	11,91	71,07	157,9	0,804	0,104	0,014

где $\bar{Nu} = \bar{\alpha}d_3/\lambda = \bar{q}_{ст}d_3/\Delta T_{лог}\lambda$; $Re = \bar{w}d_3/a$; $\bar{q}_{ст}$ — средняя по периметру и длине плотность теплового потока на стенке; $\Delta T_{лог}$ — средний логарифмический температурный напор. Значения теплофизических параметров определяются при $T = T_{ст} - 0,5\Delta T_{лог}$.

Для каналов эллиптического сечения (большая полуось b_1 , малая b_2) значения средних по периметру предельных чисел Нуссельта, рассчитанных по эквивалентному диаметру, даны в табл. 22.

22. Значения \bar{Nu}_∞ и C для труб эллиптического сечения в зависимости от отношения большой оси эллипса к малой

Величина	b_1/b_2				
	1,25	2,0	4,0	8,0	16,0
\bar{Nu}_∞	3,67	3,74	3,79	3,72	3,65
C	0,0138	0,0158	0,0239	0,0388	0,0578

Среднее по периметру и длине число Nu определяется по приближенному уравнению [75]

$$\bar{Nu} = \bar{Nu}_\infty [1 + C(x/Pe d_3)^{-1}],$$

которое справедливо при значениях $x/Pe d_3 \geq 0,02$. Значения C в зависимости от b_1/b_2 приведены в табл. 22.

2. В случае постоянной по длине плотности теплового потока на стенке и постоянной по периметру температуре стенки среднее по периметру предельное число Нуссельта [75] для треугольного канала

$$\bar{Nu}_\infty = \bar{\alpha}_\infty d_3/\lambda = 3,11;$$

для прямоугольного канала

$$\bar{Nu}_\infty = \frac{64}{(1-\gamma)^2 \pi} \left\{ \sum_{m=1,2,3}^{\infty} \sum_{n=1,2,3}^{\infty} [m^2 n^2 (m^2 \gamma^2 + n^2)]^{-1} \right\}^2 /$$

$$/ \sum_{m=1,2,3}^{\infty} \sum_{n=1,2,3}^{\infty} [m^2 n^2 (m^2 \gamma^2 + n^2)^3]^{-1},$$

где $\gamma = h/b$ — отношение сторон поперечного сечения;
для канала эллиптического сечения

$$\overline{Nu}_\infty = \{3\pi/[E(k)]\}^2 (1 - \omega^2) (1 + \omega^4 + 6\omega^2)/[17(1 - \omega^4) + 98\omega^2],$$

где $E(k)$ — полный эллиптический интеграл второго рода, определяется по табл. 23; $k = (1 - \omega^2)^{0,5}$; $\omega = b_2/b_1$ — отношение полуосей эллипса.

23. Полный эллиптический интеграл $E(k)$, $E = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 x} dx$,
 $k = \sin \alpha$

α	E	α	E	α	E	α	E
0	1,5708	38	1,4092	70,5	1,1140	83,6	1,0192
1	1,5707	39	1,4013	71,0	1,1096	83,8	1,0182
2	1,5703	40	1,3931	71,5	1,1053	84,0	1,0172
3	1,5697	41	1,3849	72,0	1,1011	84,2	1,0163
4	1,5689	42	1,3765	72,5	1,0968	84,4	1,0153
5	1,5678	43	1,3680	73,0	1,0927	84,6	1,0144
6	1,5665	44	1,3594	73,5	1,0885	84,8	1,0135
7	1,5649	45	1,3506	74,0	1,0844	85,0	1,0127
8	1,5632	46	1,3418	74,5	1,0804	85,2	1,0118
9	1,5611	47	1,3329	75,0	1,0764	85,4	1,0110
10	1,5589	48	1,3238	75,5	1,0725	85,6	1,0102
11	1,5564	49	1,3147	76,0	1,0686	85,8	1,0094
12	1,5537	50	1,3055	76,5	1,0648	86,0	1,0086
13	1,5507	51	1,2963	77,0	1,0611	86,2	1,0079
14	1,5476	52	1,2870	77,5	1,0574	86,4	1,0072
15	1,5442	53	1,2776	78,0	1,0538	86,6	1,0065
16	1,5405	54	1,2681	78,5	1,0502	86,8	1,0059
17	1,5367	55	1,2587	79,0	1,0468	87,0	1,0053
18	1,5326	56	1,2492	79,5	1,0434	87,2	1,0047
19	1,5283	57	1,2397	80,0	1,0401	87,4	1,0041
20	1,5238	58	1,2301	80,2	1,0388	87,6	1,0036
21	1,5191	59	1,2206	80,4	1,0375	87,8	1,0031
22	1,5141	60	1,2111	80,6	1,0363	88,0	1,0026
23	1,5090	61	1,2015	80,8	1,0350	88,2	1,0021
24	1,5037	62	1,1920	81,0	1,0338	88,4	1,0017
25	1,4981	63	1,1826	81,2	1,0336	88,6	1,0014
26	1,4924	64	1,1732	81,4	1,0314	88,8	1,0010
27	1,4864	65	1,1638	81,6	1,0302	89,0	1,0008
28	1,4803	65,5	1,1592	81,8	1,0290	89,1	1,0006
29	1,4740	66,0	1,1545	82,0	1,0278	89,2	1,0005
30	1,4675	66,5	1,1499	82,2	1,0267	89,3	1,0004
31	1,4608	67,0	1,1453	82,4	1,0256	89,4	1,0003
32	1,4539	67,5	1,1408	82,6	1,0245	89,5	1,0002
33	1,4469	68,0	1,1362	82,8	1,0234	89,6	1,0001
34	1,4397	68,5	1,1317	83,0	1,0223	89,7	1,0001
35	1,4323	69,0	1,1272	83,2	1,0213	89,8	1,0000
36	1,4248	69,5	1,1228	83,4	1,0202	89,9	1,0000
37	1,4171	70,0	1,1184				

1.8.3.3. Криволинейные трубы и каналы

Теплообмен в изогнутых трубах, выполненных в виде спиралей (змеевиков), определяется по уравнению [75]

$$\bar{Nu}_\infty = Nu_{pp}^{np} 0,1979 K^{0,5} / \chi (1 + F(\chi) K^{-0,5}), \quad (1.67)$$

где $\bar{Nu}_\infty = \bar{q}_{ст} d / (T_{ст} - \bar{T}) \lambda$; Nu_{pp}^{np} — число Нуссельта для прямой трубы; $K = Re (d/D)^{0,5}$; $Re = \bar{w} d / \nu$; $D = 2R$; R — радиус кривизны змеевика; $\chi = \delta_r^{*+} / \delta_r$ — отношение толщин теплового и гидродинамического пограничных слоев. Функция $F(\chi)$, в которой $\chi = \chi(Pr)$, при $Pr \geq 1$ ($\chi < 1$)

$$F(\chi) = \frac{37,05}{\chi} \left[\frac{1}{40} - \frac{17}{120} \chi + \left(\frac{1}{10\chi} + \frac{13}{30} \right) \frac{1}{10Pr} \right]; \quad \chi = \frac{2}{11} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{77}{4} \frac{1}{Pr^2}} \right);$$

при $Pr < 1$ ($\chi > 1$)

$$F(\chi) = -\frac{37,05}{\chi} \left[\frac{\chi^2}{12} + \frac{1}{24} - \frac{1}{120\chi} - \left(\frac{4}{3} \chi - \frac{1}{3\chi} + \frac{1}{15\chi^2} \right) \frac{1}{20Pr} \right];$$

$$\chi = \frac{1}{5} \left(2 + \sqrt{\frac{10}{Pr^2} - 1} \right).$$

Уравнение (1.67) хорошо согласуется с опытными данными при $K \geq 100$.

1.8.4. Течение в узких щелях

Теплообмен в узких щелях на практике осуществляется в пластинчатых теплообменниках, работающих в режимах охлаждения и подогрева, в качестве рекуператоров тепла, дефлегматоров с рабочими средами жидкость —

24. Расчетные соотношения теплообмена при ламинарном течении в узких щелях

Определяющие размеры	Предельные значения чисел подобия	Расчетное уравнение
$d_s = 0,008$ $f_1 = 0,0018$ $L_n = 1,15$	$Re \leq 50$ $Pr \geq 80$	$Nu = 0,63 Re^{0,33} Pr^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}$
$d_s = 0,008$ $f_1 = 0,0011$ $L_n = 1,12$ $d_s = 0,0096$ $f_1 = 0,0024$ $L_n = 1,0$	$Re \leq 100$ $Pr > 50$ $Re \leq 50$ $Pr \geq 80$	$Nu = 0,6 Re^{0,33} Pr^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}$
$d_s = 0,0091$ $f_1 = 0,002$ $L_n = 1,18$	$Re = 200$ $Pr = 50$	$Nu = 0,46 Re^{0,33} Pr^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}$
$d_s = 0,0076$ $f_1 = 0,0016$ $L_n = 0,45$	$Re \leq 100$ $Pr \geq 20$	$Nu = 0,5 Re^{0,33} Pr^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}$

Примечание. d_s — эквивалентный диаметр канала; f_1 — площадь поперечного сечения канала; L_n — приведенная длина канала; $Re = \bar{w} d_s / \nu$; $Nu = \alpha d_s / \lambda$.

жидкость, пар — жидкость, газ — жидкость, газ — газ при давлении до 4 МПа и температуре ($T = -150 \dots +400$ °С), а также в двух- и трехфазных рабочих средах, в которых размер твердых частиц не превышает 4 мм. Расчетные соотношения теплообмена в узких щелях приведены в табл. 24 [75].

1.9. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ С МАЛЫМИ ЧИСЛАМИ ПРАНДТЛЯ

Жидкие металлы отличаются от других теплоносителей тем, что их коэффициент температуропроводности намного больше коэффициента кинематической вязкости, то есть $Pr \ll 1$.

При свободном движении жидкометаллических теплоносителей [93]

$$Nu = C Gr^n Pr^{0,4}.$$

При $Gr = 10^2 - 10^9$ $C = 0,52$; $n = 0,25$; при $Gr = 10^9 - 10^{13}$ $C = 0,106$; $n = 0,33$.

В качестве определяющей принята средняя температура пограничного слоя $T_r = 0,5 (T_{ст} + T_{ж})$. Определяющим размером являются диаметр (для горизонтальных труб) или высота (для вертикальных пластин).

При вынужденном движении расплавленных металлов в трубах и чистой поверхности нагрева теплоотдача рассчитывается по формуле

$$Nu_{ж} = 4,36 + 0,025 Re_{ж}^{0,8}. \quad (1.68)$$

В качестве определяющей температуры принята температура расплавленного металла $T_{ж}$, определяющий размер — диаметр трубы.

Уравнение (1.68) справедливо при $20 < Re_{ж} < 10^4$ и $l/d > 30$. Если $l/d < 30$, расчетное значение коэффициента теплоотдачи умножается на поправочный коэффициент

$$\varepsilon_l = 1,7 (d/l)^{0,16}.$$

Поправку на неизотермичность для жидких металлов, ввиду слабой зависимости теплоотдачи от вязкости и коэффициента теплопроводности от температуры, вводить не следует.

При соприкосновении с воздухом расплавленные металлы окисляются, поэтому циркуляционные контуры должны быть чистыми и заполненными инертным газом. Если нет уверенности в чистоте теплоотдающей поверхности, то значение коэффициента теплоотдачи в окисленных трубах нужно определять по формуле

$$Nu = 0,33 + 0,014 Re_{ж}^{0,8}.$$

При поперечном обтекании шахматных и коридорных пучков труб потоком расплавленного металла

$$Nu_{ж} = Re_{ж}^{0,5},$$

в которой определяющим размером является диаметр трубы, а скорость рассчитывается в узком сечении пучка. Эта формула справедлива в диапазоне чисел $Re_{ж}$ от 100 до 4000.

1.10. ТЕПЛООБМЕН ПРИ СОВМЕСТНОМ ДЕЙСТВИИ ВЫНУЖДЕННОЙ И ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

1.10.1. Однонаправленное движение

Если течение в вертикальной трубе (или канале) направлено снизу вверх при нагревании и сверху вниз при охлаждении, т. е. вынужденная и свободная конвекции у стенки с постоянной температурой ($T_{ст} = const$) совпадают, то при $Y \ll 1,5$; $n = 0$ и $m = 1$ (вязкостное течение)

$$\overline{Nu}_0 = 0,25 Pe_r d/l. \quad (1.69)$$

При $Y > 1,5$; $n = 0,18$ и $m = 0,3$ режим течения становится вязкостно-гравитационным, в этом случае

$$\bar{Nu}_0 = 0,35 (Pe_r d/l)^{0,3} (GrPrd/l)_r^{0,18}. \quad (1.70)$$

Уравнение (1.70) справедливо при $20 \ll l/d \ll 130$, $Pe_r d/l < 1100$ и $8 \cdot 10^5 \ll Gr_r Pr_r \ll 4 \cdot 10^8$.

В уравнениях (1.69), (1.70) [75] $Y = (Pe_r d/l) (GrPrd/l)^{n/(m-1)}$; $\bar{Nu}_0 = \alpha d/\lambda_{ст}$; $\alpha = \bar{q}_c/(T_{ст} - T_0)$; $Pe_r = \bar{w}d/a_r$; $(GrPrd/l)_r = g\beta(T_{ст} - T_{ж})d^4/\nu_r \times a_r l$; $T_{ж} = 0,5(T_0 + \bar{T}_l)$, параметры с индексом «г» относятся к температуре $T_r = 0,5(T_{ст} + T_{ж})$; T_0 и \bar{T}_l — средние массовые температуры жидкости на входе и выходе из трубы; q_c — средняя по поверхности трубы плотность теплового потока.

1.10.2. Перекрестный ток

Для течения в горизонтальной трубе при нагревании и охлаждении вязкостно-гравитационная область обобщается уравнением [75]

$$\bar{Nu}_p = 0,8 (Ped/l)_r^{0,4} (GrPr)_r^{0,1} (\mu_{ст}/\mu_{ж})^{-0,14}, \quad (1.71)$$

в котором коэффициент теплоотдачи отнесен к среднему арифметическому температурному напору, а все физические свойства, кроме вязкости, выбраны при температуре $T_r = 0,5(T_{ст} + T_{ж})$. Значения коэффициентов вязкости $\mu_{ст}$ и $\mu_{ж}$ соответствуют температуре $T_{ст}$ и $T_{ж} = 0,5(T_0 + T_l)$. Уравнение (1.71) справедливо при значениях $Re_{ж} < 3500$; $(Ped/l)_{ac} < (Pe_r d/l) < 120$; $10^6 \ll (GrPr)_r \ll 13 \cdot 10^6$ и $2 \ll Pr_r \ll 10$; индекс «ас» обозначает асимптотическое значение числа $Pe_r d/l$.

При $3,5 \cdot 10^5 \ll (GrPr)_r \ll 8,6 \cdot 10^6$; $140 \ll Pr_{ж} \ll 1520$ для чисел Ped/l , лежащих справа от асимптоты, справедливо уравнение

$$\bar{Nu}_{ж} = 1,615 (\mu_{ст}/\mu_{ж})^{-0,14} [(Pe_{ж} d/l) + 0,051 (GrPrd/l)_{ж}^{3/4}]^{0,33},$$

в котором $\bar{Nu}_{ж}$, $Gr_{ж}$ и $Pr_{ж}$ вычислены по среднему арифметическому температурному напору, а физические свойства выбраны при $T_{ж} = 0,5(T_0 + T_l)$.

1.10.3. Противоток

При течении жидкости в вертикальной трубе снизу вверх при охлаждении и сверху вниз при нагревании коэффициент теплоотдачи определяется из уравнения [75]

$$\bar{Nu}_{ж} = 0,037 Re_{ж}^{0,75} Pr_{ж}^{0,4} (\mu_{ст}/\mu_{ж})^{-n}, \quad (1.72)$$

где $n = 0,11$ при нагревании жидкости и $n = 0,25$ при ее охлаждении. Коэффициент теплоотдачи отнесен к среднему арифметическому температурному напору. Уравнение (1.72) справедливо при $250 < Re_{ж} \ll 2 \cdot 10^4$; $10^6 \ll Gr \ll 5 \cdot 10^8$ и $1,5 \cdot 10^6 \ll (GrPr)_p \ll 12 \cdot 10^6$.

Глава 2

ВЫНУЖДЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ

2.1. ПЕРЕХОД К ТУРБУЛЕНТНОМУ ТЕЧЕНИЮ

Процессы возникновения и развития хаотического движения масс жидкости носят случайный характер и поэтому требуют статистического подхода к их анализу. Переход от ламинарного режима течения к турбулентному происходит при критическом числе Рейнольдса $Re_{кр}$ [76].

На число $Re_{кр}$ оказывает влияние форма потока (так, в конфузорах число $Re_{кр}$ больше, чем в диффузорах). Для прямых квадратных и прямоугольных труб значения числа $Re_{кр}$ близки к таковым для круглых труб. Для гнутых круглых труб с уменьшением радиусагиба трубы значения числа $Re_{кр}$ увеличиваются. При изменении отношения R/D , где R — радиусгиба, а D — диаметр трубы, от 7,5 до 100 значения числа $Re_{кр}$ уменьшаются от 7590 до 3980.

Кроме того, на число $Re_{кр}$ оказывает влияние форма входа в трубу: для трубы с острыми входными краями, вставленной в сосуд с плоской стенкой, $Re_{кр} = 2800$; при хорошо округленном входе и отсутствии сотрясений число $Re_{кр}$ увеличивается до $5 \cdot 10^4$, и наоборот, при необточенных краях трубы оно понижается до 2200. В переходной области $Re_{кр} < Re < 5 \cdot 10^4$ течение является неустойчивым, и любое возмущение приводит к возникновению турбулентного режима течения. Длина входного участка, на котором начальное возмущение может затухать или возрасти, составляет от 50 до 130 определяющих размеров трубы.

Шероховатость стенок не оказывает влияния на число $Re_{кр}$.

2.2. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ВНЕШНЕМ ОБТЕКАНИИ ПОВЕРХНОСТЕЙ

2.2.1. Обтекание пластины с дозвуковой скоростью

В случае обтекания пластины с острой кромкой со стороны набегающего потока ламинарный пограничный слой существует при $Re < 5 \cdot 10^5$. Если известна степень турбулентности набегающего потока, то значения чисел Рейнольдса для конца ламинарного режима течения (начала переходного режима) $Re_{кр1}$ и для конца переходного режима (начала турбулентного режима течения) $Re_{кр2}$ определяются по графику рис. 1.

При тупой кромке (например, уступ толщиной 1—2 мм) турбулентный пограничный слой существует на всей поверхности пластины. Толщина турбулентного динамического пограничного слоя в сечении, отстоящем на x м от передней кромки пластины,

$$\delta_x \approx 0,37 (vx^4/\omega_0)^{0,2};$$

средний коэффициент трения на участке l

$$\bar{C}_f \approx 0,072 (\omega_0 l/\nu)^{-0,2}.$$

Для сред с $Pr \geq 0,5$ среднее значение числа Нуссельта на участке l

$$\bar{Nu}_l = 0,035 Pr^{0,33} Re_l^{0,8}.$$

С учетом поправки на изменение физических параметров теплоносителя локальный коэффициент теплоотдачи определяется из соотношения [76]

$$Nu_x = 0,03 Re_x^{0,8} Pr^{0,43} (Pr_x/Pr_{ст})^{0,25}.$$

а средний коэффициент по длине пластины —

$$\bar{Nu}_l = 0,037 Re_l^{0,8} Pr^{0,43} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}.$$

При обтекании пластины воздухом ($Pr = 0,71$)

$$\bar{Nu}_l = 0,032 Re_l^{0,8}.$$

При изменении чисел Re и Pr в диапазоне $3 \cdot 10^5 \leq Re \leq 2,5 \cdot 10^{12}$, $10^{-2} \leq Pr \leq 10^3$ единая расчетная зависимость для локальных значений чисел Нуссельта [76]

$$Nu_x^{-0,023} = 1,04 - 0,0335 \lg Re_x. \quad (2.1)$$

Более простые степенные зависимости получены аппроксимацией выражения (2.1) по участкам несколькими другими уравнениями. Так, для $10^3 < Re_x < 10^8$

$$Nu_x = 0,282 Re_x^{0,62},$$

или

$$Nu_x = 0,247 Re_x^{0,65}.$$

Эти зависимости справедливы при $10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$; $0,005 \leq Pr < 0,05$, логарифмическом профиле скоростей в слое и линейном распределении касательных напряжений.

Для бóльших значений чисел Пекле $10^5 < Pe_x < 5 \cdot 10^8$

$$Nu_x = 0,036 Pe_x^{0,8}; \quad (2.2)$$

для $5 \cdot 10^8 < Pe_x < 2,5 \cdot 10^{12}$

$$Nu_x = 0,00576 Pe_x^{0,9}. \quad (2.3)$$

Зависимости (2.2) и (2.3) пригодны при $Pr < 1$ и дают хорошие результаты при больших числах Re ($Re > 10^7$).

Теплоотдача при переходном режиме течения неустойчива, вследствие чего точный ее расчет невозможен.

Величину i при переходном режиме течения на пластине для сред с $Pr > 0,5$ можно определять с помощью приближенной интерполяционной формулы [76]

$$\bar{Nu}_l = C Pr^{0,33} Re^n,$$

$$\text{где } n = [\lg(0,035 Pr^{0,33} Re_{кр2}^{0,8}) - \lg(0,67 Pr^{0,33} Re_{кр1}^{0,5})] / (\lg Re_{кр2} - \lg Re_{кр1}); C = 0,67 Re_{кр1}^{0,5-n}.$$

2.2.2. Обтекание пластины со звуковой и сверхзвуковой скоростью

При достижении потоком скорости, соизмеримой со скоростью звука, т. е. когда $w_\infty \geq C$, снижение скорости в пределах пограничного слоя из-за тормозящего действия сил трения влечет за собой повышение температуры вблизи поверхности обтекаемого тела. Полная энтальпия адиабатически взорванного газа определяется уравнением

$$i_{пол} = i + (w_\infty^2/2).$$

Учитывая, что для идеального газа $i = c_p T$, температура торможения

$$T^* = T [1 + (k-1) M^2/2], \quad (2.4)$$

так как для идеального газа скорость распространения звука определяется по формуле

$$C = \sqrt{kRT}. \quad (2.5)$$

В уравнениях (2.4), (2.5) [76] $M = w_x/C$, где C — скорость звука для данной точки пограничного слоя $k = c_p/c_v$ — показатель адиабаты.

Уравнение (2.4) дает возможность оценить повышение температуры вследствие изоэнтропийного торможения. Так, для воздуха ($k \approx 1,4$) при $M = 1$ $T^* = 1,2 T$, а при $M = 6$ $T^* = 7,2 T$, т. е. температура изоэнтропийного заторможенного потока при $M = 6$ в 7 раз превышает термодинамическую температуру движущегося газа.

Дальнейшее увеличение скорости потока приводит к повышению температуры, что влечет за собой возникновение в пограничном слое химических реакций (диссоциации и ионизации). Это область гиперзвуковых течений.

При большой скорости обтекания поверхности потоком газа вблизи этой поверхности вследствие действия сил трения выделяется значительное количество тепла. Если поверхность адиабатно изолирована, то теплота отводится только вследствие теплопроводности газа. В стационарном состоянии наступает равновесие между выделением и отводом теплоты. Температуру, которую принимает стенка в этих условиях, называется адиабатной температурой $T_{ст}^*$.

Отношение разности температур полностью изоэнтропийно заторможенного газа к действительной разности температур называется коэффициентом восстановления:

$$r = (T_{ст}^* - T_{\infty}) / (T_{\infty}^* - T_{\infty}).$$

При обтекании пластины в диапазоне $Pr = 0,6...7$

$$r = Pr,$$

в диапазоне $7 < Pr \leq 10^3$

$$r = Pr^{1/3}.$$

Коэффициент восстановления при поперечном обтекании проволок воздухом (без учета излучения) при $Re < 3 \cdot 10^5$

$$r \approx (0,355 + 2,14 Pr) (k-1).$$

При умеренной скорости потока интенсивность теплообмена определяется по уравнению

$$Nu_{x_{\infty}} = qx / (T_{ст} - T_{\infty}) \lambda_{\infty} = 0,332 \rho_{ст} \lambda_{ст} Pr^{1/3} Re_{x_{\infty}}^{0,5} / \rho_{\infty} \lambda_{\infty},$$

если теплопроводность находится в том же соотношении с температурой, что и динамическая вязкость, то

$$Nu_{x_{\infty}} = 0,332 Pr^{1/3} Re_{x_{\infty}}^{0,5}.$$

Полученные уравнения [76] для обтекания пластины с постоянными физическими свойствами справедливы и при переменных свойствах, если физические параметры, входящие в безразмерные комплексы, относить к температуре на внешней границе пограничного слоя. В этом случае влияние физических свойств на закон теплообмена взаимно компенсируется.

При большой скорости обтекания локальные числа Нуссельта определяются уравнением [76]

$$Nu_{x_{\infty}} = \frac{T_{ст} - T_{ст}^*}{T_{ст} - T_{\infty}} \frac{\rho_{ст} \lambda_{ст}}{\rho_{\infty} \lambda_{\infty}} 0,332 Pr^{1/3} Re_{x_{\infty}}^{0,5}.$$

При линейной зависимости теплопроводности от температуры

$$Nu_{x_{\infty}} = (T_{ст} - T_{ст}^*) 0,332 Pr^{1/3} Re_{x_{\infty}}^{0,5} / (T_{ст} - T_{\infty}).$$

Здесь $T_{ст}^*$ характеризует влияние числа M на теплоотдачу. Если коэффициент теплоотдачи относить к разности температур $T_{ст} - T_{ст}^*$, то придем к зависимости для течения несжимаемой жидкости с постоянными физическими свойствами.

2.2.3. Обтекание пластины и шара разреженным газовым потоком

В кинетической теории газов длина свободного пробега молекул

$$\bar{l} = 1,255k^{0,5}v/C, \quad (2.6)$$

где $k = c_p/c_v$; C — скорость звука.

Из уравнения (2.6) следует, что

$$l/\delta \sim LM/\delta Re,$$

откуда при $Re \ll 1$ и $L/\delta \approx 1$

$$l/\delta \sim M/Re.$$

Для больших значений числа Re из теории ламинарного пограничного слоя следует, что $L/\delta \sim Re^{0,5}$. Следовательно, при $Re \gg 1$

$$l/\delta \sim M/Re^{0,5}.$$

Течение газа вблизи стенки для случая, когда средняя длина свободного пробега l мала, но не пренебрежима по сравнению с размером тела L или толщиной пограничного слоя δ , называется течением со скольжением. Этому типу течения соответствует интервал $0,01 < l/\delta < 10$.

Область, характеризующая $l/\delta < 0,01$, является областью течения неразрезанного газа (континуума) и описывается формулами обычной аэродинамики.

Если длина среднего свободного пробега много больше размеров тела, то эта область называется свободным молекулярным течением и определяется соотношением $M/Re > 10$. В этой области изменения количества движения молекул вследствие соударения их друг с другом много меньше, чем вследствие ударов молекул о стенку или поверхность тела. Поэтому для вычисления сил и тепловых потоков здесь достаточно рассматривать удары потока молекул о стенку со скоростями и энергиями, которые соответствуют распределению Максвелла. В области между свободным молекулярным течением и течением со скольжением соударения молекул друг с другом и со стенкой одинаково важны.

При обтекании пластины число Nu определяется соотношением [76]

$$\bar{Nu} = \bar{\alpha}L/\lambda = 0,52 M [\exp(Re/1,35 M^2) \operatorname{erfc}(Re/1,35 M^2)^{0,5} - 1 + 2/\pi (Re/1,35 M^2)^{0,5}]. \quad (2.7)$$

Для континуума ($M/Re^{0,5} < 0,01$)

$$\bar{Nu} = 0,505 \sqrt{Re}.$$

Для свободного молекулярного течения из уравнения (2.7) следует, что

$$\bar{Nu} = 0,27 Re/M.$$

При теплоотдаче к шару в потоке разреженного газа с увеличением числа Re влияние числа M уменьшается (рис. 12).

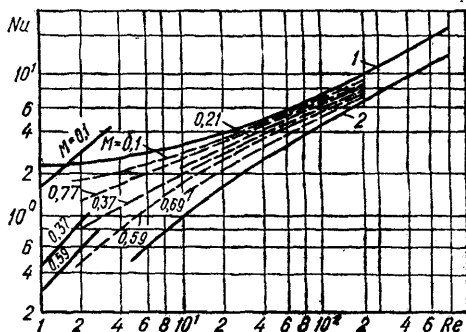


Рис. 12. Зависимость числа Re от чисел Nu и M при теплообмене сферы в дозвуковом потоке разреженного газа:

1 — континуум; 2 — свободное молекулярное течение

25 • Значения постоянных величин для расчета теплообмена при продольном обтекании труб

Канал	Диаметр трубы, мм		Количество ребер	Расстояние между ребрами, мм	Re · 10 ⁻³	ΔT, К	К	m
	наружной	внутренней						
Цилиндрический	38	—	—	—	102—600	40—48	0,0235	0,8
	38	16	—	—	38—216	47—112	0,0242	0,8
Кольцевой с гладкой внутренней трубой	38	25	—	—	28—189	40—103	0,0214	0,8
	38	32	—	—	25—124	29—62	0,0201	0,8
Кольцевой с продольно-ребристой внутренней трубой	45,8	16	12	6,22	40—213	38—45	0,0167	0,8
	45,8	25	12	5,73	34—163	32—39	0,01968	0,8
	38	16	12	6,22	44—119	35—66	0,18	0,8
	38	25	12	5,73	54—105	37—43	0,02023	0,8
	32	16	12	6,22	47—157	24—31	0,0187	0,8
Кольцевой с поперечно-ребристой внутренней трубой	45,8	18 (26)	434	3,99	43—228	40—47	0,026	0,76
	38	18 (26)	434	3,99	27—100	30—42	0,01034	0,85
Кольцевой с круглыми ребрами	32	18 (26)	434	3,99	24—81	19—28	0,00678	0,88
	38	18,1 (26)	869	3,97	56—100	23—38	0,01034	0,85
Кольцевой со спиральными ребрами	38	18,3 (25,5)	428	3,61	32—160	30—43	0,0277	0,76
Пучок из семи поперечно-ребристых труб	112	18/26,1	869	4,05	16—82	26—32	0,00645	0,89
Пучок из продольно-ребристых труб	—	25	12	5,73	24—157	22—33	0,02195	0,80

2.2.4. Обтекание труб

Интенсивность теплообмена при продольном обтекании труб определяется по формуле [76]

$$Nu = K Re^m Pr^{0,4}, \quad (2.8)$$

где коэффициент K и степень m определяются по данным табл. 25.

В табл. 25 разница температур определяется как среднелогарифмическая по уравнению

$$\Delta T = [(T''_{вх} - T'_{вых})(T''_{вых} - T'_{вх})] / \ln \left(\frac{T''_{вх} - T'_{вых}}{T''_{вых} - T'_{вх}} \right),$$

где T' и T'' — температуры среды в жидкой и паро-газообразной фазе.

2.3. ТЕПЛОБМЕН НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

2.3.1. Течение с отсосом

Интенсификация теплообмена поверхностями с искусственной шероховатостью связана со срывом и разрушением вязкого подслоя выступами шероховатости и возникновением вихревых зон. Средний коэффициент теплоотдачи определяется по обобщенной зависимости [76]

$$\bar{Nu} = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25} \epsilon_{ш},$$

где множитель $\epsilon_{ш}$ учитывает увеличение теплоотдачи вследствие искусственной шероховатости:

$$\epsilon_{ш} = 1,04 Pr^{0,04} \exp [0,85f (s/h)],$$

при $s/h \geq (s/h)_{\text{опт}}$

$$f(s/h) = (s/h)_{\text{опт}}/(s/h),$$

при $s/h < (s/h)_{\text{опт}}$

$$f(s/h) = (s/h)/(s/h)_{\text{опт}}.$$

Здесь s — шаг ребер шероховатости; h — высота шероховатости.

Оптимальное значение относительного продольного шага $(s/h)_{\text{опт}} = 13 \pm 1$ при $0,7 \leq Pr \leq 80$. График зависимости $\epsilon_{ш}$ от (s/h) для воды приведен на рис. 13. Соотношение справедливо при $s/h \geq 6$ при $6 \cdot 10^3 \leq Re \leq 4 \cdot 10^5$, коэффициент теплоотдачи отнесен к полной поверхности стенки трубы; определяющий размер — эквивалентный гидравлический диаметр канала.

Характер шероховатости в металлокерамических трубах совершенно иной, и расстояние между бугорками примерно равно среднему диаметру частиц. Экспериментальные данные для $Re_{вх} = (1..6) 10^4$ описываются зависимостью

$$Nu = 0,041 Re_{вх}^{0,8} Pr^{0,43}. \quad (2.9)$$

Теплообмен при течении с отсосом характеризуется изменением коэффициента теплообмена по длине трубы вследствие изменения скорости по длине. По опытам на пористых металлокерамических трубах со средним размером пор 60 мкм при течении азота и гелия в диапазоне $10^3 \leq Re_{\text{отс}} \leq 4 \cdot 10^3$ при изменении числа Re на входе от 10^4 до $6 \cdot 10^4$ (относительная шероховатость достигала 0,012) получена зависимость для определения числа Nu [76]:

$$Nu = 0,041 Re_{вх}^{0,8} Pr^{0,43} [1 + 0,06 (Re_{\text{отс}}/Re_{вх})^{0,57}]. \quad (2.10)$$

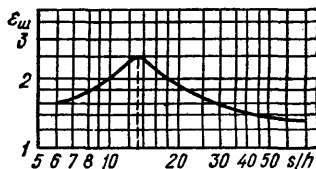


Рис. 13. Зависимость коэффициента искусственной шероховатости от относительного шага труб для воды при шероховатости в виде кольцевых выступов на поверхности труб

При нулевом отсосе зависимость (2.10) преобразуется в уравнение (2.9). В уравнениях (2.9) и (2.10) число $Re_{вх}$ рассчитывается по скорости потока во входном сечении трубы и физическим параметрам, отнесенным к температуре потока в том же сечении; $Re_{от0}$ рассчитывается по скорости потока в периферийном канале, за характерный размер принята толщина кольцевого канала, физические параметры отнесены к температуре потока в среднем сечении по длине трубы; Nu — число Нуссельта, соответствующее теплообмену на границе поток — внутренняя стенка металлокерамической трубы и рассчитанное по физическим параметрам, отнесенным к температуре потока в среднем сечении по длине трубы.

2.3.2. Внутрипористый теплообмен

Пористое охлаждение отличается от других процессов в пористых средах значительными скоростями фильтрации, при которых проявляются и становятся все более существенными инерционные эффекты сопротивления. В этом режиме течения сопротивление пористого материала может быть представлено в виде суперпозиции вязкостной $c_{\mu} \mu u$ и инерционной $c_i \rho u^2$ составляющих модифицированного уравнения Дарси или уравнения Дюпуй — Рейнольдса — Форшгеймера:

$$-dp/dx = c_{\mu} \mu u + c_i \rho u^2,$$

где $u = G/\rho'$ — скорость фильтрации; G — удельный массовый расход жидкости; c_{μ} — вязкостный коэффициент сопротивления, m^{-2} ; c_i — инерционный коэффициент сопротивления, m^{-1} .

Коэффициенты сопротивления c_{μ} и c_i однозначно определяют число Re потока в пористом материале:

$$Re = (G c_i / c_{\mu}) / \mu,$$

таким образом, устраняется необходимость выбора характерных значений для его расчета. Коэффициенты сопротивления существенно зависят от пористости P материала и определяются по данным табл. 26.

26. Зависимость между вязкостным c_{μ} , инерционным c_i коэффициентами сопротивления и пористостью P металлокерамических материалов

c_{μ} , m^{-2}	c_i , m^{-1}	P	Размер частиц, мкм	Форма частиц	Пористый материал
$1,25 \cdot 10^{10} P^{-5,3}$	$2 \cdot 10^4 P^{-6,0}$	0,25 — 0,47	—	—	Нержавеющая сталь
$2,50 \cdot 10^{10} P^{-4,9}$	$4 \cdot 10^4 P^{-8,8}$	0,11 — 0,31	40 — 125	—	То же
$4 \cdot 10^9 P^{-5,8}$	$1,8 \cdot 10^4 P^{-5,8}$	0,30 — 0,55	280 — 380	Дендритная	» »
$6,2 \cdot 10^9 P^{-5,8}$	$\delta = 2; 5; 8 \text{ мм}$	0,30 — 0,55	100 — 160	»	» »
$5,2 \cdot 10^9 P^{-5,0}$	$7,5 \cdot 10^3 P^{-5,8}$	0,27 — 0,49	150 — 250	Тарельчатая	Железо
$8,9 \cdot 10^9 P^{-7,0}$	$6,8 \cdot 10^2 P^{-10,0}$	0,26 — 0,50	50 — 100	Гранулированная	ZrB ₂ ; (Ti, Cr) B ₂ ; WC; TiC
$2,0 \cdot 10^{10} P^{-4,5}$	$1,6 \cdot 10^3 P^{-7,0}$	0,12 — 0,35	50 — 400	То же	Монель-металл
$5,0 \cdot 10^9 P^{-4,0}$	$1,25 \cdot 10^3 P^{-4,0}$	0,12 — 0,33	160 — 200	Сферическая	Бронза
$2,0 \cdot 10^9 P^{-4,0}$	$9,0 \cdot 10^2 P^{-4,0}$	0,12 — 0,33	200 — 250	»	»
$2,0 \cdot 10^9 P^{-4,0}$	$6,2 \cdot 10^2 P^{-4,0}$	0,12 — 0,33	250 — 315	»	»
$2,4 \cdot 10^9 P^{-5,6}$	$2,7 \cdot 10^2 P^{-5,6}$	0,30 — 0,50	250	Волокно	Никель
$2,57 \cdot 10^9 P^{-3,91}$	$9,1 \cdot 10^2 P^{-5,33}$	0,29 — 0,60	200	»	»

Интенсивность внутрипористого конвективного теплообмена характеризуется объемным коэффициентом теплоотдачи α_V [76]. Расчет температурного состояния системы пористого охлаждения возможен, если для нее известна величина α_V , которую для каждого конкретного случая следует определять экспериментально. В первом приближении можно использовать достоверные данные для пористых металлов идентичной структуры. В табл. 27 приведены условия и результаты экспериментов по определению закономерностей внутрипористого конвективного теплообмена в различных металлах.

2.4. ТЕПЛОБМЕН ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОБТЕКАНИИ ПУЧКА ТРУБ, ПРИЗМАТИЧЕСКИХ СТЕРЖНЕЙ И ОРЕБРЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

При поперечном обтекании пучка труб и призматических стержней первый ряд находится в условиях, мало отличающихся от одиночной трубы. В последующих рядах по ходу потока интенсивность теплоотдачи возрастает из-за турбулентности потока, возникающей от прохождения через предшествующие ряды. В связи с этим, а также из-за образования аэродинамического следа за передними рядами труб характер обтекания 2-го и последующих рядов труб меняется. Характер течения потока в межтрубном пространстве практически стабилизируется в пучке с шахматным расположением труб с 4-го ряда и при коридорном расположении — с 7-го ряда [76].

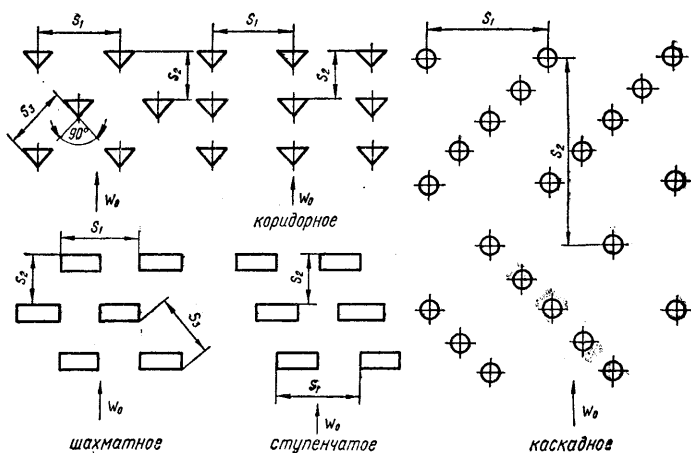


Рис. 14. Схемы расположения стержней в пучке

Расчет коэффициента теплоотдачи пучков призматических стержней ведется так же, как и для одиночной трубы, по формуле (1.31). При этом в качестве расчетной скорости w_0 принимается скорость набегающего потока, эквивалентный диаметр $d_{усл}$ принимается равным отношению периметра к числу л. Значения коэффициентов K_1 и t для условий движения потока, представленных на рис. 14, приведены в табл. 28.

Коэффициенты теплоотдачи пучков труб, по форме приближающихся к обтекаемым, и с развитой поверхностью также рассчитываются по формуле (1.31). Для расчета берутся те значения физических величин, входящих в формулу, которые соответствуют температуре стенки. В качестве определяющего размера $d_{усл}$ принимается для профильных труб диаметр круглой трубы, наружная поверхность которой равна поверхности рассматриваемой трубы, а для ребристых труб — диаметр основной трубы.

27. Данные для определения внутрипористого конвективного теплообмена

Расчетное уравнение	Nu	Re		Охлаждатель	Пористый материал	Толщина образца δ , мм	Пористость, Π	Вид нагрева образца
		Расчет	Значение					
$Nu = 0,0286 Re^{1,84}$	$\frac{\alpha_V (c_l/c_\mu)^2}{\lambda_0}$	$\frac{Gc_l c_\mu}{\mu}$	0,016 — 0,15	Воздух	Нержавеющая сталь из порошка	0,72	0,30	Индукционный
$Nu = 0,006 Re^{1,84}$			0,016 — 0,10			4,22	0,52	
$Nu = 0,038 Re^{1,34} \left(\frac{d_q}{\delta}\right)$			0,03 — 1,15			2,03 5,10 8,13	0,32 0,42 —	
$Nu = 0,005 RePr$	$\frac{\alpha_V (c_l/c_\mu)^3}{\lambda_0^2}$	$\frac{Gc_l c_\mu}{\mu}$	RePr = = 0,003 ... 0,30	Воздух, масло	Нержавеющая сталь из волокон	1,3	0,30	Нестационарный, омический
$Nu = \left[\frac{c_l/c_\mu (1 - \Pi)^{1,33}}{0,00115} \right] \times Re^{0,65}$			0,01 — 5,0	Воздух, гелий		3,17 6,35	0,60 0,80	
$Nu = 0,007 Re^{1,2}$			0,04 — 10,0	Воздух	Никель из волокон	3,0 —	0,37 0,45	Индукционный

$Nu = 2,15 \cdot 10^{-3} \Pi^{0,92} \times Re^{1,2} \delta^{-1}$	$\frac{\alpha_V (c_i/c_\mu)^2}{\lambda_0}$	$\frac{Gc_i/c_\mu}{\mu}$	0,007 — 0,8	Воздух, азот	Нихром, нержавеющая сталь из порошка	1,0 — 5,6	0,3 — 0,5	Омический
$Nu = 9,2 \cdot 10^{-3} Re^{1,34}$			0,3 — 7,0	Воздух	Никель из волокон	7,0 10	0,29 — 0,601	Индукционный
$Nu = 0,0042 Re^{0,9}$	$\frac{\alpha_V d_q^2}{6\lambda_0 (1 - \Pi)}$	$\frac{Gd_q}{\mu \Pi}$	2,5 — 100	Воздух	Медь из порошка	3,0	0,35	Нестационарное охлаждение
$Nu = 0,0175 RePr$		$RePr = 2,0 \dots 75,0$		Аргон, гелий		4,75	0,33	Радиационный
$Nu = 0,09 Re$		3,0 — 15,0		Воздух, гелий	Нержавеющая сталь из порошка	1,3	0,31	
$Nu = 1,25 \frac{d_q}{\delta} Re$	$\frac{\alpha_V d_q^2}{\lambda_0}$	$\frac{Gd_q}{\mu}$	0,7 — 5,0	Воздух		1,3 — 8,12	0,31 — 0,56	Индукционный, омический
$Nu = 0,8d_q Re^{1,34} / \delta$		5,0 — 250						
$Nu = 0,1 (RePr)^{1,25}$	$\frac{\alpha_V d_q^2}{\lambda_0}$	$\frac{Gd_q}{\mu}$	$RePr = 0,56 \dots 95,0$	Аргон, гелий	Нержавеющая сталь, бронза из порошка	3,05 — 16,9	0,23 — 0,31	Радиационный
$Nu = 0,028 Re^{1,2} \Pi^{2,9}$		$\frac{Gd_\Pi}{\mu \Pi}$	0,4 — 5,0					
$Nu = 0,0014 \left(\frac{1 - \Pi}{\Pi} \right)^{0,9}$	$\frac{\alpha_V d_\Pi^2}{\lambda_0}$	$\frac{G\delta}{\mu}$	$Re \left(\frac{1 - \Pi}{\Pi} \right) = 14 \dots 600$	Воздух	Нержавеющая сталь из порошка	0,5 1,4 5,0	0,25 0,32 0,40	Омический
$Nu = 4 \cdot 10^{-4} Re^{1,16}$	$\frac{\alpha_V K}{\lambda_0}$	$\frac{GV\sqrt{K}}{\mu}$	0,0003 — 0,02			0,79 — 3,18	0,35 — 0,58	Радиационный
					Нихром из порошка	1,92 — 2,53	0,2 — 0,3	Индукционный

Примечание. d_q и d_Π — диаметры частицы и поры; λ_0 — коэффициент теплопроводности охлаждаителя; K — коэффициент нег. проницаемости.

28. Значения величин для расчета теплообмена при обтекании пучков призматических стержней *

Сечение стержней	Расположение стержней	$s_1/d_{\text{стол}}$	$s_2/d_{\text{стол}}$	K_1	m
Треугольное 1 : 1 : 1,4	Шахматное	2,60	2,76	0,179	0,75
	»	2,60	4,42	0,200	0,72
	»	2,60	5,52	0,188	0,72
	»	2,60	6,63	0,174	0,72
	»	2,60	11,6	0,170	0,72
	»	3,70	6,63	0,166	0,72
Прямоугольное 2 : 1	Коридорное	2,60	6,63	0,176	0,72
	Каскадное	6,50	8,28	0,141	0,75
	Шахматное	2,10	6,28	0,202	0,72
	Ступенчатое	3,14	6,28	0,184	0,72

* $Re = (3 \dots 20) 10^3$.

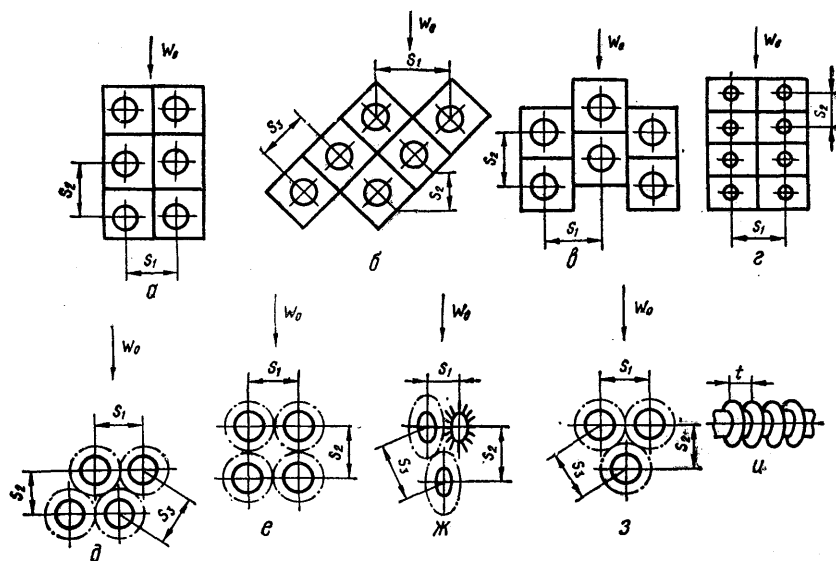


Рис. 15. Ребристые трубы:

a — bc — гладкие ребра; $з, и$ — ребра накатанные и из волнистых лент

Числа Nu и Eu_0 в зависимости от Re , K_3 , K_4 и m_1 при обтекании труб воздухом при значении числа Эйлера ($Eu = \Delta p / \rho \omega_0^2$), отнесенном к одному ряду труб $Eu_0 = Eu/n$, определяются по формулам

$$Nu = K_3 Re^m, \quad (2.11)$$

$$Eu_0 = K_4 Re^{m_1}. \quad (2.12)$$

Значения величин в формулах (2.11) и (2.12) приведены в табл. 29.

Коэффициент теплоотдачи для плавниковых труб в случае охлаждения потока определяется по формуле

$$Nu = 0,424 Re^{0,35} Re^{0,57} (s_1/d)^{0,28} (s_2/d)^{-0,33} (h/d)^{-0,35} (\delta/d)^{0,18}. \quad (2.13)$$

Для случая нагревания потока коэффициент уравнения (2.13) равен 0,53. Формула применима при $s_1/d = 1,5 \dots 2,5$; $s_2/d = 1,5 \dots 2,5$; $h/d = 0,79 \dots 1,2$; $\delta/d = 0,12 \dots 0,16$. Значения коэффициентов K_4 и m_1 для определения числа Eu_0 приведены в табл. 29.

Формулы для определения коэффициента теплоотдачи оребренных труб (рис. 15) при нагревании и охлаждении содержат множители геометрических факторов [76].

При шахматном расположении труб для $(s_1 - d)/(s_3 - d) > 1$

$$Nu = 0,251 Re^{0,67} \left(\frac{s_1 - d}{d}\right)^{-0,2} \left(\frac{s_1 - d}{t}\right)^{-0,2} \left(\frac{s_1 - d}{s_3 - d}\right)^{0,4}; \quad (2.14)$$

для $(s_1 - d)/(s_3 - d) \leq 1$

$$Nu = 0,251 Re^{0,67} \left(\frac{s_1 - d}{d}\right)^{-0,2} \left(\frac{s_1 - d}{t} + 1\right). \quad (2.15)$$

Эти уравнения действительны с точностью $\pm 20\%$ при изменении числа Re от 10^3 до 10^5 ; линейный размер $l = d_{э\text{кв}} = (F_{\text{тр}} d_{\text{н}} / F_{\text{п}}) + F_{\text{р}} / F_{\text{п}} (F_{\text{р}}^{0,5} / \sqrt{2n}) = 0,01617 \dots 0,0341$ м (аналогично l в формуле (1.37)); $(s_1 - d)/d = 0,48 \dots 1,64$; $[(s_1 - d)/t] + 1 = 1,34 \dots 25,2$; $(s_1 - d)/(s_3 - d) = 0,45 \dots 2,53$.

Для $(s_1 - d)/(s_3 - d) > 1$ При коридорном расположении труб

$$Nu = 0,183 Re^{0,63}. \quad (2.16)$$

В этой формуле $d_{э\text{кв}}$ изменяется от 0,02235 до 0,1612 м.

Определяющей температурой в формулах (2.14) — (2.16) принята температура в пограничном слое, которая определяется по зависимости

$$T = T_{\text{ср.т}} \pm (\Delta T_{\text{р}}/2),$$

где $T_{\text{ср.т}}$ — средняя температура поверхности трубы; $\Delta T_{\text{р}}$ — перепад температур на ребре. Знак в формуле зависит от нагревания или охлаждения.

2.5. ТЕПЛОТДАЧА К СТЕКАЮЩЕЙ ПО СТЕНКЕ ЖИДКОЙ ПЛЕНКЕ

При стекании жидкости под действием сил тяжести [76] конкретный линейный размер, характеризующий толщину пленки, отсутствует, так как толщина слоя жидкости зависит от ряда переменных величин и устанавливается сама собой. В расчетных уравнениях для случаев, когда имеет место орошение, вместо поперечного размера используется величина, м,

$$\vartheta_{\text{эк}} = (\mu^2 / \rho^2 g)^{1/3}, \quad (2.17)$$

при этом

$$Re_{\text{пл}} = 4\Gamma/\mu, \quad (2.18)$$

где $\Gamma = G_{\text{жк}}/\Pi$ — массовая плотность орошения; $G_{\text{жк}} = fG$, f — площадь сечения; G — расход жидкости; Π — смоченный периметр.

С использованием формул (2.17) и (2.18)

$$Nu_{\text{эк}} = \alpha \vartheta_{\text{эк}} / \lambda = 0,01 Re_{\text{эк}}^{1/3} Pr^{1/3}. \quad (2.19)$$

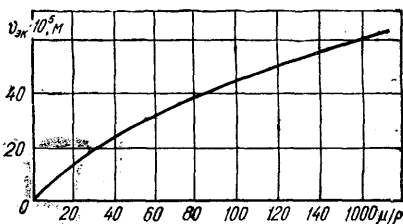

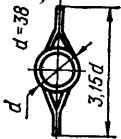
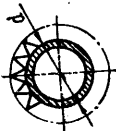
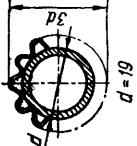
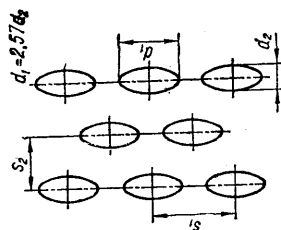
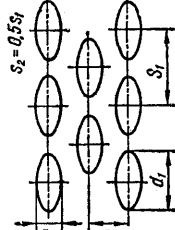
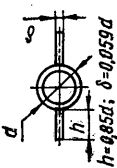


Рис. 16. График определения линейного размера $\vartheta_{\text{жк}}$

	Обтекаемый	1,58	2,93	1,33	0,45	1,186	—	—	
	Плавникоподобный	1,72	1,62	0,85	0,55	0,758	—	—	
	С разрезными алюминевыми ребрами	1,95 2,94	1,95 2,94	1,54 0,72	0,57 0,65	1,37 0,64	—	—	
	С проволочным ореснением	3,0	3,0	10,6	0,48	9,44	—	—	
Шахматное									

Профиль трубы	Тип пучка	Расположе- ние труб в пучке	s_1/d	s_2/d	K_1	m	K_3	K_4	m_1
 <p>$d_1 = 2,57d_2$</p>	Овальный	—	3,75	1,53	0,176	0,67	0,157	0,265	0,00
 <p>$s_2 = 0,55s_1$</p>			3,14	1,57	0,132	0,67	0,118	2,75	-0,37
 <p>$h = 0,85d_1, \delta = 0,059d$</p>	Плавниковый	Шахматное	—	—	—	—	—	1,62	-0,25

*Re = (10 ... 60) 10⁴.

30. Значения функции $\vartheta_{ЭК} = f(T)$ для воды

T, K	$\rho, \text{кг/м}^3$	$\mu, \text{Па}\cdot\text{с}$ $\cdot 10^4$	$\vartheta_{ЭК} 10^6, \text{м}$	T, K	$\rho, \text{кг/м}^3$	$\mu, \text{Па}\cdot\text{с}$ $\cdot 10^4$	$\vartheta_{ЭК} 10^6, \text{м}$	T, K	$\rho, \text{кг/м}^3$	$\mu, \text{Па}\cdot\text{с}$ $\cdot 10^4$	$\vartheta_{ЭК} 10^6, \text{м}$
273	999,8	17,89	68,83	363	965,3	3,15	22,12	453	886,9	1,53	14,48
283	999,6	13,04	55,77	373	958,3	2,82	20,63	463	876,0	1,45	14,08
293	998,2	10,00	46,76	383	951,0	2,55	19,42	473	864,7	1,38	13,76
303	995,6	8,01	40,41	393	943,0	2,31	18,26	483	852,8	1,31	13,42
313	992,2	6,53	35,34	403	934,8	2,12	17,36	493	840,3	1,25	13,15
323	988,0	5,49	31,59	413	926,1	1,96	16,60	503	827,3	1,20	12,88
333	983,2	4,71	28,59	423	916,9	1,85	16,08	513	813,6	1,15	12,65
343	977,7	4,06	25,99	433	907,4	1,73	15,48	523	799,2	1,10	12,43
353	971,8	3,56	23,90	443	897,3	1,63	15,00				

31. Значения функции $\vartheta_{ЭК} = f(T)$ для хладагентов

Среда	T, K	$\vartheta_{ЭК} 10^6, \text{м}$	Среда	T, K	$\vartheta_{ЭК} 10^6, \text{м}$	Среда	T, K	$\vartheta_{ЭК} 10^6, \text{м}$
NH_3	243	23,377	CF_2Cl_2 (фреон-12)	243	18,637	CH_2Cl	263	19,562
	253	21,120		263	17,229		273	18,736
	263	19,176		273	16,595		283	18,040
	273	17,789		283	16,135		293	17,434
	283	16,452		293	15,869		303	16,972
	293	15,057		303	15,655			
SO_2	253	22,622	CO_2	253	12,952	CFCI_3 (фреон-11)	243	29,662
	263	21,672		263	11,865		253	27,269
	273	20,325		273	11,238		263	24,893
	283	19,611		283	10,983		273	23,508
	293	18,784		293	9,9295		283	21,718
	303	17,990		303	9,3815		293	20,041
						303	19,610	

32. Значения функции $\vartheta_{ЭК} = f(T)$ для воздуха при давлении 0,1 МПа

T, K	$\rho, \text{кг/м}^3$	$\mu, \text{Па}\cdot\text{с}$	$\vartheta_{ЭК} 10^6, \text{м}$	T, K	$\rho, \text{кг/м}^3$	$\mu, \text{Па}\cdot\text{с}$	$\vartheta_{ЭК} 10^6, \text{м}$
263	1,31	0,167	254	353	0,968	0,208	360
273	1,252	0,172	268	363	0,942	0,216	375
283	1,21	0,178	279	373	0,916	0,217	385
293	1,164	0,183	293	383	0,893	0,222	396
303	1,13	0,186	302	393	0,87	0,228	410
313	1,092	0,192	315	403	0,848	0,232	422
323	1,06	0,197	327	413	0,827	0,236	434
333	1,025	0,200	337	423	0,808	0,239	442
343	0,996	0,203	347				

Уравнение (2.19) справедливо для стекания жидкости по плоской стенке или по вертикальной трубе при $Re_{эж} > 2 \cdot 10^3$. Теплофизические параметры определяются при средней температуре пограничного слоя. Поперечный размер, м, в уравнении (2.19) определяется по формуле

$$\delta_{эж} = 1,988 \cdot 10^{-5} (10^3 \mu / \rho)^{2/3}$$

или по рис. 16, или по табл. 30—32.

2.6. ТЕПЛОБМЕН ПРИ ПЕРЕМЕШИВАНИИ

При перемешивании жидкостей их нагревание или охлаждение происходит либо через стенку аппарата, либо с помощью змеевика, установленного в нем. Теплообмен в этом случае определяется по уравнениям для простой пропеллерной мешалки [76].

При теплообмене через стенку аппарата

$$Nu = 0,37 (\mu_{ж}/\mu_{ст})^{0,14} Re_{ц}^{2/3} Pr^{1/3}, \quad (2.20)$$

при теплообмене через стенки змеевиков, находящихся внутри аппарата,

$$Nu = 0,87 (\mu_{ж}/\mu_{ст})^{0,14} Re_{ц}^{0,62} Pr^{1/3}, \quad (2.21)$$

в которых $Nu = \alpha D / \lambda$, D — внутренний диаметр аппарата в мешалкой; $\mu_{ж}$ — коэффициент вязкости, определяемый по средней температуре; $Re_{ц} = n d^2 \rho / \mu$; n — число оборотов; d — диаметр мешалки.

Данные уравнения справедливы при $200 < Re < 3,15 \cdot 10^6$, $2,16 < Pr < 2500$; $0,25 < d/D < 0,6$.

Для турбулентных мешалок в уравнениях (2.20) и (2.21) следует изменить постоянные, соответственно, на 0,4 и 1,01.

Для усиления перемешивания внутри аппарата с мешалкой вдоль стенок устанавливают 4—6 радиально направленных вертикальных рядов теплообменных труб. В этих условиях для турбинки диаметром около 400 мм с 6 лопатками коэффициент теплоотдачи, Вт/м²К,

при нагревании жидкости $\alpha = 0,0161 Re_{ц}$,

при охлаждении $\alpha = 0,015 Re_{ц}$.

для турбинки диаметром около 300 мм с 4 лопатками

при нагревании жидкости $\alpha = 0,0134 Re_{ц}^{0,7}$,

при охлаждении $\alpha = 0,0125 Re_{ц}^{0,7}$.

Эти коэффициенты, относящиеся к поверхности трубок, могут быть применены ко всем геометрически подобным системам. Они определены для самого выгодного положения мешалки в аппарате — на расстоянии от дна, равном половине высоты столба жидкости.

2.7. ТЕПЛОБМЕН ПРИ ТЕЧЕНИИ В ТРУБАХ И КАНАЛАХ

2.7.1. Течение в трубах и каналах сложной формы

При турбулентном режиме движения тепло внутри жидкости или газа переносится в основном путем перемешивания. При этом процесс перемешивания протекает настолько интенсивно, что по сечению ядра потока температура теплоносителя практически постоянна. Температура резко изменяется лишь внутри тонкого слоя у поверхности [76].

В области стабилизированного турбулентного течения интенсивность теплоотдачи при $q_{ст} = \text{const}$ и постоянных теплофизических свойствах определяется по уравнениям:

для $0,5 < Pr < 200$

$$\bar{Nu} = \frac{0,023 Pr Re^{0,8}}{1 + 2,14 Re^{-0,1} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (2.22)$$

для $0,5 < Pr < 2,5$

$$\bar{Nu} = 0,023 Pr^{0,4} Re^{0,8}$$

Если $q_{ст} = \text{const}$, а теплофизические свойства изменяются по длине трубы, то

$$Nu/Nu_0 = (\mu_{ст}/\mu_ж)^n \quad (2.23)$$

При нагревании жидкости $(\mu_{ст}/\mu_ж) < 1$, $n = -0,11$,
при охлаждении $(\mu_{ст}/\mu_ж) > 1$, $n = 0,25$.

Число Nu_0 определяется по формуле (2.22), причем физические свойства среды выбираются по среднemasсовой температуре в данном сечении трубы. Уравнение (2.23) справедливо при изменении параметров $0,08 < \mu_{ст}/\mu_ж < 40$; $10^4 < Re < 1,25 \cdot 10^5$ и $2 < Pr < 140$.

Большое количество исследований с различными каналами и разного рода жидкостями в широком диапазоне изменения основных параметров позволило получить уравнение для определения средней теплоотдачи:

$$\bar{Nu} = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43} (Pr_ж/Pr_{ст})^{0,25} \epsilon_l \quad (2.24)$$

Определяющей здесь принята средняя температура жидкости, а определяющим размером — эквивалентный диаметр $d_{эк} = 4f/u$, где f — площадь поперечного сечения канала; u — полный смоченный периметр. Для труб с круглым сечением эквивалентный диаметр равен геометрическому.

Коэффициент ϵ_l учитывает изменение среднего коэффициента теплоотдачи по длине трубы. Если $l/d > 50$, то $\epsilon_l = 1$. При $l/d < 50$ необходимо учитывать влияние начального термического участка согласно табл. 33.

33. Значения ϵ_l при турбулентном течении

Re	l/d								
	1	2	5	10	15	20	30	40	50
$1 \cdot 10^4$	1,65	1,50	1,34	1,23	1,17	1,13	1,07	1,03	1,0
$2 \cdot 10^4$	1,51	1,40	1,27	1,18	1,13	1,10	1,05	1,02	1,0
$5 \cdot 10^4$	1,34	1,27	1,18	1,13	1,10	1,08	1,04	1,02	1,0
$1 \cdot 10^5$	1,28	1,22	1,15	1,10	1,08	1,06	1,03	1,02	1,0
$1 \cdot 10^6$	1,14	1,11	1,08	1,05	1,04	1,03	1,02	1,01	1,0

Уравнение (2.24) применимо к трубам с любой формой поперечного сечения — с круглым, квадратным, прямоугольным ($a/b = 1...40$), кольцевым ($d_2/d_1 = 1...5,6$) и другими сечениями, для всех упругих и капельных жидкостей при $10^4 < Re < 5 \cdot 10^6$ и $0,6 < Pr < 2500$. Соотношение (2.24) справедливо и для каналов со сложным поперечным сечением, в частности, когда в трубе большого диаметра расположены одна или несколько труб меньшего диаметра (продольное омывание).

Для воздуха и двухатомных газов соотношение (2.24) упрощается и принимает вид

$$Nu = 0,018 Re^{0,8}$$

Для расчета теплоотдачи к газовым потокам при высоких температурах используется уравнение

$$Nu_{ст} = 0,021 Re_{ст}^{0,8} Pr_{ст}^{0,4} \pm 10 \% \quad (2.25)$$

Здесь число Re рассчитывается по температуре газа на входе при $1,4 \cdot 10^4 < Re_{вх} < 6,84 \cdot 10^5$; $0,37 < T_{п}/T_{ст} < 0,97$; $M \leq 0,95$; $300 < T_{вх} < 870$ К. В уравнении (2.25) $Nu = \alpha d/\lambda_{ст}$; $Re = \omega d \rho_{ст}/\mu_{ст}$ (величины с индексом ст)

вычисляются по температуре стенки, а α индексом «п» — по температуре потока).

Более точные решения уравнения (2.25) имеют вид [76]:
для аргона

$$\text{при } T_{\text{вх}} = 300 \text{ K } \quad Nu_{\text{ст}} = 0,0224 Re_{\text{ст}}^{0,8} Pr_{\text{ст}}^{0,4} \pm 3 \%;$$

для воздуха

$$\text{при } T_{\text{вх}} = 300 \text{ K } \quad Nu_{\text{ст}} = 0,0214 Re_{\text{ст}}^{0,8} Pr_{\text{ст}}^{0,4} \pm 6 \%,$$

$$\text{при } T_{\text{вх}} = 470 \text{ K } \quad Nu_{\text{ст}} = 0,0209 Re_{\text{ст}}^{0,8} Pr_{\text{ст}}^{0,4} \pm 6 \%,$$

$$\text{при } T_{\text{вх}} = 670 \text{ K } \quad Nu_{\text{ст}} = 0,0199 Re_{\text{ст}}^{0,8} Pr_{\text{ст}}^{0,4} \pm 6 \%,$$

$$\text{при } T_{\text{вх}} = 870 \text{ K } \quad Nu_{\text{ст}} = 0,0188 Re_{\text{ст}}^{0,8} Pr_{\text{ст}}^{0,4} \pm 10 \%;$$

для углекислого газа

$$\text{при } T_{\text{вх}} = 300 \text{ K } \quad Nu_{\text{ст}} = 0,0211 Re_{\text{ст}}^{0,8} Pr_{\text{ст}}^{0,4} \pm 6 \%,$$

$$\text{при } T_{\text{вх}} = 470 \text{ K } \quad Nu_{\text{ст}} = 0,0206 Re_{\text{ст}}^{0,8} Pr_{\text{ст}}^{0,4} \pm 3 \%.$$

Для определения интенсивности теплоотдачи по температуре потока применяется уравнение [76]

$$Nu_{\text{п}} = 0,021 Re_{\text{п}}^{0,8} Pr_{\text{п}}^{0,4} T_{\text{п}} (T_0 T_{\text{ст}})^{-0,5},$$

где T_0 — температура торможения.

При движении аргона в графитовой трубе с равномерным тепловыделением по длине трубы теплоотдача определяется зависимостью [76]

$$Nu_{\text{п}} = 0,024 Re_{\text{п}}^{0,8} Pr_{\text{п}}^{0,4} (T_{\text{п}}/T_{\text{ст}})^{1,35} \pm 10 \%.$$

При определении Nu по физическим свойствам газа, вычисленным при температуре стенки, рекомендуется зависимость [76]

$$Nu_{\text{ст}} = 0,022 Re_{\text{ст}}^{0,8} Pr_{\text{ст}}^{0,4} (T_{\text{п}}/T_{\text{ст}})^{0,8} \pm 30 \%.$$

2.7.2. Течение в трубах призматической и криволинейной формы, дисковых каналах и соплах

Теплообмен в каналах треугольного сечения [76] в условиях гидравлической и тепловой стабилизации определяется числами Nu :

$$\overline{Nu} = \overline{\alpha} d_r / \lambda_{\text{ж}} \quad \text{и} \quad Nu_x = \alpha_x d_r / \lambda_{\text{ж}},$$

где $\overline{\alpha} = q / (\overline{T}_{\text{ст}} - \overline{T}_{\text{ж}})$; $\alpha_x = [(T_{\text{ст}1} + T_{\text{ст}2} - 2T_{\text{ст}0}) \lambda_{\text{ст}} \delta / a^2 + q] / (T_{\text{ст}0} - \overline{T}_{\text{ж}})$.

В этих выражениях $\overline{T}_{\text{ст}}$ и $\overline{T}_{\text{ж}}$ — температуры стенки и жидкости; $T_{\text{ст}1}$ и $T_{\text{ст}2}$ — температуры у вершин треугольника; $T_{\text{ст}0}$ — температура стенки в точке, равноудаленной от двух вершин; δ — толщина стенки канала; a — расстояние от вершины до точки определения $T_{\text{ст}0}$.

Интенсивность теплоотдачи для этих условий можно определить по уравнению

$$\overline{Nu} = 0,047 Re^{0,64}. \quad (2.26)$$

Локальное значение числа Nu на расстоянии x от вершины угла треугольника

$$Nu_x = A Re^m, \quad (2.27)$$

где $m = \{0,0428 / [(x/l) + 0,3]^{1,5}\} + 0,57$; l — размер стороны треугольника.

Значение A определяется из табл. 34.

34. Значения постоянной A для определения числа Nu при теплообмене в каналах треугольного сечения

x/l	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
A	0,0135	0,0228	0,0332	0,0400	0,0490	0,0613	0,0692	0,0772	0,0830

В уравнениях (2.26) и (2.27) в качестве определяющей принята температура жидкости, эти уравнения справедливы при $q = 23...70$ кВт/м², $Re = = 10^4...10^6$, $Pr = 2,71...2,98$, длине участка $L/d_2 = 130...220$, где L — длина канала.

Теплообмен при охлаждении горячего воздуха в криволинейных каналах прямоугольного сечения зависит от температурного фактора $\Theta = \bar{T}_{ст}/T_{ср}$ и при $Re = 10^4 \dots 3 \cdot 10^4$, $d_g/D = 0,092 \dots 0,11$ (где d_g — эквивалентный диаметр, D — диаметр гига) обобщается уравнением

$$Nu = Re^{0,8} Pr^{0,4} [0,021 + 0,142 (d_g/D)^{1,22} (1,5 - 0,5 \Theta)].$$

Теплообмен в радиальных дисковых каналах описывается уравнением Нуссельта для нижнего диска (диск, через центральное отверстие которого подводится жидкость, принято называть верхним, а противоположный — нижним):

$$\bar{Nu} = 1,36 (h/D)^{0,55} Re_h^{0,83},$$

где $\bar{Nu} = \bar{\alpha}D/2\lambda$; h — зазор между дисками; D — диаметр диска; $Re_h = G/2\pi rh$; G — расход жидкости. Расчетными приняты температура внутренней поверхности дисков и среднemasовая температура жидкости $T_{ж}$.

Коэффициент теплоотдачи при движении газов в минимизированных сопловых решетках определяется по уравнениям [76]:

для $s = 10^{-4}$ м

$$\bar{Nu} = 0,15 Re^{0,68} Pr^{0,33},$$

для $s = 2 \cdot 10^{-4}$ м

$$\bar{Nu} = 0,3 Re^{0,59} Pr^{0,33}.$$

При определении числа $Re = 10^3 \dots 10^4$ скорость берется в минимальном проходном сечении. В качестве определяющей принята среднеарифметическая температура на входе решетки и выходе из нее. Зазор между элементами решетки определяется величиной s .

В случае наложения колебаний звуковой частоты для интенсификации процесса теплообмена коэффициент теплоотдачи при вынужденной конвекции 20 %-го раствора NaCl определяется уравнением

$$Nu_{кол} = 25 Re_{кол}/Re, \quad (2.28)$$

где $Re_{кол} = \omega_{кол}d/v$; $\omega_{кол} = 2\pi A_x f$ — колебательная скорость; d — внутренний диаметр трубы; $A_x = A_0 e^{-\beta x}$ — амплитуда смещения; A_0 — амплитуда колебаний излучателя; β — коэффициент поглощения звука; x — длина теплообменной трубы. Величина $Nu_{кол}$ характеризует теплообмен при колебаниях теплоносителя. Определяющим размером принят внутренний диаметр трубы. Формула (2.28) справедлива для $Re = 6,4 \cdot 10^3 \dots 3 \cdot 10^4$; $Re_{кол} = 2,8 \cdot 10^3 \dots 8,1 \cdot 10^3$; $Pr = 4,8 \dots 10$, $f = 50 \dots 5 \cdot 10^8$ Гц. Определяющей температурой является среднеарифметическая температура стенки $T_{ст}$ и жидкости $T_{ж}$.

2.7.3. Течение в узких щелях

Интенсивность теплоотдачи при турбулентном течении жидкостей в узких щелях определяется по данным табл. 35 [76].

35. Расчетные соотношения теплообмена при турбулентном течении в узких щелях

Определяющие размеры	Предельные значения чисел подобия	Расчетные уравнения
$d_3 = 0,008...0,0096$ $f_1 = 0,0018...0,0024$ $L_{\Pi} = 1,15...1,00$	$Re = 50...3 \cdot 10^4$ $Pr = 0,7...80$	$Nu = 0,135 Re^{0,73} Pr^{0,43} \left(\frac{Pr_{жк}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}$
$d_3 = 0,0091$ $f_1 = 0,002$ $L_{\Pi} = 1,18$	$Re = 200...5 \cdot 10^4$ $Pr = 0,7...50$	$Nu = 0,165 Re^{0,65} Pr^{0,43} \left(\frac{Pr_{жк}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}$
$d_3 = 0,008$ $f_1 = 0,0011$ $L_{\Pi} = 1,12$	$Re = 100...3 \cdot 10^4$ $Pr = 0,7...50$	$Nu = 0,1 Re^{0,73} Pr^{0,43} \left(\frac{Pr_{жк}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}$
$d_3 = 0,0076$ $f_1 = 0,0016$ $L_{\Pi} = 0,45$	$Re = 100...3 \cdot 10^4$ $Pr = 0,7...20$	$Nu = 0,086 Re^{0,73} Pr^{0,43} \left(\frac{Pr_{жк}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}$

Примечание. d_3 — эквивалентный диаметр канала; f_1 — площадь поперечного сечения канала; L_{Π} — приведенная длина канала; $Re = wd_3/\nu$; $Nu = \alpha d_3/\lambda$.

2.8. ТЕПЛОБМЕН ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ С МАЛЫМИ ЧИСЛАМИ ПРАНДТЛЯ

В турбулентных потоках металлических жидкостей коэффициент теплоотдачи в длинной трубе определяется по формулам [76]:
при $q = \text{const}$

$$Nu = 7 + 0,025 Pe^{0,8}; \quad (2.29)$$

при $50 < Pe < 2 \cdot 10^4$

$$Nu = 0,625 Pe^{0,4}; \quad (2.30)$$

при $T_{ст} = \text{const}$

$$Nu = 5 + 0,025 Re^{0,8}. \quad (2.31)$$

Если жидкие металлы загрязнены или существует дополнительное контактное сопротивление, значение коэффициента теплоотдачи, согласно уравнению (2.31), снижается и может быть вычислено по формуле

$$Nu = 4,5 + 0,014 Re^{0,8}.$$

В короткой трубе при $T_{ст} = \text{const}$ локальное значение числа Нуссельта

$$Nu_x = 1,31 (Pe D/x)^{0,455}. \quad (2.32)$$

36. Уравнения для расчета интенсивности теплообмена в трубах с завихрителями

Завихритель	Геометрический фактор	Относительная длина канала	Число Re	Среда	Расчетное уравнение
Проволочный спиральный	$0,35 \leq D/s \leq 1,76$	35,3D	(1,7—20) 10 ³	Вода	$Nu = 0,3 Re^{0,6} Pr^{0,43} (d/D)^{0,135}$
	$d=0,052; 0,063; 0,072$	68D	(3—300) 10 ³		$Nu = 0,175 Re^{0,7} Pr^{1/3} (d/D)^{-0,35}$
	$0,13 \leq D/s \leq 0,31$	35,3D	(1,7—20) 10 ³		$Nu = 1,84 Re^{0,44} Pr^{0,36} (D/s)^{0,33}$
Ленточный	$0 \leq D/s \leq 0,25$	56,7D	(10—40) 10 ³	Воздух	$Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43} (Pr_{ct}/Pr_{sk})^{0,25} K_p^*$ $K_p = 1 + 1 + 1,13 \cdot 10^{-5} D Re^{1,2}/s$
	$2,5 \leq s/D \leq 11$	20D	160—5000		$Nu = 0,3 Re^{0,9} Pr^{0,43} (d/D)^{0,135}$
	$3,16 \leq s/D \leq 9,5$	19D	120—5500		
Шнековый	$1,81 \leq s/D \leq 11$	20D	(6—100) 10 ³	Воздух, вода	$Nu = Re Pr / [(D/D_{sk}) + (1400 D Pr^{0,73} / \zeta Re s)] \times$ $\times \{ (50,9 D/s) / Re \sqrt{\zeta} \} +$ $+ (0,023 D Re^{-0,2} / D_{sk}) Pr^{-2/3} \times$ $\times \sqrt{1 + (0,0219 D^2 / \zeta s^2)}$
	$0 \leq s/D \leq 8,24$	—	(5—100) 10 ³		$Nu = Re Pr \sqrt{\zeta/2} \{ \lambda [5 Pr +$ $+ d \ln [30/d - 1 + 1/Pr]] / (5/d - 1 + 1/Pr) \} +$ $+ d \ln (Re \sqrt{\zeta/2/60}) \}^{-1}$
	$\varphi = 45...75^\circ,$ $s = 27,6...102$	60D	(1—60) 10 ³		$Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43} (Pr_{ct}/Pr_{sk})^{0,25} \times$ $\times (1 + 0,092 \varphi^{*1,73}); \varphi^* = \varphi/15^\circ$

Примечание. D , D_{sk} и d — внутренний, эквивалентный и минимальный диаметры трубы, $d = D - 2b$ (где b — ширина завихрителя); s — шаг завихрителя; ζ — коэффициент гидравлического сопротивления; φ — угол наклона шнека.

Для случая нагрева длинных плоских каналов через одну стенку при $q = \text{const}$

$$\text{Nu} = 5,8 + 0,02 \text{Pe}^{0,8}, \quad (2.33)$$

а при нагреве через обе стенки

$$\text{Nu} = 10,5 + 0,036 \text{Pe}^{0,8}. \quad (2.34)$$

Коэффициент теплоотдачи сплава NaK (56 % K) в турбулентном потоке между плоскими параллельными пластинами при подводе теплового потока только с одной стороны и $\text{Re} = (3 \dots 102) 10^3$; $\text{Pr} = 0,01 \dots 0,022$; $\text{Pe} = 70 \dots 1200$ описывается уравнением [76]

$$\text{Nu} = 5,14 + 0,0127 \text{Pe}^{0,8}.$$

При нагреве через обе стенки и постоянных, но равных между собой интенсивностях теплового потока с внешней и внутренней сторон в кольцевом зазоре с отношением $r_2/r_1 > 1,4$ интенсивность теплоотдачи вычисляется по уравнению [76]

$$\text{Nu}_1 = (5,25 + 0,018 \text{Pe}_1^{0,8}) (D_2/D_1)^{1/3}, \quad (2.35)$$

где $\text{Nu}_1 = \alpha_1 (D_2 - D_1)/\lambda$; $\text{Pe}_1 = \bar{w} (D_2 - D_1)/a$; α_1 — коэффициент теплоотдачи со стороны внутренней трубы; D_1 и D_2 — диаметры внутренней и наружной трубы кольцевого канала.

Для кольцевого зазора с постоянным тепловым потоком на внешней трубе радиусом r_1

$$\text{Nu}_1 = (5,25 + 0,0175 \text{Pe}) (r_2/r_1)^{0,53}. \quad (2.36)$$

Средний коэффициент теплоотдачи при поперечном обтекании шахматных и коридорных пучков труб натрием можно определять по формуле

$$\text{Nu} = 2 \text{Pe}^{0,5}, \quad (2.37)$$

где за определяющий размер принимается диаметр трубы. Уравнение (2.37) справедливо при $10^2 \leq \text{Pe} \leq 10^3$.

В уравнениях (2.29) — (2.36) в качестве линейного размера используется эквивалентный диаметр d_3 , равный отношению четырех площадей поперечного сечения к периметру.

2.9. ТЕПЛОБМЕН В ИСКУССТВЕННО ТУРБУЛИЗОВАННЫХ СРЕДАХ

Уравнения для расчета теплообмена в трубах с различными типами завихрителей, охватывающие широкий диапазон изменения нагрузок и физических свойств сред, приведены в табл. 36 [76].

Глава 3

СВОБОДНАЯ КОНВЕКЦИЯ И ЗАЩИТА ТЕЛ ОТ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

3.1. ТЕПЛОТДАЧА ОТ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ

В зависимости от размеров пластины, разности температур пластины и окружающей среды, физических свойств жидкости или газа, окружающей пластину, течение в пограничном слое при обтекании пластины в условиях свободной (естественной) конвекции может быть ламинарным или турбулентным. Переход ламинарного течения в турбулентное наступает при $\text{Ra}_x > 7 \cdot 10^8$, где Ra_x — число Рэлея, равное произведению числа Грасгофа Gr_x на число Прандтля Pr_x .

Локальное значение числа Nu на пластине определяется теоретической зависимостью [86]

$$Nu_x = 0,359 Gr_x^{0,25},$$

где $Nu_x = \alpha_x x / \lambda$; $Gr_x = gx^3 \beta (T_{ст} - T_{ж}) / \nu^2$, α_x — локальное значение коэффициента теплоотдачи.

Среднее значение числа Nu для пластины определяется по формуле

$$\bar{Nu} = 0,478 Gr^{0,25},$$

в котором $Gr = gl^3 \beta (T_{ст} - T_{ж}) / \nu^2$, l — длина пластины (при условии $T_{ст} = \text{const}$).

Локальное значение числа Nu_x может быть определено по уравнению

$$Nu_x = 0,508 [Pr / (Pr + 0,952)]^{0,25} (Gr_x Pr)^{0,25},$$

которое применимо при $10^{-2} \leq Pr \leq 10^3$ с ошибкой не более 10 %. Для случая ламинарного потока при $q = \text{const}$ локальное значение числа Nu_x можно получить, используя модифицированное число Грасгофа $Gr_x^* = gbq_{ст} x^4 / \lambda \nu^2$:

$$Nu_x = 0,616 [Pr / (Pr + 0,8)]^{0,2} (Gr_x^* Pr)^{0,2}.$$

Рассмотренные теоретические уравнения получены для условий $T_{ст} = \text{const}$ или $q = \text{const}$. Реально при теплообмене число Nu имеет промежуточные значения. Для случая омывания вертикальной плоскости, длинной трубы или для медленно текущей вверх жидкости в канале высотой l [13, 27]

$$\text{при } 10^{-2} < Ra < 10^3 \quad Nu = 1,12 Ra^{0,15} \quad (3.1)$$

$$\text{при } 10^3 < Ra < 10^8 \quad Nu = 0,555 Ra^{0,25} \quad (3.2)$$

$$\text{при } 10^8 < Ra < 3 \cdot 10^{10} \quad Nu = 0,73 Ra^{1/3} \quad (3.3)$$

$$\text{при } 3 \cdot 10^{10} < Ra < 10^{12} \quad Nu = 0,067 Gr^{1/3} Pr^{0,43} \quad (3.4)$$

$$\text{при } 10^7 < Ra < 10^{12} \quad Nu = 0,13 Ra^{1/3} \quad (3.5)$$

$$\text{при } 2 \cdot 10^{13} < Gr^* Pr < 10^{16} \quad Nu_x = 0,568 (Gr_x Pr)^{0,22}. \quad (3.6)$$

Уравнение (3.6) получено для свободной конвекции воды у вертикальной пластины при $T_{ж} = 280 \dots 322$ К.

Для любой жидкости у вертикальной стенки при $Ra \leq 10^8$.

$$Nu = 0,677 [Gr Pr / (Pr + 0,952)]^{0,25}. \quad (3.7)$$

Коэффициент теплоотдачи от вертикальной проволоки диаметром d на расстоянии x от нее при $10^{-11} < Rad/x < 3 \cdot 10^{-8}$ определяется уравнением

$$Nu^{-1} = 1,15 \log [1 + 4,47 (Ra d/x)^{-0,26}].$$

В уравнениях (3.1) — (3.5) и (3.7) все теплофизические свойства жидкости или газа определяются по среднеарифметическим значениям $T_{ж}$.

Теплоотдача от широкой наклонной пластины к воздуху ($Pr = 0,73$) рассчитывается по формуле

$$Nu = 0,48 [(1 + \cos \varphi) / 2] Gr^{0,25}, \quad (3.8)$$

где $Nu = \bar{\alpha} l / \lambda$; l — длина пластины; φ — угол между нижней теплоотдающей поверхностью пластины и вертикалью; $Gr = -gl^3 (T_{ст} - T_{ж}) / \nu^2 T_{ж}$. Уравнение (3.8) справедливо при $10^5 < Gr < 10^9$ и $0 < \varphi < 90^\circ$. При $\varphi = 0$ пластина вертикальна, при $\varphi = 90^\circ$ — горизонтальна (теплоотдающая поверхность обращена вниз).

Средняя теплоотдача от вертикальной поверхности (пластина, труба) имеет следующую закономерность [93]:

при $10^3 < Ra < 10^9$

$$Nu = 0,76 Ra^{0,25} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}; \quad (3.9)$$

при $Ra > 10^9$

$$Nu = 0,15 Ra^{0,33} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}. \quad (3.10)$$

Для газов, у которых $Pr = 0,73$, $Pr_{ж}/Pr_{ст} = 1$, уравнения (3.9) — (3.10) принимают вид

$$\text{при } 10^3 < Ra < 10^9 \quad Nu = 0,702 Gr^{0,25}, \quad (3.11)$$

$$\text{при } Ra > 10^9 \quad Nu = 0,135 Gr^{0,33}. \quad (3.12)$$

В уравнениях (3.9) — (3.12) в качестве определяющей температуры принята температура окружающей среды $T_{ж}$, в качестве определяющего размера — высота поверхности l .

3.2. ТЕПЛОТДАЧА ОТ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ И ЦИЛИНДРА

Аналитическое решение задачи о теплоотдаче бесконечного горизонтального цилиндра в условиях естественной конвекции, основанное на теории ламинарного пограничного слоя, приводит к зависимости

$$Nu_x = 0,604 f(\varphi) Gr_x^{0,25} (x/d)^{0,25}, \quad (3.13)$$

где $Nu_x = \alpha_x x / \lambda$; $f(\varphi)$ — функция, зависящая от центрального угла φ , отсчитываемого от передней критической точки (табл. 37); $Gr_x = g \beta x^3 (T_{ст} - T_{ж}) / \nu^2$; x — криволинейная координата, отсчитываемая от передней критической точки вдоль контура цилиндра; d — диаметр цилиндра.

37. Значения функции $f(\varphi)$ при свободной конвекции в режиме ламинарного течения вокруг горизонтального цилиндра

φ, \dots°	0,0	30	60	90	120	150	165	180
$f(\varphi)$	0,760	0,752	0,718	0,664	0,581	0,458	0,360	0,0

Формула (3.13) справедлива при ламинарном режиме течения в пограничном слое и $Pr = 0,73$. Из уравнения (3.13) можно получить зависимость для среднего по поверхности цилиндра числа Нуссельта

$$Nu = 0,372 Gr^{0,25},$$

где за определяющий размер принят диаметр трубы d ; теплофизические свойства среды отнесены к температуре $0,5 (T_{ст} + T_{ж})$.

Экспериментальные данные для горизонтальной трубы, теплофизические свойства среды в которой отнесены к среднеарифметической температуре при $Pr > 0,7$, обобщаются зависимостями

$$\text{при } 10^{-3} < Ra < 5 \cdot 10^2 \quad Nu = 1,18 Ra^{1/8},$$

$$\text{при } 5 \cdot 10^2 < Ra < 2 \cdot 10^7 \quad Nu = 0,54 Ra^{0,25}$$

$$\text{при } 2 \cdot 10^7 < Ra < 10^{13} \quad Nu = 0,135 Ra^{1/3}.$$

Средняя теплоотдача от горизонтальных труб диаметром d при $10^3 < Ra < 10^9$ определяется по зависимости

$$Nu = 0,5 Ra^{0,25} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}.$$

Для расчета теплоотдачи от широкой пластины к воздуху, когда нагретая (теплоотдающая) поверхность обращена вверх, применимо уравнение

$$Nu = 0,54 Ra^{0,25}, \quad (3.14)$$

справедливое и для квадратных пластин при $10^5 < Ra < 2 \cdot 10^7$.

Аналогичное уравнение для плоской пластины или квадратной горизонтальной плиты, обращенной нагретой стороной вверх,

$$Nu = 0,14 Ra^{1/3} \quad (3.15)$$

справедливо в турбулентной области $2 \cdot 10^7 < Ra < 3 \cdot 10^{10}$.

Для квадратных плит определяющим размером является сторона квадрата, для полос — их длина. Определяющей температурой служит величина $0,5 (T_{ст} + T_{ж})$.

Если определяющим размером полосы является ее ширина, уравнения (3.14), (3.15) имеют вид

$$\begin{aligned} \text{при } 10^3 < Ra < 10^9 & \quad Nu = 0,71 Ra^{0,25}; \\ \text{при } Ra > 10^9 & \quad Nu = 0,162 Ra^{1/3}. \end{aligned}$$

Теплоотдача ограниченного горизонтального диска, обращенного нагретой стороной вверх, с заметным изменением плотности $\Delta\rho/\rho$ определяется по уравнениям, в которых определяющим линейным размером является диаметр диска, а определяющей температурой — средняя температура среды: при $10^9 < Ra < 3 \cdot 10^{11}$

$$Nu = [(gd^3\rho^2/\mu^2)_{ж} \ln(\rho_{ср}/\rho_{ст}) Pr]^{1/3}; \quad (3.16)$$

при $Ra < 10^9$

$$Nu = 1300. \quad (3.17)$$

Для горизонтальных полос шириной l , обращенных вниз нагретой стороной, значение числа Nu составляет 50 % получаемых по уравнениям (3.16) и (3.17)

3.3. ТЕПЛОТДАЧА ОТ ПРОНИЦАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

3.3.1. Пористое охлаждение

При пористом охлаждении охлаждающий газ поступает в пограничный слой через пронцаемую пористую поверхность. В этом случае расход охлаждающего агента по сравнению с другими способами охлаждения получается минимальным. Эффективность пористого (транспирационного) охлаждения элементов конструкций определяется теплофизическими и гидравлическими характеристиками пористого материала, родом и расходом охладителя. Обоснованный выбор материала и охладителя обеспечивает работоспособность теплонапряженных конструктивных элементов (например, стабилизирующих дугу пористых трубок межэлектродных вставок плазмотронов) при оптимальных расходах охладителя.

Схема переноса тепла при пористом охлаждении приведена на рис. 17. Критериями оценки эффективности пористого охлаждения являются: максимальная температура стенки $T_{ст1}$; превышение температуры наружной поверхности стенки над средней температурой газа на выходе $\Theta = (T_{ст1} - T_{г2}) / (T_{г1} - T_{г2})$; глубина теплового возмущения Δ . Под глубиной теплового возмущения понимается толщина слоя пористой стенки от горячей поверхности до сечения, в котором $T_{ст}$ не превышает $T_{г2}$ более чем на 1 %. Параметр Δ

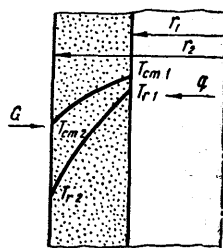


Рис. 17. Схема пористого охлаждения

определяется теплопроводностью стенки, уровнем расхода охладителя, тепловым потоком и для заданной предельной температуры $T_{ст1}$ указывает на оптимальную толщину пористой стенки в конструкции: при $\delta > \Delta$ внешние слои стенки практически не участвуют в передаче тепла к газу ($T_{ст} \approx T_r$) и лишь увеличивают гидравлическое сопротивление стенки; при $\delta < \Delta$ повышается температура $T_{ст1}$ и увеличивается тепловой поток от внешней поверхности трубы.

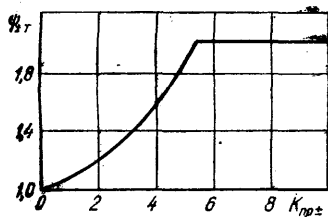


Рис. 18. Зависимость $\Psi_{\pm T}$ от $K_{пр\pm}$

Интенсивность теплоотдачи при пористом охлаждении можно определить по уравнениям табл. 26 и 27. Некоторые дополнительные характеристики для расчета теплообмена пористых материалов, находящихся в среде водорода, гелия, аргона и азота, приведены в табл. 38 и 39 [65].

Осредненная интенсивность на всем участке без вдува—отсоса массы определяется по уравнению

$$St_0 = 0,0171 (Re_{T_2}^{**0,75} - Re_{T_1}^{**0,75}) / (Re_{T_2}^{**} - Re_{T_1}^{**}) Pr^{0,75},$$

38. Гидравлические характеристики пористых материалов

$c_{\mu}, м^{-2}$	$c_l, м^{-1}$	Пористость Π	Размер пор, мкм	Материал
$0,5 \cdot 10^{14}$	$0,42 \cdot 10^9$	0,20	5—15	Ванадий
$0,5 \cdot 10^{11}$	$0,22 \cdot 10^9$	0,42	50—150	Сталь X18H9T
$0,115 \cdot 10^{11}$	$0,28 \cdot 10^9$	0,81	50—300	Пенекорднерит

39. Эффективная теплопроводность пористых материалов, Вт/мК

Материал	$T_{ст}, К$									
	300	400	500	600	700	800	900	1000	1100	1200
Пенекорднерит										
в среде H_2	0,4	0,39	0,36	0,36	0,37	0,37	0,38	0,38	0,39	0,39
в среде He	0,4	0,38	0,34	0,34	0,34	0,34	0,34	0,34	0,34	0,34
в среде Ar	0,35	0,31	0,27	0,24	0,22	0,21	0,20	0,19	0,18	0,17
в среде N_2	0,32	0,31	0,29	0,24	0,23	0,22	0,21	0,20	0,19	0,18
Сталь X18H9T	1,8	1,96	2,13	2,32	2,52	2,71	2,89	3,09	3,34	3,62
Вольфрам	85	82	80	77	75	73	72	72	71	71

где $Re_T^{**} = u_0 \delta_T^{**} / \nu_{ст}$ и определяется по скорости на границе теплового пограничного слоя при известной толщине потери энергии δ_T^{**} .

В случае одновременного вдува (+) и отсоса (—) охлаждающего агента через перфорированные поверхности [123] число Стантона определяется выражением

$$St_{\pm} = q_{ст} / [\rho_0 u_0 c_p (\bar{T}_{ст} - T_0) \Psi_T],$$

в котором локальные температуры стенки $T_{ст}$ осреднены по всей длине участка вдува — отсоса. Коэффициент Ψ_T , учитывающий влияние неизотермичности, определяется по уравнению

$$\Psi_T = (T_0/T_{ст})^{0,5}$$

и составляет 0,93 — 0,96.

Относительный закон теплообмена при одновременном вдуве и отсосе массы в зависимости от параметра проницаемости $K_{пр}$ записывается следующим образом:

$$\Psi_{\pm T} = (St_{\pm}/St_0) Re_T^{**},$$

где $\Psi_{\pm T}$ зависит от коэффициента $K_{пр}$ и определяется из графика рис. 18. Из рисунка видно, что после достижения коэффициентом проницаемости значения 5,3 величина $\Psi_{\pm T}$ при дальнейшем увеличении $K_{пр}$ остается равной 2.

Таким образом, зная величины St_0 и $\Psi_{\pm T}$, нетрудно определить интенсивность теплообмена St_{\pm} при одновременном вдуве — отсосе охлаждающего агента,

3.3.2. Теплообмен в зернистом вертикальном слое

Процесс теплообмена между стенкой и зернистым слоем описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \rho c_p w_x \frac{\partial T}{\partial x} + \rho c_p w_y \frac{\partial T}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial w_x}{(\partial x)} + \frac{\partial w_y}{(\partial y)} &= 0, \\ w_y &= \Delta p K_{пр} / l \mu = g \beta (T - T_0) K_{пр} / \nu_0. \end{aligned}$$

Граничные условия при $x = 0, y > 0, T = T_{ст}, w_x = 0$; при $x \rightarrow \infty, T \rightarrow T_0, w \rightarrow 0$.

Коэффициент эффективной теплопроводности зернистого слоя при неподвижной жидкости λ_0 описывается зависимостью

$$\lambda_0/\lambda_r = B_0 Re Pr,$$

в которой B_0 — коэффициент пропорциональности (порядка 0,1), $Re = w_y d/\nu$; d — средний диаметр зерна.

Из системы уравнений в безразмерном виде

$$\begin{aligned} W_x \frac{\partial \Theta}{\partial X} + W_y \frac{\partial \Theta}{\partial Y} &= \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(\frac{1}{Ra} + B_0 W_y \right) \frac{\partial \Theta}{\partial X} \right], \\ \frac{\partial W_x}{\partial X} + \frac{\partial W_y}{\partial Y} &= 0, \\ W_y &= \Theta \end{aligned}$$

при граничных условиях $X = 0, Y > 0, \Theta = 1, W_x = 0$ при $X \rightarrow \infty, \Theta \rightarrow 0, W \rightarrow 0$ и принятых обозначениях $X = x/d; Y = y/d, W = w/d; \Theta = (T - T_0)/(T_{ст} - T_0)$; $Ra = Gr Pr K_{пр} \lambda_r / d^2 \lambda_0$; $Gr = g \beta (T_{ст} - T_0) d^3 / \nu_0^2$ — с использованием интегрального уравнения теплового баланса для потока жидкости вблизи стенки [95]

$$\left[\lambda \frac{dT}{dx} \right]_{x=0} = \frac{d}{dy} \int_0^{\infty} \rho c_p w_y (T - T_0) dx$$

в безразмерном виде

$$Nu^*/Ra = \left(\frac{1}{Ra} + B_0 \right) \left[\frac{d\Theta}{dX} \right]_{X=0} = \frac{d}{dY} \int_0^{\infty} \Theta^2 dX, \quad (3.18)$$

где $Nu^* = ad/\lambda_0$ — модифицированное число Нуссельта.

При условии, что $1/Ra \ll B_0$,

$$d\Theta^2/dY = 0,5 B_0 d^2 \Theta^2 / dY^2,$$

решением этого уравнения является функция ошибок Гаусса

$$\Theta^2 = \operatorname{erfc} Z.$$

Эта функция удовлетворяет уравнению (3.18), и решение имеет вид

$$\Theta = [\operatorname{erfc} X/\sqrt{2(1/Ra + B_0)Y}]^{0,5},$$

$$Nu^* = [(1/Ra + B_0)/2\pi Y]^{0,5} Ra.$$

Среднее значение \bar{Nu}^* по длине $L = l/d$

$$\bar{Nu}^* = [(1/Ra + B_0)/0,5\pi L]^{0,5} Ra,$$

$$K \equiv \bar{Nu}^* \sqrt{0,5\pi L} = (1/Ra + B_0)^{0,5} Ra.$$

При $B_0 Ra \gg 1$

$$K = \sqrt{B_0} Ra, \quad (3.19)$$

при $B_0 Ra \ll 1$

$$K = Ra^{0,5}. \quad (3.20)$$

В последнем случае α не зависит от линейного размера d и численно выражается зависимостью

$$K = 1,11 Ra^{0,5}.$$

Уравнение (3.19) применимо соответственно для вязких жидкостей, уравнение (3.20) — для газов.

Для того чтобы определить условия, при которых можно не учитывать теплопроводность вдоль потока жидкости, сравниваются два члена дифференциального уравнения

$$M = \frac{\partial}{\partial Y} \left[\left(\frac{1}{Ra} + B_0 e W_y \right) \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \right] \text{ и } N = \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(\frac{1}{Ra} + B_0 W_y \right) \frac{\partial \Theta}{\partial X} \right].$$

При больших значениях числа Ra для области $\Theta > 0,1$ $M/N < 2,4 \times B_0 e / Y$ (где $B_0 e = 0,25$) при $Y > 10$ его можно не учитывать. При малых значениях числа Ra для области $\Theta > 0,25$ $M/N < 8,5/RaY$. Соотношение $M/N < 0,1$ достигается при $Y > 85/Ra$. Таким образом, уравнение (3.20) применимо для достаточно больших L или при Ra , не очень отличающихся от единицы.

Для пристенной теплоотдачи (в пределах гидродинамического пограничного слоя на стенке)

$$\bar{Nu}_{ст}^* = \alpha_{ст} d / \lambda_0 \approx 1,5 + 0,55 (Ra \lambda_r / \lambda_0)^{0,5} Pr^{-1/6}. \quad (3.21)$$

При $Ra < 2$ и $L > 30$ величина $\bar{Nu}_{ст}^*$ на порядок выше полученной по формуле (3.21), и дополнительное термическое сопротивление на стенке можно не учитывать.

В общем случае пристенное сопротивление переносу тепла можно учесть так:

$$\bar{Nu}_0^* = (\bar{Nu}^* - 1 + \bar{Nu}_{ст}^* - 1)^{-1}. \quad (3.22)$$

В полученных формулах (3.21), (3.22) коэффициент $B_0 = 0,05$ принят для частиц округлой формы размером d при пористости слоя $\Pi = 0,4$. Если структура отличается от указанной или слой полидисперсный, то целесообразно в качестве характерного размера системы принимать эквивалентный диаметр $d_s = 4\Pi/F$, где F — площадь поверхности частиц. В этом случае величина B_0 заменяется на B/Π , коэффициент B можно считать не зависящим от Π и близким к B_0 при $\Pi = 0,4$.

3.3.3. Теплообмен в волокнистом горизонтальном слое

В бесконечно длинном горизонтальном слое жидкости, подогреваемом снизу, конвекция возникает при

$$Ra > Ra_{кр} = g\beta\delta(T_2 - T_1)/\nu\alpha = 1700,$$

где δ — толщина слоя (расстояние между нагретыми стенками).

При $1700 < Ra < 3000$ течение можно назвать ползующим, коэффициент теплоотдачи в этом случае определяется уравнением

$$Nu = 0,0012 Ra^{0,9}. \quad (3.23)$$

Режим развитой ламинарной конвекции наступает при $3 \cdot 10^3 < Ra < 2,5 \cdot 10^4$, для которой

$$Nu = 0,24 Ra^{0,25}. \quad (3.24)$$

При более высоких числах Ra течение становится трехмерным и появляются признаки перехода к турбулентному режиму. В диапазоне $2,5 \cdot 10^4 < Ra < 3 \cdot 10^4$ справедливо уравнение

$$Nu = 0,3 Gr^{0,16} Pr^{0,21}. \quad (3.25)$$

При $Ra > 3 \cdot 10^4$

$$Nu = 0,1 Gr^{0,31} Pr^{0,36}. \quad (3.26)$$

В уравнениях (3.23) — (3.26) числа подобия представляют:

$$Gr = g\beta\delta^3(T_2 - T_1)/\nu^2; \quad Pr = \mu c_p/\lambda; \quad Nu = \lambda_{эф}/\lambda.$$

Теплофизические свойства среды отнесены к температуре в прослойке $0,5(T_1 + T_2)$, за характерный размер принята толщина прослойки. Число Nu с введенным в него коэффициентом эффективной теплопроводности показывает, во сколько раз увеличивается интенсивность переноса тепла путем естественной конвекции по сравнению с условиями чистой теплопроводности.

По среднему значению числа Nu определяется средняя плотность теплого потока q , проходящего через слой газа или жидкости:

$$q = \lambda_{эф}(T_2 - T_1)/\delta = Nu \lambda (T_2 - T_1)/\delta.$$

Интенсивность теплоотдачи между верхней охлаждаемой и нижней нагреваемой пластинами с зазором δ определяется уравнениями:

$$\begin{aligned} \text{при } 10^2 < Ra < 10^3 \quad \text{lim } Nu &= 1; \\ \text{при } 10^3 < Ra < 10^5 \quad Nu &= 0,3 Ra^{0,25}; \\ \text{при } Ra > 10^5 \quad Nu &= 0,126 Ra^{1/3}. \end{aligned}$$

Теплоотдача от сферы диаметром d определяется зависимостями:

$$\begin{aligned} \text{при } 10^4 < Ra < 10^9 \quad Nu &= 0,75 Ra^{0,25}; \\ \text{при } Ra > 10^9 \quad Nu &= 0,15 Ra^{1/3}. \end{aligned}$$

Коэффициент теплоотдачи при конвективном теплообмене в слое из однородного изотропного пористого материала (характеристики некоторых пористых материалов представлены в табл. 40), заключенного между изотермическими непроницаемыми твердыми плоскими поверхностями с различной температурой, определяется по следующим уравнениям [48] (давление газообразной среды изменяется в пределах $p = 0,1 \dots 12$ МПа):

$$\begin{aligned} \text{при } Ra^* < 40 \quad Nu^* &= 1, \\ \text{при } 40 < Ra^* < 400 \quad Nu^* &= 0,4 Ra^{*0,5} - 1,5, \\ \text{при } 400 < Ra^* < 10^4 \quad Nu^* &= 0,17 Ra^{*0,5} + 2,8. \end{aligned}$$

Здесь $Nu^* = \lambda_{эф}/\lambda$, $\lambda_{эф}$ — коэффициент эффективной теплопроводности пористого слоя. При этом $Gr = g\beta L^3 \Delta T/\nu^2$; $Pr^* = \nu c_p/\lambda^*$; $Ra^* = Gr Pr^* Da$, где L —

40. Характеристики некоторых волокнистых материалов

Материал	$d \cdot 10^4, \text{ м}$	$\lambda_1, \text{ Вт/мК}$	Газ-наполнитель	Π	$\lambda^*, \text{ Вт/мК}$
Хлопок	30	0,50	Аргон	0,95	0,043
				0,97	0,039
				0,99	0,040
Шерсть	60	0,30	Аргон	0,95	0,040
				0,97	0,040
				0,99	0,043
Лавсан	30	0,22	Аргон	0,95	0,039
				0,98	0,040
Орион	30	0,20	Аргон	0,95	0,049
				0,98	0,055
Медная путанка	150	390	Аргон	0,95	0,087
				0,97	0,082
Стекловолокно	20	1,0	Воздух	0,95	0,048

высота слоя; λ^* — коэффициент эффективной теплопроводности пористого слоя при отсутствии конвекции; число Дарси $Da = K_{пр}/L^2$; $K_{пр}$ — коэффициент проницаемости.

Коэффициент проницаемости $K_{пр}$ для случая параллельных капилляров постоянного диаметра d_k описывается формулой

$$K_{пр} = \Pi d_k^2 / 82.$$

Если предположить, что проводимость пористого тела одинакова по всем трем осям, то

$$K_{пр} = \Pi d_k^2 / 96.$$

Величина d_k определяется по формуле

$$d_k = \pi d / 6 (1 - \Pi),$$

где d — диаметр волокна.

При отсутствии конвекции эффективный коэффициент теплопроводности для волокнистого материала с хаотической объемной структурой

$$\lambda^* = \lambda_1 \{ [0,8/(C^2 + \Phi)] + [0,2/(5 \cdot 10^{-3}C^2 + \Phi)] \}^{-1},$$

где $C = 0,5 \cos \{ [2\Pi - \arccos(2\Pi - 1)]/3 \}$; $\Phi = \kappa(1 - C^2) + [2\kappa C(1 - C)/(C^2 + 1 - C)]$; $\kappa = \lambda_2/\lambda_1$; λ_1 и λ_2 — теплопроводности соответственно материала волокон и газовой компоненты;

для волокнистого материала с упорядоченной структурой (сетки)

$$\lambda^* = \lambda \{ [(1 - \Pi^2)A + \kappa\Pi^2] + [4\kappa\Pi(1 - \Pi)/(1 - \kappa)] \},$$

где $A = y^2\kappa(1 - y^2)/[1 - (1 - \sqrt[3]{\kappa})\sqrt{1 - y^2}]$; $y = 1,13 \sqrt{4\rho_{уд}/E(1 - \Pi)^2}$; $\rho_{уд}$ — удельная нагрузка на материал; E — модуль упругости материала.

3.4. ТЕПЛОБМЕН В ОГРАНИЧЕННЫХ КАНАЛАХ И ПОЛОСТЯХ

3.4.1. Конвекция в вертикальном слое

В вертикальном слое газа или жидкости, ограниченном плоскими твердыми стенками, имеющими разные температуры, под действием разности температур возникает неустойчивое расслоение плотности, и гидростатическое равновесие существовать не может. Конвективное движение возникает сразу, как только число Рэлея становится отличным от нуля, и плавно нарастает по мере его увеличения.

Для расчета интенсивности переноса тепла через длинные вертикальные слои воздуха используется зависимость

$$Nu = 0,119 Gr^{0,3} (h/\delta)^{-0,1}, \quad (3.27)$$

где h — высота прямоугольной полости; δ — расстояние между нагретыми стенками. Уравнение (3.27) справедливо при $10^3 < Gr < 5 \cdot 10^6$ и $2,3 < h/\delta < 47$

Для капельных жидкостей (вода, спирт, масло, глицерин и др.) рекомендуется эмпирическая зависимость

$$Nu = 0,28 Ra^{0,25} (h/\delta)^{-0,25}, \quad (3.28)$$

которую можно использовать при $10^3 < Ra < 10^7$ и $5 < h/\delta < 20$.

Для елучая, когда на одной стенке $q = \text{const}$, а на другой задана температура $T_{\text{ст}} = \text{const}$, в условиях турбулентного режима течения применимо уравнение

$$Nu = 0,046 Ra^{1/3}, \quad (3.29)$$

которое справедливо для $10^6 < Ra < 10^9$; $1 < Pr < 20$ и $1 < h/\delta < 40$.

В уравнениях (3.27) — (3.29) в качестве линейного размера принята толщина слоя δ ; физические свойства среды отнесены к средней температуре в уравнениях (3.27) и (3.28) и к заданной температуре стенки $T_{\text{ст}}$ в уравнении (3.29). Число Nu аналогично таковому для горизонтальных слоев $Nu = \lambda_{\text{эф}}/\lambda$.

Коэффициент теплоотдачи между концентрическими вертикальными или горизонтальными цилиндрами определяется по уравнениям [48]

$$\begin{aligned} \text{при } Ra < 10^4 & \quad Nu = 1, \\ \text{при } 5 \cdot 10^4 < Ra < 10^7 & \quad Nu = 0,06 Ra^{0,29}, \\ \text{при } 10^7 < Ra < 10^9 & \quad Nu = 0,26 Ra^{0,2}, \end{aligned}$$

где линейным размером является разница диаметров наружной и внутренней трубы $D_2 - D_1$, а теплофизические параметры отнесены к средней температуре слоя.

3.4.2. Конвекция в замкнутом пространстве

Свободная конвекция в замкнутых каналах имеет место, например, в полостях охлаждения элементов газовых турбин. При вращении этих элементов центробежные силы резко увеличивают интенсивность конвекции, чем обеспечивают высокие коэффициенты теплоотдачи. Схема движения жидкости в замкнутом канале показана на рис. 19.

В первом приближении для расчетов принимается температура $T_{\text{ж}} = 0,5 (T_{\text{вх}} + T_{\text{вых}})$. По этой же температуре выбираются теплофизические свойства жидкости. В качестве определяющего размера при вычислении чисел подобия берется длина участка с постоянной температурой ядра жидкости. Она принимается равной длине основного участка.

При определении числа Gr для вращающихся каналов вместо ускорения силы тяжести g применяется центробежное ускорение

$$j = \omega_{\text{окр}}^2 R,$$

где $\omega_{\text{окр}}$ — окружная скорость элемента канала; R — радиус вращения.

Теплоотдача в каналах, длина которых не превышает предельной, рассчитывается по уравнениям для неподвижных каналов. При предельной длине пограничные слои смыкаются на оси канала, что снижает теплоотдачу. Предельная длина канала [78]

при ламинарном течении потока

$$l_{\text{пред}} = 0,1275 Ra^{0,25} d_{\text{эк}}/\varepsilon;$$

при турбулентном течении

$$l_{\text{пред}} = 1,5 Gr^{0,1} d_{\text{эк}}.$$

Здесь $d_{\text{эк}}$ — эквивалентный диаметр канала; ε — коэффициент, усредненное значение которого в зависимости от числа Pr приведено на рис. 20. Значение ε зависит также от относительной толщины пограничного слоя, однако при $Pr \geq 0,5$ этой зависимостью можно пренебречь.

Коэффициент теплоотдачи к воде внутри сферы при $7,74 \cdot 10^4 < Ra < 1,13 \cdot 10^7$ определяется по уравнению

$$Nu = 0,8 Ra^{0,3}, \quad (3.30)$$

где в качестве определяющего размера принят диаметр сферы. Теплофизические свойства жидкости определяются по температуре $T_{\text{ж}} = 0,75 T_{\text{ст}} + 0,25 T'_{\text{ж}}$ ($T_{\text{ж}}$ — температура жидкости в центре сферы). Число Грасгофа определяется зависимостью $Gr = \beta g \Delta T r^2 R^3 / \mu^2$, где ΔT — разность температур внутри поверхности сферы и жидкости в центре сферы.

Теплообмен внутри сферы диаметром 100 — 500 мм, заполненной водой, метиловым и этиловым спиртом, в условиях нестационарной естественной конвекции при ступенчатом изменении температуры описывается зависимостью

$$Nu = 0,098 Ra^{0,345}.$$

Определяющий размер и температура такие же, как в уравнении (3.30).

3.4.3. Конвекция в горизонтальном канале

Коэффициент теплоотдачи в прямой горизонтальной трубе диаметром d определяется по уравнению

$$Nu = 0,55 Ra^{1/3} (\delta/l)^{1/3},$$

где δ — слой жидкости, в котором температура изменяется от $T_{\text{ст}}$ до $T_{\text{ж}}$; l — длина трубы. Определяющий размер в уравнении — d , теплофизические свойства определяются при температуре $T = 0,5 (T_{\text{ст}} + T_{\text{ж}})$. Уравнение получено для воды, трансформаторного масла, масла МС-20 и МК при их нагревании и охлаждении [21].

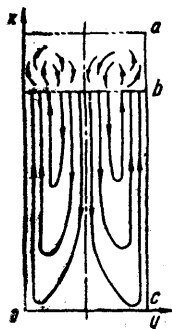


Рис. 19. Схема движения жидкости в замкнутом канале:

ab — начальный участок, bc — основной участок, к которому подводится тепло

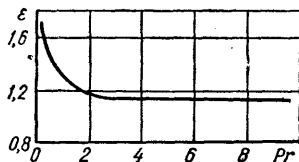


Рис. 20. Усредненное значение коэффициента ε

Интенсивность теплоотдачи для квадратной горизонтальной трубы при $10^{-4} < Pr < 10^6$ и $5 \cdot 10^4 < Ra < 10^{10}$ определяется по уравнениям [93]:
в случае нагрева верхней стенки

$$Nu = 0,26 Ra^{0,19}, \quad (3.31)$$

при нагреве сбоку

$$Nu = 0,2 Ra^{0,29}. \quad (3.32)$$

Максимальная скорость конвективных токов при $0 < Ra < 10^{10}$ в случае нагрева сверху

$$W_{\max} = 0,05 Pr^{-1} Ra^{0,45}; \quad (3.33)$$

при нагреве сбоку

$$W_{\max} = 0,16 Pr^{-1} Ra^{0,47}. \quad (3.34)$$

41. Значения константы C для определения теплоотдачи в треугольном канале

H/B	θ_1, \dots, θ	C
0,289	30	0,22
0,500	45	0,19
0,865	60	0,15

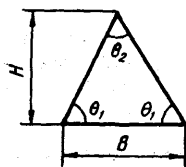


Рис. 21. Схема треугольного канала

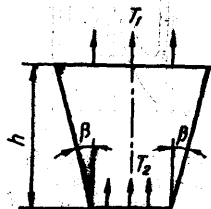


Рис. 22. Схема трапециевидного канала

В уравнениях (3.31) — (3.34) в качестве линейного размера принят эквивалентный диаметр, определяющей температурой является средняя температура среды, находящейся в квадратной трубе.

Определение конвективного теплообмена в каналах треугольной формы, нагреваемых снизу, необходимо при моделировании мансардных помещений жилого дома для зимних условий. Идеализированная геометрия треугольного канала представлена на рис. 21. Среднее значение числа Nu для такого канала [136]

$$Nu = C Gr^{0,3}, \quad (3.35)$$

где $Nu = \bar{\alpha}H/\lambda$; $Gr = g\beta(T_{гор} - T_{хол})H^3/\nu^2$; теплофизические свойства нагреваемого воздуха в этом случае следует относить к средней температуре горячей и холодной стенок $T = 0,5(T_{гор} + T_{хол})$. Коэффициент C определяется по данным табл. 41.

Трапециевидную форму имеют, например, полости в солнечных коллекторах с умеренной концентрацией энергии. Такая форма возникает, когда полость, образованная поверхностью, поглощающей излучение, и боковыми стенками, закрывается сверху дополнительной пластиной. Эта пластина, имеющая более низкую температуру, чем поглотитель, служит для подавления конвективных и радиационных потерь тепла. Боковые стенки делаются отражающими и могут влиять на полное поле конвективного течения.

Проведенное исследование таких полостей (высота трапеции $h = 76,3$ мм, ширина основания $25,4$ мм, угол между боковыми сторонами трапеции $\beta = 30^\circ$) при изменении чисел Рэлея от $2 \cdot 10^3$ до $5 \cdot 10^7$ и соответственно изменении давления воздуха в полости от $6,67$ до $1000,3$ кПа, а также температуры основания от 35 до 66 °С и изменении угла ϕ от 0 (положение, приведенное на рис. 22) до 180° позволило получить выражение для определения числа Nu [55]:

$$Nu = C Ra^{0,375}. \quad (3.36)$$

Значения постоянной C уравнения (3.36) можно определить по данным табл. 42 при $Nu = qh / (T_2 - T_1) \lambda$, $Ra = g\beta c_p (T_2 - T_1) h^3 / \mu \lambda$.

Приведенное обобщение дает хорошее согласование для $\varphi > 45^\circ$. Для меньших углов получаем завышенное значение числа Nu при больших числах Ra .

42. Значение постоянной C для расчета теплообмена в трапециевидном канале

φ, \dots°	0	15	30	45	60	75	90
C	0,074	0,076	0,076	0,073	0,073	0,073	0,070

3.5. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПОВЫШЕННОЙ ГРАВИТАЦИИ И ПОНИЖЕННОМ ДАВЛЕНИИ

В последние годы появилось большое количество устройств, работающих в повышенных полях гравитации ($Ra = 10^{-3} \dots 10^{-10}$). При взаимодействии полей центробежных и гравитационных сил в случае размещения нагревателя вдоль оси вращения поле центробежных сил сепарирует более холодные частицы газа на больших радиусах, а более теплые — на меньших, при этом изотермические поверхности приобретают цилиндрическую форму. Отсутствие перемещения масс газа вдоль радиуса препятствует конвекции, и теплообмен происходит почти полностью путем теплопроводности.

Опыты [36] показывают, что сепарация более холодных частиц газа на больших радиусах, а более теплых на меньших наступает при частоте вращения $\sim 5 \text{ с}^{-1}$. Однако для определения границы перехода к теплообмену, осуществляющемуся путем только теплопроводности, следует пользоваться не частотой вращения, а центробежным ускорением. Такое граничное ускорение $j \approx 5g$.

При $j \geq 5g$ теплообмен рассчитывается по уравнениям теплопроводности. Постоянство значений Nu на участке $10^{-10} \leq Ra_m \exp(-2,5 \omega_0 \sqrt{r_k}) \leq 1,429 \cdot 10^{-8}$ объясняется тем, что при скорости вращения, обеспечивающей ускорение $j \geq 5g$, наступает процесс, аналогичный невесомости, при которой теплообмен происходит при помощи теплопроводности через газ, а число Nu является постоянной величиной.

В переходной зоне $g < j < 5g$

$$Nu = C (\overline{Gr} Pr)_m^n = C [Ra_m \exp(-A \omega_0 \sqrt{r_k})]^n, \quad (3.37)$$

где $Nu = \alpha d / \lambda$; $\overline{Gr}_m = g\beta \exp(-A \omega_0 \sqrt{r_k}) d^3 / \nu^2$; $A = 2,5$ — коэффициент показателя экспоненты; ω_0 — угловая скорость; r_k — радиус корпуса вращающейся камеры; d — диаметр нагревательного элемента. Значения постоянных уравнения (3.37) приведены в табл. 43.

В случае конвективного теплообмена при изменении температуры от 20 до 480 °C и давления в системе от 1,33 до 101 300 Па при определяющей на удалении среднеарифметической температуре между нагревателем и газом коэффициент теплоотдачи определяется по уравнению [35]

$$Nu = C Ra^n, \quad (3.38)$$

где $Nu = \alpha d / \lambda$; $Gr = g\beta d^3 \Delta T / \nu^2$; d — диаметр нагревателя.

Значения постоянных величин уравнения (3.38) приведены в табл. 43.

Уменьшение числа Nu на участке, где $Ra \leq 1,429 \cdot 10^{-8}$, основано на том, что при дальнейшем снижении давления уменьшается плотность окружающего газа и процесс теплообмена путем переноса молекул в пределе исчезает полностью, при этом число Nu стремится к нулю.

43. Значения постоянных величин для расчета теплообмена при повышенной гравитации и пониженном давлении

	G	n
Для уравнения (3.37)		
$10^{-10} < Ra_m \exp(-2,5\omega_0 \sqrt{r_K}) < 1,429 \cdot 10^{-8}$	0,376	0
$1,429 \cdot 10^{-8} < Ra_m \exp(-2,5\omega_0 \sqrt{r_K}) < 10^{-3}$	0,969	1/16
$10^{-3} < Ra_m \exp(-2,5\omega_0 \sqrt{r_K})$	1,18	1/8
Для уравнения (3.38)		
$Ra < 1,429 \cdot 10^{-8}$	$2,19 \cdot 10^7$	1,0
$1,429 \cdot 10^{-8} < Ra < 10^{-3}$	0,969	1/16
$10^{-3} < Ra$	1,18	1/8

3.6. ГАЗОВЫЕ ЗАВЕСЫ

Для защиты поверхности тел от теплового воздействия высокотемпературного потока газа широко используются газовые завесы. Охлаждающий газ подается на поверхность теплообмена и, распространяясь вдоль этой поверхности, создает тепловую завесу. В некоторых случаях газовая завеса является как тепловой, так и химической защитой поверхности тела.

Основным параметром, определяющим интенсивность теплообмена при наличии газовой завесы, является ее эффективность

$$\Theta = (T_0 - T_{ст}) / (T_0 - T_{ст1}),$$

где T_0 , $T_{ст}$, $T_{ст1}$ — температуры соответственно набегающего потока, теплоизолированной стенки и охлаждающего газа.

В общем случае при течи сжимаемого газа с химическими реакциями эффективность газовой завесы определяется через полные энтальпии:

$$\Theta = (i_0 - i_{ст}) / (i_0 - i_{ст1}).$$

При обтекании плоской пластины и условии, что $Re_{\Delta x} \approx \text{const}$, для ламинарного пограничного слоя

$$\Theta = [1 + (10,6 Re_{\Delta x} / Re_{Т1}^{**2})]^{-0,5},$$

для турбулентного пограничного слоя

$$\Theta = [1 + (0,254 Re_{\Delta x} / Re_{Т1}^{**1,25})]^{-0,8},$$

где $Re_{\Delta x} = \beta w (x - x_1) / \mu; \rho$, w , μ — плотность, скорость и вязкость потока за пределами пограничного слоя; x — координата пластины за областью x_1 , где $Re_{Т1} \approx \text{const}$.

Уравнения эффективности газовых завес при вдуве газа через пористую стенку имеют вид:

для ламинарного пограничного слоя

$$\Theta = \left\{ 1 + 10,6 [Re_{ст1} (1 + K_1)]^{-2} \int_1^{\bar{x}} Re_{x1} \bar{\alpha} \bar{x} \right\}^{-0,5},$$

для турбулентного пограничного слоя

$$\Theta = \left\{ 1 + 0,254 [\text{Re}_{\text{ст1}} (1 + K_1)]^{-1,25} \int_1^{\bar{x}} \text{Re}_{x1} d\bar{x} \right\}^{-0,8},$$

где $K_1 = (T_{\text{ст1}} - T') / (T_0 - T_{\text{ст1}})$; T' — температура вдуваемого газа.

Для случая, если газовая завеса создается вдувом охлаждающего газа через щель, теплофизические свойства основного и вдуваемого газа принимаются одинаковыми и постоянными. На участке $0 < x < x_1$ пластина омывается только вдуваемым газом, и температура пластины равна температуре вдуваемого газа, т. е. $T_{\text{ст}} = T_{\text{ст1}} = T_1$. От сечения $x = x_1$ вследствие перемешивания завесы с основным потоком газа начинает развиваться тепловой пограничный слой. Эффективность газовой завесы в этом случае определяется уравнениями:

для ламинарного пограничного слоя

$$\Theta = (1 + 10,6 \text{Re}_s^{-2} \text{Re}_{\Delta x}^*)^{-0,5};$$

для турбулентного пограничного слоя

$$\Theta = (1 + 0,254 \text{Re}_s^{-1,25} \text{Re}_{\Delta x}^*)^{-0,8},$$

где $\text{Re}_s = \rho_1 w_1 s / \mu_0$ (индекс «1» относится к вдуваемому газу, «0» — к охлаждаемому); s — линейный размер — зазор щели вдувания; $\text{Re}_{\Delta x}^* = \int_{x_1}^{\bar{x}} \text{Re}_L d\bar{x}$ (здесь

линейным размером является толщина слоя до точки определения параметров стенки).

Глава 4

КИПЕНИЕ

4.1. ОСНОВНЫЕ РЕЖИМЫ

По принципу кипения испарители можно разделить на две основные группы: в первой группе кипение осуществляется в условиях направленного движения жидкости, во второй — в условиях естественной конвекции на теплоотдающих поверхностях, погруженных в жидкость (кипение в большом объеме) [93].

Увеличение интенсивности теплового потока ведет к увеличению числа действующих центров парообразования, что приводит к потере гидродинамической устойчивости жидкостных пленок между пузырьками и слианию отдельных пузырьков в общую паровую пленку, отделяющую кипящую жидкость от теплоотдающей поверхности. Этот режим называется режимом пленочного кипения. Переход к нему сопровождается резким снижением коэффициента теплоотдачи. Явление ухудшения теплоотдачи при переходе от пузырькового к пленочному кипению получило название кризиса теплообмена. Тепловой поток, при котором режим пузырькового кипения переходит в пленочный, называется первым критическим тепловым потоком $q_{\text{кр1}}$.

На рис. 23 участок AB кривой соответствует конвективному теплообмену в однофазной среде в условиях естественной конвекции. Участок CD характеризует область развитого пузырькового кипения. Между областью естественной конвекции и развитого пузырькового кипения имеется переходная область BC , в которой паровую фазу генерируют отдельные центры парообразования.

Кипение начинается после того, как температура поверхности нагрева становится выше температуры насыщения при данном давлении. При достаточно больших тепловых потоках температура стенки может превысить температуру насыщения, даже если жидкость на удалении еще не догрелась до этой температуры. В этом случае возникает незвитое, или поверхностное, кипение, при котором происходит полная или частичная конденсация пара, выходящего из кипящего граничного слоя.

В точке D возникает кризис теплообмена. Участок GF характеризует область пленочного кипения. Когда тепловой поток задается независимо от условий теплообмена, например при электрическом обогреве, возникающая в каком-либо месте паровая пленка быстро распространяется по всей поверхности, вызывая покраснение или даже пережог поверхности. В этом случае кризис теплообмена развивается по линии DE . При обогреве поверхности насыщенным паром самоустанавливается температурный напор $\Delta T = T_{ст} - T_{ж}$, т. е. разность температур стенки $T_{ст}$ и жидкости $T_{ж}$.

В этом случае по мере роста ΔT паровая пленка распространяется постепенно по всей поверхности. Так как снижение среднего по поверхности коэффициента теплоотдачи в процессе развития кризиса не компенсируется увеличением температурного напора, то в силу зависимости $q = \alpha \Delta T$ переход от пузырькового кипения к пленочному неизбежно сопровождается уменьшением теплового потока (линия DG). Точка G соответствует минимальному значению удельного теплового потока, т. е. чистому пленочному кипению.

Пленка пара, возникающая в момент кризиса, непрерывно пульсирует. Она периодически выбрасывает паровую фазу в массу жидкости и частично разрушается при прорыве жидкости к стенке. Однако при прорыве жидкости к стенке не происходит интенсивного охлаждения теплоотдающей поверхности, так как ее температура (на участке EF) существенно выше температуры сфероидалного состояния испаряющейся жидкости, и она теряет по отношению к стенке свои смачивающие свойства. Из-за этого пленка пара обладает высокой устойчивостью. Поэтому чтобы вновь восстановить режим пузырькового кипения, нужно снизить температуру поверхности. В условиях естественной конвекции это можно сделать, уменьшив тепловой поток. После того как жидкость начнет смачивать теплоотдающую поверхность, пузырьковое кипение быстро восстанавливается. Независимо от способа обогрева поверхности переход от пленочного режима кипения к пузырьковому (точка G) происходит при тепловом потоке, в несколько раз меньшем, чем $q_{кр1}$. Этот тепловой поток называется вторым критическим тепловым потоком $q_{кр2}$.

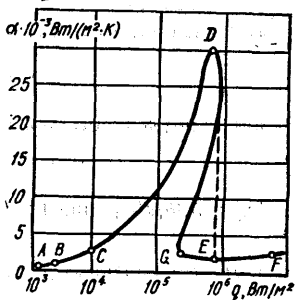


Рис. 23. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока при кипении воды в большом объеме при атмосферном давлении

4.2. ТЕПЛОТДАЧА ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ

4.2.1. Кипение с недогревом

Интенсивность теплоотдачи в большом объеме при высоких тепловых нагрузках в зависимости от степени недогрева и физических свойств жидкости определяется по формуле [50]

$$Nu = 0,06Re^{*0,7} Pr^{1,12} K^{-0,75} (\rho'/\rho'')^{-0,028}, \quad (4.1)$$

где $Nu = \alpha l / \lambda$; $l = [\sigma / (\rho' - \rho'') g]^{0,5}$; $Re^* = w^* l / \nu$; $w^* = q / r \rho''$; $K = c_p \Delta T / r$.

Уравнение (4.1) справедливо для воды при $q = 3 \cdot 10^6 \dots 4 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$, для четыреххлористого водорода и этилового спирта при $q \leq 0,5 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$.

Термофизические параметры определяются при температурах недогретых жидкостей.

При большой степени недогрева $\Delta T_{\text{нд}} \ll 62^\circ\text{C}$ жидкостей, охлаждающих стальные пруты радиусом R , для расчета используется соотношение

$$\text{Nu} = 4,07 \cdot 10^6 [\sigma / (\rho' R^2)]^{1,275} - \text{Pr}^{-1/3} [\Delta T_{\text{нд}} / (\Delta T_{\text{н}})]^{2,466}.$$

В случае поверхностного кипения воды в кольцевых каналах с односторонним и двусторонним подогревом при $p \leq 15$ МПа, $q \leq 1,15 \cdot 10^6$ Вт/м², недогревах от 5 до 100 °С и скоростях потока от 0,5 до 8 м/с коэффициент теплоотдачи $\bar{\alpha}$ определяется по температурному перепаду между средней температурой стенки на расчетном участке и средней температурой потока на том же участке. Для этих условий расчетное уравнение с погрешностью $\pm 15\%$ имеет вид [4]

$$\bar{\alpha} = 11,83 (q / \Delta T_{\text{нд}})^{0,7} p^{0,1} \omega^{0,17}.$$

О физической сущности поверхностного кипения в псевдооживленном слое можно составить лишь начальные представления. Частицы твердого компонента способствуют присоединению массы недогретой жидкости в пристенной области, что приводит к уменьшению перегрева теплоотдающей поверхности и пристенного слоя жидкости и, как следствие, к дезактивации центров парообразования. Кроме того, вследствие турбулентного перемешивания более интенсивно протекает конденсация пузырьков. В этих условиях действуют наиболее активные центры парообразования и число их невелико. Однако с ростом перегрева активизируются новые центры, и даже небольшое изменение их числа существенно изменяет суммарную интенсивность теплообмена, и плотность теплового потока резко возрастает [132].

Коэффициент теплоотдачи на медной пластине для неразвитого пузырькового кипения воды в условиях повышенной гравитации при $p = 0,1$ МПа

$$\alpha = 440 q_0^{0,1} \eta^{0,3},$$

для фреона-12 при $p = 0,65 \dots 0,95$ МПа

$$\alpha = 150 q_0^{0,15} \eta^{0,3}.$$

Здесь $q_0 = q - q_{\text{с.к}}$; $q = (6,6 \dots 200) 10^3$ Вт/м²; $q_{\text{с.к}}$ — тепловой поток, отводимый свободной конвекцией; $\eta = g / g_e = 1 \dots 5250$.

Интенсивность теплообмена на никелевой ленте толщиной 1 мм, покрытой слоем меди 75 мкм, при кипении воды с недогревом до 40 °С $\eta = 50 \dots 1000$, $q = 6,2 \cdot 10^4$ Вт/м², определяется по уравнению

$$\text{Nu} = 300 \text{Re}_*^{0,67} \text{Pr}^{-0,7} \eta^{-0,48},$$

где $\text{Nu} = \alpha l / \lambda$; $\text{Re}_* = q_0 l / r \rho' v$; $l = l' (T_{\text{ст}} - T_{\text{н. св. п}}) / (T_{\text{ст}} - T_{\text{н. ст}})$; l' — капиллярная постоянная; $T_{\text{н. св. п}}$, $T_{\text{н. ст}}$ — температуры насыщения у свободной поверхности и у стенки.

4.2.2. Кипение в большом объеме

В условиях развитого пузырькового кипения при свободной конвекции движение жидкости полностью определяется процессом парообразования. Размеры поверхности мало влияют на коэффициент теплоотдачи. В слое толщиной 10—60 мм высота уровня жидкости над поверхностью нагрева не оказывает значительного влияния на теплоотдачу. Установившийся режим теплообмена достигается после приработки теплоотдающей поверхности. На свежей поверхности α выше, чем на приработанной.

Теплоотдача в большом объеме при кипении различных сред на различных теплоотдающих поверхностях (табл. 44) определяется по уравнениям

$$\text{Nu} = 2,1 \cdot 10^{-3} (\text{Re}_H K_\rho)^{0,95} \text{Pr}^{0,5}; \quad (4.2)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Nu}_* &= 0,125 \text{Re}_*^{0,65} \text{Pr}^{1/3}, \quad 10^4 > \text{Re}_* > 10^{-2}; \\ \text{Nu}_* &= 0,0625 \text{Re}_*^{0,5} \text{Pr}^{1/3}, \quad \text{Re}_* \leq 10^{-2}; \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

$$\text{Nu} = 5,5 \cdot 10^{-4} \text{Ga}^{0,125} (K_\rho \text{Pe}_H)^{0,7} (\rho''/\rho')^{0,15}; \quad (4.4)$$

$$\text{Nu} = 3,5 \cdot 10^{-4} \text{Ga}^{0,05} (K_\rho \text{Pe}_H)^{0,7}; \quad (4.5)$$

$$\alpha = 4,4 q_0^{0,68}, \quad g/g_e = 1 \dots 5250; \quad (4.6)$$

$$\text{Nu} = 5,7 \cdot 10^{-5} (\text{Re}_H K_\rho)^{0,9} \text{Pr}^{0,5}; \quad (4.7)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Nu} &= 7 \cdot 10^{-4} \text{Re}_*^{0,7} \text{Pr}^{0,35} K_\rho^{0,7}; \\ \text{Nu} &= 8,7 \cdot 10^{-4} \text{Re}_*^{0,7} \text{Pr}^{0,7} K_\rho^{0,7}; \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

$$\alpha = C q^{3/4} f(\pi); \quad (4.9)$$

$$\alpha = 3,2 q_0^{0,68} \quad (\text{при } g/g_e = 1 \dots 5250); \quad (4.10)$$

$$\alpha = C q^{0,7-0,15} K_\pi; \quad C = A + 10^{-2} B p; \quad (4.11)$$

$$\text{Nu}_* = 0,191 \text{Re}_*^{0,64} \text{Pr}^{0,33} \quad (\text{при } 8,75 \leq \text{Pr} \leq 19,3; 0,25 \leq \text{Re}_* \leq 32,45); \quad (4.12)$$

$$\alpha/\Phi = 28,5 q^{0,7}; \quad (4.13)$$

$$\alpha/\Phi = 1020 q^{1/3}; \quad (4.14)$$

$$\Phi(p/p_{\text{кр}}) = \begin{cases} 1,2 (p/p_{\text{кр}})^{0,4}, & 0,03 \leq (p/p_{\text{кр}}) \leq 0,25; \\ 0,47 (p/p_{\text{кр}})^{-1,3}, & 0,25 < (p/p_{\text{кр}}) \leq 0,95; \end{cases} \quad (4.15)$$

$$\alpha = 1,93 \cdot 10^4 \lambda [g(\rho' - \rho'')]^{0,5} a^{0,2} (p/p_{\text{кр}})^{0,98} v^{-0,2} \sigma^{-0,5} (r\rho'')^{-0,7} q^{0,7}; \quad (4.16)$$

$$\alpha = 0,075 [1 + 10 (\rho''/(\rho' - \rho''))^{2/3}] (\lambda/\nu \sigma T_H)^{1/3} q^{2/3}; \quad (4.17)$$

$$\text{Nu} = 0,7 \cdot 10^{-2} K_1^{0,7} (K_2 \text{Re}^*)^{0,25}; \quad (4.18)$$

$$\alpha_p/\alpha_B = (M_B/M_p) (v_B/v_p)^{0,23} [p/(p + \Delta p)]^{0,3}; \quad (4.19)$$

$$\text{Nu} = 15,2 \cdot 10^{-4} \text{Ga}^{0,125} K_\rho^{0,7} \text{Pe}_H^{0,47}; \quad (4.20)$$

$$\text{Nu} = 75 \cdot 10^2 \text{Pr}^{-0,3} K_T^{0,5} \text{Fo}^{0,4}; \quad (4.21)$$

$$\text{Nu} = 28,6 \cdot 10^{-4} \text{Ga}^{0,125} K_\rho^{0,5} \text{Pe}_H^{0,55}; \quad (4.22)$$

$$\text{Nu} = 0,0158 K_H^{0,33} \text{Pr}^{-0,1} K_q^{0,8} (1 - \Delta c); \quad (4.23)$$

$$\text{Nu} = 75 K_T^{0,7} \text{Pr}^{-0,2} \left\{ 1 - \left[\frac{c'' - c'}{c'' (1 - c'')} \right]^{0,45} \right\}; \quad (4.24)$$

$$\text{Nu} = 0,44 \text{Re}_*^{0,7} \text{Pr}^{0,35} K_\rho^{0,7} \left(\frac{c' c''}{c' - c''} \right)^{0,7}; \quad (4.25)$$

$$\text{Nu} = 75 (q/r\rho''\bar{w})^{0,7} \text{Pr}^{-0,2}, \quad \bar{w} = w_1 (\rho''/\rho')^{2,3+0,51n\pi}, \quad \pi = p_1/p_{\text{кр}}. \quad (4.26)$$

В формулах (4.2) — (4.26) $\text{Nu} = \alpha l/\lambda$; $l = [\sigma/g(\rho' - \rho'')]^{0,5}$; $\text{Nu}_* = \alpha l_*/\lambda$; $l_* = c_p \rho' \sigma T_H / (r\rho'')^2$; $\text{Nu}_H = \alpha D_0/\lambda$; $\text{Re}_H = q\sigma^{0,5}/r\rho''\nu(\rho' - \rho'')^{0,5}$; $\text{Re}_* = q l_*/r\rho''\nu$; $\text{Re}^* = \sqrt{p(v'' - v')} l\nu^{-1}$; $\text{Re}_H = q\sqrt{g_e \sigma} \mu \lambda \sqrt{g(\rho' - \rho'')}$; $K_\rho = p l/\sigma$; $K_1 = q l^2 r\rho''/\sigma l T_H$; $K_2 = \rho' \sigma T_H c_p / (r\rho'')^2 l$; $K_T = q/r\rho'' D_0 l$; $K_H = \sigma c_p \rho' v/p_{\text{ад}} l r$; $\text{Pe}_H = q l/r\rho'' a$; $\text{Ga} = g l^3/\nu^2$; $\text{Fo} = a/D_0 l$; $K_q = p_{\text{ад}} l q/\sigma \lambda$; $p_{\text{ад}} = \tau/T_H v$; $q_0 = q - q_{\text{ск}}$; $q_{\text{ск}}$ — тепловой

84 44. Теплоотдача при кипении в большом объеме

Среда	Давление, кПа	q , Вт/м ²	Форма	Материал	Обогрев *	Расчетная формула
Вода	9,8—100	2—500	Горизонтальная труба $d_H = 8$ мм	Латунь	A	(4.2)
	3,92—14 700	$< 0,5q_{кр}$	—	Металлы с ненормированной чистотой поверхности	A, B, B	(4.3)
	98—19 600	65—770	Горизонтальная плита $\varnothing 160$; 197 мм, трубы $\varnothing 5-7, 24, 38$ мм, вертикальная пластина $h = 160$ мм	Хромированная медь, сталь X18H9T, латунь, медь	A, B	(4.4)
Метиловый спирт C_2H_5OH	4,9—19 600	95—1 100	Горизонтальная труба	Сталь X18H9T	A	(4.5)
	100	6,6—200	Горизонтальная пластина 30×10 мм	Медь	B	(4.6)
	8,34—98	$< 0,5q_{кр}$	—	Металлы с ненормированной чистотой поверхности	A, B, B	(4.3)
Этиловый спирт C_2H_5OH	98	< 233	Горизонтальная труба $d_H = 38$, мм	Латунь	B	(4.4)
	9,8—100	2—500	Горизонтальная труба $d_H = 8$ мм	Латунь	A	(4.7)

98—5295	$< 0,5q_{кр}$	—	Металлы с ненормированной чистотой поверхности	А, Б, В	(4.3)
98—5 880	27—658	Горизонтальная труба $d_H = 5...10$ мм, плита $\varnothing 197$ мм	Хромированная медь, медь, серебро, сталь X18H9T	А, В	(4.4)
98—4 900	24—698	Горизонтальная труба	Сталь X18H9T	А	(4.5)
98	< 233	Горизонтальная труба $d_H = 38$ мм	Латунь	В	(4.4)
1 064—2 600	20—370	Горизонтальная труба	Сталь X18H9T	А	(4.5)
45—1 470	$< 0,5q_{кр}$	—	Металлы с ненормированной чистотой поверхности	А, Б, В	(4.3)
147—1 820	44—302	Горизонтальная труба	Сталь X18H9T	А	(4.5)
45—1 490	32—384				
9—19 600	$< 0,5q_{кр}$	—	Металлы с ненормированной чистотой поверхности	А, Б, В	(4.8)
98	< 233	Горизонтальная труба $d_H = 38$ мм	Латунь	В	(4.4)
98—4 410	$< 0,5q_{кр}$	—	Металлы с ненормированной чистотой поверхности	А, Б, В	(4.3)

Бутиловый спирт

Пропан

Гептан

n-Пентан

n-Гексан

Однокомпонентные
жидкости

Керосин

Бензол

Продолжение табл. 44

Среда	Давление, кПа	q , Вт/м ²	Форма	Материал	Оборуд.	Расчетная формула
Бензол	98—3 630	< 580	Горизонтальная труба $d_H = 4...5$ мм	Никелированная медь	А	(4.4)
	98—3 216	25—600	Горизонтальная труба	Сталь X18H9T		(4.5)
Четыреххлористый углерод	42—297	27—660	Горизонтальная труба $d_H = 5...38$ мм	Сталь X18H9T, медь, латунь	А, В	(4.4)
	31—98	< 0,5 $q_{кр}$	—	Металлы с ненормированной чистотой поверхности	А, Б, В	(4.3)
Фреон-11	98					
	98—0,2 $p_{кр}$	0,26—60	Горизонтальная труба $d_H = 12,5$ мм	Сталь X18H9T		(4.9)
Фреон-12	До 505	3,5—64	Горизонтальная труба $d_H = 8$ мм		А	(4.5)
	590—980	65—344	Горизонтальная труба $d_H = 3...9$ мм	Сталь X18H9T, медь		(4.4)
	98—0,2 $p_{кр}$	0,26—60	Горизонтальная труба $d_H = 12,5$ мм	Сталь X18H9T		(4.9)
	650—950	7,6—232	Горизонтальная пластина на 30×10 мм	Медь	Б	(4.10)

Фреон-13 и -21	98—0,2 _{кр}	0,26—60	Горизонтальная труба $d_H = 12,5$ мм	Сталь X18H9T	A	(4.9)
Фреон-22	225—850	2—25	Горизонтальная труба $d_H = 4,7$ мм	—		(4.11)
	882—1470	65—345	Горизонтальная труба $d_H = 3...9$ мм	Сталь X18H9T, медь		(4.4)
Фреон-113	98—0,2 _{кр}	0,26—60	Горизонтальная труба $d_H = 12,5$ мм	Сталь X18H9T		(4.9)
	882—1470	65—345	Горизонтальная труба $d_H = 3...9$ мм	Сталь X18H9T, медь		(4.4)
Фреон-113, -114 и -142	98—0,2 _{кр}	0,26—60	Горизонтальная труба $d_H = 12,5$ мм	Сталь X18H9T	A	(4.9)
Перфтордиамилловый эфир (C ₆ F ₁₁) ₂ O	11—256	20—80	Горизонтально расположенный резистор типа МОУ (25—75 Ом)	Двуокись олова		(4.12)
	33—218	0,01—10	Горизонтальная и вертикальная пластины 30×30 мм	Медь		(4.13)
Азот	22—400	8—200	Горизонтальный диск $\varnothing 25$ мм	Алюминий	B	(4.14); (4.15)
	4—800		Горизонтальная труба $d_H = 8$ мм	Сталь X18H9T		(4.16); (4.17)
Кислород						

Среда	Давление, кПа	q, Вт/м ²	Форма	Материал	Оборуд *	Расчетная формула					
Окись углерода	450	320	Горизонтальная труба $d_H = 4,5$ мм	Сталь X18H9T	А	(4.18)					
	185	350									
	100—125	< 430									
Трифтористый бор	—	< 70	Горизонтальная труба	Латунь	Б, В	(4.19)					
Водный раствор соли **: Na ₂ SO ₄ (20), MgCl ₂ (15), LiCl (40), LiBr (20)	—	< 70	Горизонтальная труба	Латунь							
				Сталь							
СаCl ₂ (15), NaCl (25), NaNO ₃ (40)	25—98	4,9—51,5	Горизонтальная труба $d_H = 8$ мм	Сталь X18H9T		(4.5)					
							Сахарный раствор CB ≤ 70%				
Паточная барда CB ≤ 78 %	98	107—767	Горизонтальная труба $d_H = 6$; 24 мм, горизон- тальная плита	Сталь X18H9T, латунь, медь	А	(4.4)					
							Уфель I продукта КР ≤ 50 %				
Уфель I продукта КР ≤ 50 %	98	10—184	Горизонтальная труба $d_H = 8$ мм	Сталь X18H9T	А	(4.5)					
							20—100	6—100	Медь	Б	(4.20) или (4.21)
											< 20
Вода—метанол	98	< 400	Горизонтальный диск Ø 24 мм	Сталь X18H9T		(4.23)					

Вода—этанол	< 3000	< 100	Горизонтальная труба $d_H = 4,6$ мм	Медь	В	(4.24)
n-бутанол—этанол	30—98	< 230	Горизонтальная труба $d_H = 38$ мм	Сталь Х18Н9Т	Б	(4.24)
	98	< 400	Горизонтальный диск $\varnothing 24$ мм			
	< 3000	< 100	Горизонтальная труба $d_H = 4,6$ мм			
Бензол—этанол	< 3000	< 400	Горизонтальный диск $\varnothing 24$ мм			(4.23)
Вода—ацетон, вода—пропанол, вода—изопропанол, ацетон—бутанол, бензол—толуол, метанол—бензол, ацетон—хлороформ, бензол—этанол	98	< 400	Горизонтальный диск $\varnothing 24$ мм			(4.25)
$AlBr_3$ — $AlCl_3$, $SbCl_5$ — $SbBr_5$	9—19 600	< 0,5 q кр	—	Металлы с неформированной чистой поверхностью	Б, В	(4.26)
Чистые жидкости		< q < q _{кр}			А, Б, В	

* А — обогрев электронагрей непосредственно теплоотдающей поверхности, Б — электрообогрев теплоотдающей поверхности изолированным нагревателем, В — обогрев конденсирующимся паром.

** В скобках указана предельная концентрация раствора (массовая доля соли в воде, %).

45. Значения константы C для расчета теплообмена при кипении фреонов в большом объеме

Фреон	11	12	13	21	22	113	114	142
$C, \text{Вт}^{1/4}/(\text{м}^{1/2} \cdot ^\circ\text{C})$	3,51	4,22	5,24	3,95	4,75	3,08	3,52	4,07

46. Значения постоянных величин для расчета теплообмена при кипении растворов фреона в большом объеме

Величина	Концентрация фреона в растворе				
	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30
A	0,87	0,65	0,57	0,416	-0,07
B	0,064	0,07	0,087	0,122	0,203

47. Теплофизические свойства перфтордимилового эфира на линии насыщения

$p_{\text{н}}, \text{кПа}$	$T_{\text{н}}, \text{К}$	$\rho', \text{кг/м}^3$	$\rho'', \text{кг/м}^3$	$r, \text{кДж/кг}$	$\lambda', \text{Вт/(м}\cdot\text{К)}$	$\nu', \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	$\sigma \cdot 10^2, \text{Н/м}$	$c_p', \text{Дж/(кг}\cdot\text{К)}$	Число Pr
4,05	311,5	1753	0,849	77,66	0,0628	1,4560	9,771	1221,5	35,652
8,89	331,3	1705	1,777	74,89	0,0600	0,7299	8,693	1247,3	25,869
16,20	346,8	1665	3,130	72,60	0,0578	0,5691	7,729	1270,0	20,819
23,30	356,4	1639	4,399	70,11	0,0562	0,4182	7,358	1285,1	18,513
33,40	368,5	1607	6,192	69,19	0,0543	0,4041	6,430	1305,2	16,154
46,60	381,1	1574	8,493	67,24	0,0525	0,3612	6,140	1325,6	14,355
66,90	393,5	1536	12,08	64,87	0,0504	0,3089	5,468	1350,6	12,715
101,3	410,7	1483	18,29	61,55	0,0476	0,2578	4,632	1384,8	11,123
149,0	426,8	1424	27,139	57,83	0,0445	0,2181	3,776	1423,5	9,935
220,9	450,4	1347	41,009	52,73	0,0405	0,1841	2,802	1473,3	9,021
327,3	469,6	1270	63,276	47,39	0,0367	0,1624	1,991	1520,8	8,546
579,7	503,4	1087	124,835	34,35	0,0284	0,1421	0,704	1611,8	8,765
700,0	517,0	969	173,954	25,68	0,0234	0,1435	0,275	1651,2	9,812
800,0	524,0	871	204,944	18,24	0,0196	0,1515	0,092	1672,2	14,563
857,0	528,8	604	604,0	0,0	0,0106	0,2113	0,0	∞	∞

48. Скорость парообразования жидкостей при $p = 98,06 \text{ кПа}$

Рабочая среда	$\bar{D}_0 \text{ макс. мм}$	$\bar{i}, \text{с}^{-1}$	$\bar{\omega}_1, \text{м/с}$
Вода	2,5	62	0,155
Этиловый спирт (96 % *)	1,1	108	0,119
Метиловый спирт	1,6	72	0,115
n-Бутиловый спирт	1,05	106	0,111
Четыреххлористый углерод	1,1	108	0,119
Глицерин (94 % *)	2,1	53	0,111
Бензол	1,0	99	0,099
Фреон-12	0,7	91	0,064

* Массовая доля.

49. Условия кипения различных сред при пониженной гравитации, давлении 101—17500 кПа и $q < q_{кр}$

Рабочая среда	δ , м/с ²	Теплоотдающая поверхность		Способ обогрева
		Форма	Материал	
Вода	~0	Цилиндрическая	Стекло	Пластина под стаканом Переменный ток
	~0	Горизонтальные и вертикальные ленты $\delta = 0,15$ мм, $3,2 \times 19$ мм	Нихром	
	~0—1	Горизонтальная проволока $\varnothing 1,15$ мм, длиной 63,5 мм	Платина	Постоянный ток
	~0—1	Горизонтальная лента $0,25 \times 5,08 \times 63,5$ мм	Никель	
	~0,01	Горизонтальная проволока $\varnothing 0,51$ мм	Платина	То же
	0	U-образный вертикальный нагреватель длиной 189 мм, $\varnothing 8$ мм	Нержавеющая сталь	
0,03—1	Горизонтальная лента $0,13 \times 6,35 \times 69,8$ мм	Хромоникелевая сталь	Постоянный ток	
Водород	~0	Горизонтальная пленка $F = 1290$ мм ²	Свинец	Постоянный ток
Азот	~0,002—1	Сфера $\varnothing 25,4$ или 12,7 мм	Медь	Предварительный
Пропан	$< 4,5 \cdot 10^{-5}$	Сферический сосуд $\varnothing 254$ мм	Сталь	Постоянный ток
Дистиллированная вода, этиловый спирт, сахарный раствор (60 %-й)	0,014	Горизонтальные и вертикальные проволоки $\varnothing 0,5$, длиной 38,1 мм	Платина	Постоянный ток
Коллоидная система: магнитная окись железа в n-пентане	0—1	Горизонтальная лента $1,59 \times 25,4$ мм	Хромель	Переменный ток

50. Значения постоянной C для расчета теплообмена при кипении жидкостей в условиях пониженной гравитации

Жидкость	Материал теплоотдающей поверхности	C
Вода	Никель	166,7
	Платина	76,9
	Медь	76,9
	Латунь	166,7
	Нержавеющая сталь	71,43
Четыреххлористый углерод	Медь	76,9
Бензол	Хром	100,0
α -Пентан	»	66,7
Этиловый спирт	»	370,4
Изопропиловый спирт	Медь	400,0
Раствор карбоната калия		
35 %-й	»	185,2
50 %-й	»	370,4
n -Бутиловый спирт	»	333,3

поток, отводимый свободной конвекцией; K_c — концентрация, M_w, M_p — относительные молекулярные массы воды и раствора; p — рабочее давление; Δp — депрессия давления; $c', c'', \Delta c$ — концентрация и разность концентраций легко- и тяжелолетучих компонентов; \bar{w}_1 — скорость роста паровой фазы; ρ_1'' — плотность пара при реперном давлении.

Значение константы C уравнения (4.9) определяется по табл. 45.

При кипении растворов фреонов различной концентрации α определяется по формуле (4.11). Значения постоянных величин в формуле (4.11) приведены в табл. 46. При определении коэффициента теплоотдачи перфтордиамилового эфира его теплофизические свойства выбираются в зависимости от давления и температуры насыщения по табл. 47.

При определении коэффициентов теплоотдачи с использованием внутренних, скрытых характеристик процесса кипения средняя скорость генерации паровой фазы для различных чистых жидкостей определяется по табл. 48.

При кипении в условиях пониженной гравитации различных сред на различных поверхностях значения α рассчитываются по формуле

$$Nu_{\Pi} = C Re_{\Pi}^{0,67} Pr^{-0,7}, \quad g/g_e \approx 0...1,$$

с учетом переменных значений константы C , приведенных в табл. 50.

4.2.3. Кипение в трубах

В целях наглядности и упрощения расчетов теплообмена при кипении в трубах и кольцевых каналах из всего множества условий, в которых может протекать этот процесс, можно выделить пять основных режимов и в пределах каждого из выделенных режимов установить характерные для него соотношения между параметрами (q, p, w_0 — скорость циркуляции, β — объемное расходное паросодержание) определяющие доминирующее воздействие того или иного механизма переноса теплоты на интенсивность теплообмена.

В одном из таких режимов интенсивность теплообмена определяется механизмом переноса, обусловленным развитым пузырьковым кипением. В этой области α не зависит от w_0 и β (в характерном интервале изменения β).

Другая область режимных параметров характеризуется высокими значениями q и β . В этой области паросодержание и истинная скорость жидкой

фазы настолько высоки, что на механизм переноса, обусловленный парообразованием, накладывается влияние турбулентного обмена в однофазной среде.

При низких значениях величин q и β ($\beta \rightarrow 0$) парообразование и паросодержание потока не влияют на α . В этой области теплота переносится в потоке жидкости с помощью обычного турбулентного обмена, действующего в однофазных средах.

Существует область, в которой процесс парообразования не влияет на интенсивность теплообмена, но паросодержание меняется в широких пределах. В этой области при заданном q и неизменном расходе парожидкостной смеси α существенно зависит от β , увеличиваясь с его ростом.

Следует выделить область, в которой происходит высыхание пленки жидкости, движущейся около стенки. Здесь по мере высыхания пленки α уменьшается до значения, соответствующего коэффициенту теплоотдачи к перегретому пару, массовый расход которого равен массовому расходу парожидкостной смеси. Эта область называется областью ухудшенных режимов теплоотдачи.

По данным работ [32, 42, 47, 69, 71, 74, 81, 87, 101, 102, 106, 112, 120, 121, 126, 134], для расчета теплообмена при кипении различных жидкостей в трубах и кольцевых каналах, приведенных в табл. 51, и изменении режимных параметров q , w_0 , β , p получены следующие зависимости:

$$\left. \begin{aligned} Nu_{\kappa}/Nu_{\text{б.к}} &= 6150 [K_W K_C^{1/3} (\rho''/\rho')^{1,45}]^{0,7}; \\ Nu_{\text{б.к}} &= 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4}; \\ K_W K_C^{1/3} (\rho''/\rho')^{1,45} &\leq 4 \cdot 10^{-4}; \end{aligned} \right\} \quad (4.27)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{\text{оп}} &= 0,132 \alpha_{\text{п.д}} N^{0,8} \quad (\text{при } N \geq 12 \quad w_{\text{оп}} = 0,05 \dots 0,52 \text{ м/с}); \\ \alpha_{\text{оп}} &= 0,6 \alpha_{\text{п.д}} N^{0,14} \quad (\text{при } N < 12 \quad w_{\text{оп}} < 0,3 \text{ м/с}); \end{aligned} \right\} \quad (4.28)$$

$$Nu^* = 25,6 \cdot 10^{-3} Re_n^{0,6} K_p^{*0,2} Pr^{-0,1} (L/d_{\text{эк}}); \quad (4.29)$$

$$\left. \begin{aligned} St &= 1,25 (K'_p)^{1/3} K'_W K_C^{0,5} (Pe'_n)^{-1/3}; \\ K'_W (Pe'_n)^{-1/3} K_C^{0,5} &\geq 3 \cdot 10^4; \\ St &= 0,02 [K'_W (Pe'_n)^{-1/3} K_C^{0,5}]^{0,5} (K'_p)^{1/3}; \\ 10^{-3} < K'_W (Pe'_n)^{-1/3} K_C^{0,5} &< 3 \cdot 10^4; \end{aligned} \right\} \quad (4.30)$$

$$\alpha_{\kappa}/\alpha_{\text{б.к}} = 900 [(d_{\text{вн}}/16)^{0,285} (q/r\rho''W_{\text{ф}}) (\rho''/\rho')^{1,45} K_C^{1/3}]^{0,55}; \quad (4.31)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{\kappa}/\alpha_{\text{расч}} &= [1 + 1,15 \cdot 10^{-8} (w_{\text{см}} r \rho' / q)^{3/2}]^{0,5}; \\ \alpha_{\text{расч}}/\alpha_0 &= [1 + (\alpha_{\text{б.о}}/\alpha_0)^2]^{0,5}; \end{aligned} \right\} \quad (4.32)$$

$$\alpha_{\text{б.о}} = 2,2 (p^{0,14} + 1,83 \cdot 10^{-4} p^2) q^{0,7}$$

$$(p, \text{ бар}; q, \text{ Вт/м}^2);$$

$$\alpha_{\text{ок}} = \alpha_{\text{ч}}/K; \quad (4.33)$$

$$Nu_{\text{п}} = 0,023 Re_{\text{п}}^{0,8} Pr_{\text{ст}}^{0,8} [x + (\rho''/\rho') (1-x)]^{0,8} y, \quad \left. \right\}$$

$$y = 1 - 0,1 [(\rho'/\rho'' - 1) (1-x)]^{0,4}, \quad \rho w > 700 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}; \quad (4.34)$$

$$\alpha_{\kappa} = 11,4 (M_{\text{в}}/M_{\text{х}})^{0,65} q^{0,64}; \quad (4.35)$$

$$\alpha_{\kappa}/\alpha_{\text{б.о}} = 29 Re_f^{-0,3} Fr_f^{0,2}, \quad x \leq 0,4;$$

$$Nu_f = 0,035 [x/(1-x)] (\mu'/\mu'') Re_f^{0,825} Fr_f^{0,475}, \quad x > 0,4; \quad \left. \right\} \quad (4.36)$$

$$\alpha_{\kappa} = 60,6 q^{0,6} G^{0,2} f(p)/d_{\text{вн}}^{0,6} = 57,5 q^{0,6} (w\rho)^{0,2} f(p)/d_{\text{вн}}^{0,2};$$

$$\alpha_{\kappa} = 2,85 q^{0,6} G^{0,2} p^{0,343} / d_{\text{вн}}^{0,6} \rho_{\text{кр}}^{0,343} = 2,7 q^{0,6} (w\rho)^{0,2} p^{0,343} / d_{\text{вн}}^{0,2} \rho_{\text{кр}}^{0,343} \quad (4.37)$$

(здесь q , Вт/м²);

§ 51. Теплообдача при кипении в трубах и кольцевых каналах

Среда	Давление, кПа	q , кВт/м ²	Теплообдающая поверхность		Расчетная формула
			Форма	Материал	
Вода	196—16 650	112—880	Вертикальная труба $d_{\text{вн}} = 16,32$ мм и кольцевой канал $d_{\text{эк}} = 5,76$; 9,47 мм	Сталь (в том числе Х18Н9Т)	(4.27)
	98	5,8—85	Вертикальная труба $d_{\text{вн}} = 32$, $L = 5000$ мм	Сталь	(4.28)
	10—20	10—120	Вертикальный кольцевой канал $d_2/d_1 = 320/313$; 320/306; 320/300 мм, $L = 1500$ мм (одно- и двусторонний обогрев)	Сталь (в том числе нержавеющей)	(4.29)
	100—19 600	$< (0,5-0,6) q_{\text{кр}}$	Трубы и кольцевой канал	Металлы	(4.30)
	196—16 650	100—880	Труба $d_{\text{вн}} = 16$ мм	Сталь	(4.31) при $0,2 < \beta < 0,98$ (дисперсно-кольцевой режим)
	98—16 600	$< (0,5-0,6) q_{\text{кр}}$	Труба $d_{\text{вн}} = 4...32$ мм, щель $d_{\text{эк}} = 0,5...10$ мм	Металлы	(4.32)

98—19 600	20—600	Труба парогенератора (каналы)	Металлы	(4.33)
3920—21 500	116—928			(4.34) область улучшенного теплообмена
1120—5100	112—880	Вертикальная труба $d_{\text{вн}} = 16,32$ мм, коль- цевой канал $d_{\text{эк}} = 5,76$; 9,47 мм	Сталь (в том числе X18H9T)	(4.27)
		Труба и кольцевой канал	Металлы	(4.30)
196	$< (0,5—0,6) q_{\text{кр}}$	Труба $d_{\text{вн}} = 16$ мм	Сталь	(4.31) без учета данных рис. 24; $0,2 < \beta < 0,77$
294—1175		Труба и кольцевой канал	Металлы	(4.30)
98	13—47	Вертикальная труба	Сталь	(4.35)
Этиловый спирт C_2H_5OH				
<i>n</i> -Пропиловый спирт				
Бензол, толуол, пара- ксилол, диэтиламин, три- этиламин				

Среда	Давление, кПа	q , кВт/м ²	Теплоотдающая поверхность		Расчетная формула			
			Форма	Материал				
Фреон-11	$T_H = 273...233$	0,58—134	Горизонтальная труба $d_{вн} = 6...25$ мм, $L = 120...3230$ мм	Медь	(4.36)			
						Горизонтальная труба $d_{вн} = 7,7...18$ мм, $L = 700...10\ 000$ мм	(4.37)	
								Горизонтальная труба $L = 540...10\ 000$ мм
Фреон-12	$T_H = 273...224,4$	0,93—34,9	Горизонтальная труба $d_{вн} = 6,4...11,7$ мм, $L = 1000—1930$	Сталь	(4.39) — расслоенный режим, (4.40) — кольцевой режим			
						Труба и кольцевой канал	Металлы	(4.30)
Фреон-22	$T_H = 273...224,4$	0,93—34,9	Труба и кольцевой канал	Металлы	(4.30)			
						Горизонтальная труба $d_{вн} = 7,7...18$ мм, $L = 540...10\ 000$ мм	Медь	(4.38)

	$T_H = 263...233$	0,93—34,9	Горизонтальная труба $L = 700...10\ 000$ мм	(4.37)
	$T_H = 283$	$< (0,5—0,6) P_{кр}$	Труба и кольцевой канал	Металлы (4.30)
Фреон-113 и -142	$T_H = 263...233$	0,93—34,9	Горизонтальная труба $d_{вн} = 7,7...18$ мм, $L = 700...10\ 000$ мм	Медь (4.37)
Фреон-502	$T_H = 273...224,4$		Горизонтальная труба $L = 540...10\ 000$ мм	(4.38)
Бутан, пропан	140—300		Труба и кольцевой канал	Металлы (4.30)
n-Бутанол	145—330	$< (0,5—0,6) q_{кр}$	Труба $d_{вн} = 16$ мм	Сталь (4.31); $0,1 < \beta < 0,85$
Азот, кислород	1000—1800	6,3—200	Вертикальная труба $d_{вн} = 19...32$, $L = 1500...1900$ мм (кислеме в стекающей пленке в трубе с турбулизатором из спиральной проволоки $\lambda 3$ и шагом 25 мм)	Сталь 12Х18Н10Т, сплав АМц (4.41)

Среда	Давление, кПа	q , кВт/м ²	Теплоотдающая поверхность		Расчетная формула
			Форма	Материал	
Водный раствор соли*: NH ₄ NO ₃ (40), (NH ₄) ₂ SO ₄ (30), NH ₄ Cl (25), Ca(NO ₃) ₂ (40), NaCl (25), NaNO ₃ (40), Na ₂ SO ₄ (20), KNO ₃ (40), CaCl ₂ (15), MgCl ₂ (15), * CuSO ₄ (15), K ₂ Cr ₂ O ₇ (10)	—	< 70	Вертикальная труба	Медь	(4.19)
				Сталь	
NH ₄ NO ₃ (40), KNO ₃ (40)			Вертикальный выпарной аппарат		
			Горизонтальная труба		
NaNO ₃ (40), KNO ₃ (40), Na ₂ SO ₄ (20)	< 0,5р _{кр}	< 200	Вертикальная труба	Металлы	(4.42)
NaCl (25), KNO ₃ (40)					
Na ₂ SO ₄ , Li ₂ SO ₄ , LiCl, Na ₂ CO ₃	20—32	8,3—30	Вертикальная труба $d_{\text{вн}} = 82, 5 \dots 94$ мм	Сталь, латунь	(4.43) или (4.44)
Сахарный раствор 78,7 % < СВ < 86 %	39—98	5,8—105	Вертикальная труба $d_{\text{вн}} = 48 \dots 150$ мм	Сталь	(4.45) или (4.46)
0 % < СВ < 86 %					

СВ = 9...21 %	$T_k = 373...423$	10—50	Вертикальный испаритель $L = 1250...3000$ мм, $w = 1...4$ м/с	Металлы	(4.47)
—	50—100	5—70	Вертикальная труба $d_{вн} = 65$ мм, $L = 2500$ мм (нисходящее пленочное кипение $w = 0...12$ м/с, $\Gamma v = (0,186...1,33) \times 10^{-3}$ м ³ /мс)	Стекло	(4.48)
СВ = 10...50 %	10—20	10—120	Вертикальный кольцевой $d_2, d_1 = 320/313$; 320/306; 320/300 мм, $L = 1500$ мм. Одно- и двусторонний обогрев	Сталь (в том числе нержавеющая)	(4.29)
Уфель: I и II рафинада и I кристаллизации, КР 50 %	20—32	8,3—30	Вертикальная труба $d_{вн} = 82,5...94$ мм	Сталь, латунь	(4.43) и (4.44)
I и II кристаллизации					(4.49)

* В скобках указана предельная концентрация раствора (массовая доля соли в воде, %).

$$\left. \begin{aligned} \text{Nu} &= 0,0075 (\text{Re}_G^2 k_f)^{0,4}, \quad x > 0,9; \\ \text{Nu} &= 0,0009 (\text{Re}_G^2 k_f)^{0,5}, \quad 0,45 \leq x \leq 0,9; \end{aligned} \right\} \quad (4.38)$$

$$\alpha_{\kappa} = 0,23x^{-0,7} q^{0,585}, \quad x < 0,2; \quad (4.39)$$

$$\alpha_{\kappa} = 0,015 G^{0,6} q^{0,2} [x/(1-x)], \quad x > 0,2; \quad (4.40)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Nu}_{\kappa}/\text{Nu}_{\sigma, \kappa} &= 2,9 \text{Bo}^{0,1}, \quad \text{Bo} \leq 0,0081; \\ \text{Nu}_{\kappa}/\text{Nu}_{\sigma, \kappa} &= 47,3 \text{Bo}^{0,68}, \quad \text{Bo} > 0,0081; \\ \text{Nu}_{\sigma, \kappa} &= 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} (T_{\text{CT}}/T)^{-0,56 + (1,59D/z)}; \end{aligned} \right\} \quad (4.41)$$

$$\left. \begin{aligned} E_s &= 0,28 K_T^{-0,5} K_{\tau}^{0,75}, \quad \text{Kц} \geq 20 \%; \\ E_s &= 0,28 K_T^{-0,3} K_{\tau}^{0,75}, \quad \text{Kц} < 20 \%; \end{aligned} \right\} \quad (4.42)$$

$$\text{Nu} = 2,25 \cdot 10^{-4} \text{Pe}_H^{0,6} \text{Ga}^{0,05} K_p^{0,84}; \quad (4.43)$$

$$\text{Nu} = 21 K_T^{0,6} \text{Pr}^{-0,1}; \quad (4.44)$$

$$\text{Nu} = 3,25 \cdot 10^{-4} \text{Pe}_H^{0,6} \text{Ga}^{0,125} K_p^{0,7}; \quad (4.45)$$

$$\text{Nu} = 54 K_T^{0,6} \text{Pr}^{-0,3}; \quad (4.46)$$

$$\text{Nu} = 0,0248 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} \text{ (линейный размер — } d_{\text{вн}}); \quad (4.47)$$

$$\text{Nu} = \text{Re}_{\kappa}^{-0,12} \text{Re}_{\text{пл}}^{0,3} \text{Pr}^{0,45} K_p^{0,7}; \quad (4.48)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Nu}_{\kappa}/\text{Nu}_{\sigma, \kappa} &= 7,1 (K_{\omega} \text{Pr}^{0,1})^{0,5}; \\ \text{Nu}_{\sigma, \kappa} &= 0,17 \text{Re}^{0,33} \text{Pr}^{0,43} \text{Gr}^{0,1} (\text{Pr}_{\text{жк}}/\text{Pr}_{\text{CT}})^{0,25}. \end{aligned} \right\} \quad (4.49)$$

В формулах (4.27) — (4.49) Nu_{κ} и $\text{Nu}_{\sigma, \kappa}$ — числа Нуссельта при кипении и без кипения; $K_{\omega} = q/(r\rho''\omega_0)$ — форма числа Кутателадзе; q — плотность теплового потока; r — скрытая теплота парообразования; ρ' и ρ'' — плотность жидкости и пара; ω_0 — приведенная скорость; $K_C = r/(c_p T_H)$ — число подобия; c_p — изобарная теплоемкость; T_H — температура насыщения; $\alpha_{\text{оп}}$ и $\alpha_{\text{под}}$ — коэффициент теплоотдачи в окисленных трубах при опускном и подъемном движении жидкостей; $N = [\omega - q/(r\rho'')]/(q/r\rho'')$ — относительная скорость испарения; $\text{Nu}^* = \alpha D_0/\lambda$ — пузырьковое число Нуссельта; $D_0 = \sqrt[3]{49m(\lambda\Delta T/r\rho'')^2/g}$ — аналог отрывного диаметра парового пузырька; m — присоединенная масса пара; λ — коэффициент теплопроводности; $\text{Re}_H^* = qD_0/(r\rho''a)$ — пузырьковое число Пекле при испарении; a — коэффициент температуропроводности; $K_p^* = pD_0/\sigma$ — пузырьковое число давления; p — давление насыщения; σ — коэффициент поверхностного натяжения; $\text{Pr} = \nu/a$ — число Прандтля; ν — коэффициент кинематической вязкости; L и $d_{\text{эк}}$ — длина и эквивалентный диаметр трубы; $\text{St} = \alpha/c_p\rho'\omega_{\text{см}}$ — число Стантона; $\omega_{\text{см}}$ — скорость пароводяной смеси; $K'_p = p\sqrt{\sigma/(g\rho'')}/\sigma$ — число давления; $K'_w = q/(r \times \rho'\omega_{\text{см}})$ — форма числа Кутателадзе; $\text{Re}_H = q\sqrt{\sigma/(g\rho'')}/r\rho'a$ — число Пекле при испарении; α_{κ} , $\alpha_{\sigma, \kappa}$, $\alpha_{\text{расч}}$, α_0 , $\alpha_{\sigma, 0}$, $\alpha_{\text{ок}}$ и $\alpha_{\text{ч}}$ — коэффициенты теплоотдачи соответственно при кипении, без кипения, расчетный, к однофазному потоку, в большом объеме, окисленных и чистых труб; $\text{Nu}_H = \alpha d/\lambda''$ — паровое число Нуссельта; d — диаметр трубы; λ'' — коэффициент теплопроводности пара; Re_H — паровое число Рейнольдса; x — истинное массовое паросодержание; β — объемное расходное паросодержание; M_B и M_X — молекулярные массы воды и гомологов бензола или амина; $\text{Re}_f = \omega\rho(1-x)d_{\text{вн}}/\mu$ — форма числа Рейнольдса; μ — коэффициент динамической вязкости; $\text{Fr}_f = (\omega\rho)^2(1-x)^2/(\rho^2gd_{\text{вн}})$ — форма числа Фруда; $\text{Nu}_f = (\alpha d_{\text{вн}}/\lambda) \{1 - [(1-x)/(x\varepsilon \times$

$\times \rho' / \rho'' \}^{0,5}$ — форма числа Нуссельта; $\varepsilon = 0,27 (1 - x) (Re_f Fr_f)^{-1/6} / (\chi \mu / \mu'')$ — характеристика двухфазного потока; G — массовый расход; $f(p) = (\rho'')^{0,27} \times \lambda Pr^{0,43} / \rho^{1,07} \nu^{0,8} r^{0,84} c_p^{0,2} T_n$ — функция давления; $Re_G = G / (900 \rho d_{\text{вн}} \mu)$ — фор-

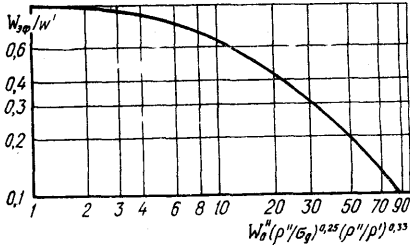


Рис. 24. График определения $W_{эф}$ для пароводяного потока при $p = 4900 \dots 14700$ кПа

Рис. 25. Зависимость $\alpha_{ок}$ от удельного теплового потока и давления при кипении воды на поверхности окисленных труб и $p \cdot 10^{-3}$, кПа: 1 — 0,98; 2 — 1,96; 3 — 3,92; 4 — 5,88; 5 — 7,84; 6 — 9,8; 7 — 11,76; 8 — 14,65; 9 — 17,6; 10 — 19,6

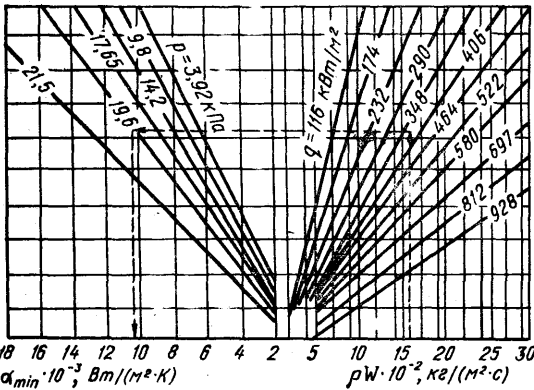
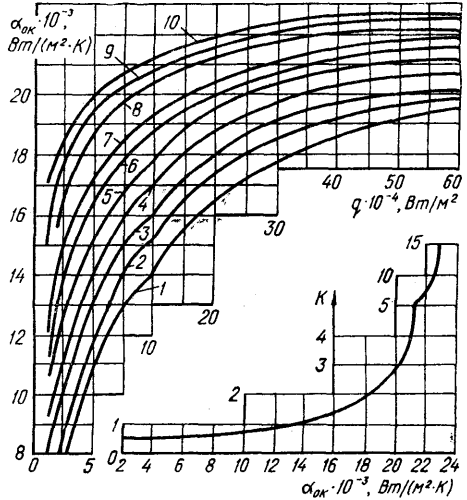
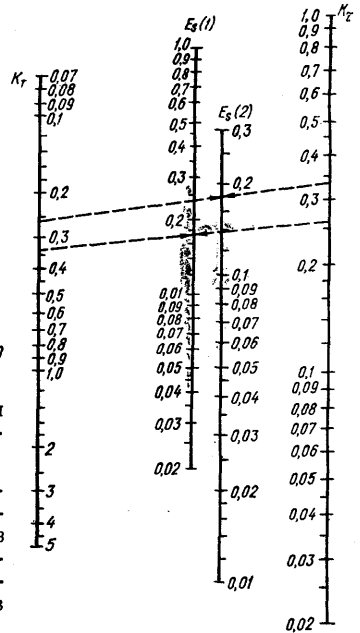


Рис. 26. Номограмма определения α от стенки к пароводяному потоку в области ухудшенного теплообмена

Рис. 27. Номограмма определения α при кипении водных растворов солей различных концентраций: шкала E_s (1) — для растворов электролитов с концентрацией более 20 %; шкала E_s (2) — для растворов электролитов с концентрацией до 20 % и растворов неэлектролитов любой концентрации



ма числа Рейнольдса; $k_f = \Delta i / L$ — линейное распределение энтальпии; i — энтальпия; $Bo = q \lambda D^2 (1 - x) / (G \theta \chi)$ — форма числа Больцмана; $G \Gamma$ — число Грасгофа; θ — степень термической неравномерности; $E_s = \alpha \Delta T_d / q$ — эбулю-

скопическое число; ΔT_d — температурная депрессия; $K_\tau = \tau/\tau^*$ — температурный фактор; $\tau = \Delta T_d/T_K$, $\tau^* = \Delta T_d^*/T_K^*$, T_K и ΔT_d — температура кипения и температурная депрессия растворов в насыщенном состоянии; $Re_k = q\delta_{пл}/(r\rho^*v)$ — форма числа Рейнольдса; $\delta_{пл}$ — толщина пленки; $Re_{пл} = 4\Gamma_V/v$ — пленочный аналог числа Рейнольдса; Γ_V — плотность орошения; K_C — концентрация растворов; СВ — содержание сухих веществ в растворах; КР — содержание кристаллической фазы в суспензиях.

При расчете коэффициентов теплоотдачи по формуле (4.31) значения $W_{эф}$ выбираются по графику рис. 24.

Для окисленных труб $\alpha_{ок}$ рассчитывается по уравнению (4.33) или определяется по графику рис. 25. Для области ухудшенного теплообмена число Nu и соответствующий ему коэффициент теплоотдачи вычисляются аналитически по уравнению (4.34) или определяются по аппроксимационной номограмме рис. 26.

Для растворов электролитов и неэлектролитов различных концентраций используется графоаналитический метод определения α : либо по формулам (4.19), (4.29), (4.42)—(4.49), либо по номограмме рис. 27.

4.2.4. Стенные условия кипения

Интенсификация теплообмена при пузырьковом кипении, основанная на организации кипения в стенных условиях, наиболее перспективна, так как обеспечивает высокую интенсивность теплоотдачи. При кипении криогенных жидкостей (водород, азот и кислород) на поверхности с капиллярно-пористым покрытием при $p = 19,6 \dots 98$ кПа и $q = 1 \dots 50$ кВт/м² интенсивность теплообмена определяется по формуле [100]

$$Nu = 0,035 \left\{ \left[\frac{ReBoL^3}{Ga} \left(1 + K_m K_C \frac{Gr^{0,1} Ga^{0,5} Pr^{0,1}}{Re^{0,5}} \right)^3 \right]^{0,5} \frac{ch(2K_1 \sqrt{Bi})}{ch(K_1 \sqrt{Bi})} - A \right\}^{-1}, \quad (4.50)$$

где $Nu = \alpha d_p / \lambda'$; $Re = qh/r\rho^*v'$; $Bo = d_p^2 g \rho / \sigma$; $L = d_p / h\varepsilon$; $Ga = g d_p^3 / (v')^2$; $K_m = 0,788/L^{0,4}$; $Gr = g b' q d_p^4 / \lambda' v^2 (\rho^*)^2$; $Pr = v'/a'$; $K_1 = h/d_p$; $Bi = \alpha d_p / \lambda_{ст}$; $A = 4\sigma T_H \lambda' / r\rho^* d_p^2 q$; $d_p = 5,385 d_{ж} (1 - \varepsilon)^{0,5} / \varepsilon^{0,5}$; d_p , $d_{ж}$ — диаметры паровой и жидкостной поры; α — коэффициент конвективной теплоотдачи.

Формула (4.50) справедлива при кипении на трубах, покрытых пористым материалом, характеристики которого представлены в табл. 52.

52. Характеристика капиллярно-пористой поверхности

Параметр	Материал покрытия		
	АМЦ	МЗ	Сталь 12Х18Н9Т
Открытая пористость ε , %	19—32	41,3	24,8
Толщина покрытия $h \cdot 10^{-6}$, м	360—595	120	140
Эквивалентный диаметр поры $d_{эк} \cdot 10^{-6}$, м	41—53	36	42

В плоских вертикальных каналах высотой 400—800 мм при $q = 1 \dots 20$ кВт/м², $p = 156 \dots 680$ кПа, $d_{\text{эк}} = 2 \dots 8$ мм, $x_{\text{вх}} = 0 \dots 0,2$; $x_{\text{вых}} = 0,04 \dots 0,95$ и $w_0 = 0,002 \dots 0,7$ м/с, при кипении фреона-12 и -22

$$\text{Nu} = 3,0 (\text{Re}^*)^{0,3} \text{We}_{\text{н}}^{-0,33}, \quad \text{Re}_{\text{н}} = 0,025 \dots 0,25;$$

$$\text{Nu} = 4,2 (\text{Re}^*)^{0,3} \text{We}_{\text{н}}^{-0,33} \text{Re}_{\text{н}}^{0,2}, \quad \text{Re}_{\text{н}} = 0,25 \dots 2,5,$$

где $\text{Re}^* = w_0'' d_{\text{эк}} / \nu''$; $\text{We}_{\text{н}} = \sigma / \rho' g d_{\text{эк}}^2$; $\text{Re}_{\text{н}} = q d_{\text{эк}} / r \rho' \nu'$ [53, 82].

Теплообмен в вертикальном двухфазном термосифоне (при угле наклона к горизонту $\varphi = 90^\circ$) в режиме кипения фреонов-11, -113 и -142, а также ацетона и этанола при $q = 2 \dots 50$ кВт/м², $p = 80 \dots 1200$ кПа, $d_{\text{вн}} = 6 \dots 24$ мм, $l = 50 \dots 350$ мм описывается уравнением [114]

$$\text{Nu} = 0,0096 \text{Pr}_{\text{н}}^{0,7} \text{Pr}^{-1} K_{\text{п}}^{0,6}.$$

Интенсивность теплоотдачи при изменении ориентации теплоотдающего элемента определяется по уравнению

$$\bar{\alpha}_{\varphi} = \alpha 0,61 \exp(0,5 \sin^4 \varphi), \quad (4.51)$$

где φ — угол отклонения термосифона от горизонта. Уравнение (4.51) справедливо с доверительной вероятностью 0,9 в диапазоне $5^\circ \leq \varphi < 90^\circ$.

4.2.5. Кипение на трубном пучке

При кипении воды на поверхности труб с относительным шагом $s/d = 1,25 \dots 2,0$ коэффициент теплоотдачи в области $\text{Re}_*(m+1) \leq 10$

$$\text{Nu}_* = 0,13 \text{Pr}^{1/3} [\text{Re}_*(m+1)]^{0,54} (s/d)^{-0,45}, \quad (4.52)$$

в области $\text{Re}_*(m+1) > 10$
для медных труб

$$\text{Nu}_* = 0,459 \text{Pr}^{1/3} [\text{Re}_*(m+1)]^{0,41} (s/d)^{-0,45}, \quad (4.53)$$

для труб из нержавеющей стали

$$\text{Nu}_* = 0,648 \text{Pr}^{1/3} [\text{Re}_*(m+1)]^{0,33} (s/d)^{-0,45}, \quad (4.54)$$

где $\text{Nu}_* = \alpha l_* / \lambda$; $\text{Re}_* = q l_* / r \rho' \nu$, $l_* = c_{\text{пр}} \rho' \sigma T_{\text{н}} / (r \rho'')^2$; m — число труб, генерирующих пар на рассматриваемом уровне. (Формулы (4.52) — (4.54) получены при изменении теплового потока в диапазоне 10—120 кВт/м² и максимальном числе рядов труб диаметром 18; 25 мм — шести [115, 116]).

Коэффициент теплоотдачи при кипении фреонов на пучке труб определяется зависимостью [42, 44]

$$\alpha_{\text{п}} = \alpha_{\text{од}} \varepsilon_{\text{п}}. \quad (4.55)$$

Коэффициент теплоотдачи одиночной трубы

$$\alpha_{\text{од}} = 548 \rho_{\text{кр}}^{0,25} T_{\text{кр}}^{-7/8} M^{-1/8} q^{3/4} (R_z / R_{z_0})^{0,2} (0,14 + 2,2 \rho / \rho_{\text{кр}}), \quad (4.56)$$

где M — молекулярная масса, R_z — фактическая шероховатость, $R_{z_0} = 1$ мкм. Это уравнение справедливо в пределах $0,003 \leq [0,14 + 2,2 (\rho / \rho_{\text{кр}})] \leq 0,75$.

Поправочный коэффициент

$$\varepsilon_{\text{п}} = (5180 / T_{\text{н}} - 15,2) q^{-0,13}. \quad (4.57)$$

Коэффициент $\varepsilon_{\text{п}}$ для фреонов определяется по графику рис. 28. Представленная зависимость получена для обычных промышленных труб. При

$T_n < 253$ К рекомендуется значение ϵ_n принимать таким же, как и при $T_n = 253$ К.

При кипении фреонов в смеси с маслом формулу (4.55) следует дополнить множителем ϵ_m . На рис. 29 приведена зависимость для определения ϵ_m при кипении фреона-22 с маслом ХФ-22С на одиночной трубе.

В случае омывания верхних рядов труб перегретым паром значение α_n может быть определено умножением коэффициента теплоотдачи, рассчитанного без учета пароперегревательных поверхностей, на поправочный множитель $\epsilon_{пер}$, который зависит от степени перегрева $\Delta T_{пер}$ и определяется по формуле

$$\epsilon_{пер} = 1 - 0,143 \Delta T_{пер}$$

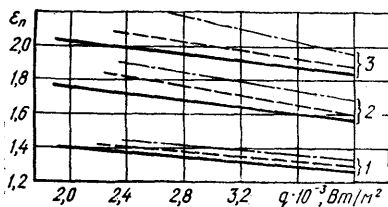


Рис. 28. Зависимость ϵ_n от q при температуре насыщения $T_n = 273$ (1); 263,3 (2); 253 (3) К и относительном шаге пучка труб $s/d = 1,45$ (—), $1,3$ (---), $1,15$ (-.-.-.-)

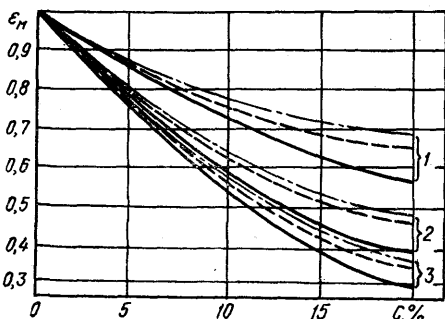


Рис. 29. Зависимость ϵ_m от концентрации масла в смеси с фреоном-22 при удельном тепловом потоке на одиночной трубе $q = 1,835$ (1), $5,0$ (2), $10,0$ (3) кВт/м^2 и температуре насыщения $T_n = 273$ (—), 253 (---), 243 (-.-.-.-) К

4.3. МОЛЕКУЛЯРНО-ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ МЕТОД

Молекулярно-термодинамический метод позволяет рассчитывать коэффициенты теплоотдачи при пузырьковом кипении различных жидкостей — от гелия до жидких металлов, при низких и околокритических давлениях, при кипении в большом объеме и в трубах, при естественной циркуляции потока (рабочие среды и режимные параметры приведены в табл. 53):

для криогенных жидкостей

$$Nu = 9M^{-0,25} Pr^{0,35} W^{0,7} H^{-m} T_{\tau}^7, \quad (4.58)$$

для жидкостей с высокой температурой кипения

$$Nu = 9M^{-0,1} Pr^{0,35} W^{0,7} H^{-m_1} T_{\tau}^{10}, \quad (4.59)$$

для жидких металлов

$$Nu = 0,8M^{0,25} Pr^{0,35} W^{0,7} T_{\tau}^8, \quad (4.60)$$

В уравнениях (4.58)—(4.60) $Nu = \alpha l / \lambda$, $l = [\sigma(\rho' - \rho'')]^{0,5}$; $M = \rho M_C / \rho_C$ — относительная молекулярная масса вещества; ρ_C и M_C — плотность и молекулярная масса углерода; $W = [q(L/d)^{0,65} l] / r \rho'' \nu$ — аналог числа Рейнольдса; L и d — длина и диаметр трубы; $H = h/L$ — кажущийся уровень жидкости при кипении в большом объеме $H = 1$; $L/d = 80$; $T = T_n / T_{кр}$ — число термодинамического подобия.

53. Характеристика рабочих сред и режимных параметров для молекулярно-термодинамического метода расчета

Среда	Давление, кПа	T_H , К	$T_H/T_{кр}$	Условия кипения
Криогенные жидкости				
Гелий	69—179	3,84—4,25	0,446—0,811	Большой объем, труба $L/d = 86$
Водород	98—833	20,27—31	0,61—0,94	Большой объем
Неон	98—980	27—37,5	0,61—0,84	» »
Азот	98—1540	77,3—111,2	0,61—0,88	Большой объем, труба $L/d = 560$
Жидкий воздух (50 % $N_2 + O_2$)	98	83,8	0,59	Труба $L/d = 560$, $H = 0,6$
Аргон	98—3224	87,3—141	0,58—0,94	Большой объем
Кислород	98—3156	90,2—143	0,53—0,93	Большой объем, труба $L/d = 106...560$, $H = 0,4...0,9$
Метан	98—3704	111,7—183,7	0,58—0,96	Большой объем
Высокотемпературные жидкости				
Вода	98—19 590	373—683	0,577—0,99	Большой объем, труба $L/d = 46...58$, $H = 0,25...1,0$
Фреон-12	169—564	256—293	0,668—0,752	Большой объем
Фреон-14	98	145	0,64	» »
Фреон-22	355—833	263—293	0,713—0,795	» »
Этиловый спирт	98—5841	351—513	0,68—0,995	» »
Бензол	97—3548	348—537	0,62—0,957	» »
Двуокись углерода	4390—6458	283—298,3	0,93—0,98	» »
Жидкие металлы				
Натрий	14,4—90,4	973—1133	0,385—0,448	Большой объем
Калий	98—200	1033—1095	0,486—0,515	Большой объем, труба $L/d = 60$
Цезий	0,59	613	0,322	Большой объем
Ртуть	98—440	629—718	0,431—0,432	» »

Значения m и m_1 определяются по эмпирическим формулам

$$m = [2900 (L/d)^{-1,65}]^{1-k} 10^{-k},$$

$$m_1 = [1300 (L/d)^{-1,65}]^{1-k} 10^{-1,35k},$$

где $k = q/0,1q_{кр1}$.

Формулы (4.58)—(4.60) с точностью $\pm 20\%$ справедливы при кипении жидкостей, указанных в табл. 53 в следующем диапазоне изменения параметров: $W = 0,15...10^6$, $M = 2...200$, $H = 0,25...1,0$; $T_{\tau} = 0,32...0,99$; $Pg = 2,41 \cdot 10^{-3}...7,9$; $L/d = 1...560$, $d = 1...40$ мм, при скорости циркуляции до 1 м/с [25, 26].

4.4. ОСОБЫЕ СЛУЧАИ КИПЕНИЯ

4.4.1. Неизотермические поверхности нагрева

Коэффициент теплоотдачи для случая кипения чистых фреонов-12-22, и -502 при температуре 243—303 К и удельном тепловом потоке $q = 0,5 \dots 40 \text{ кВт/м}^2$ на ребристых трубах диаметром (по основанию ребер) $d = 14 \dots 17 \text{ мм}$ с высотой ребра $h = 1 \dots 3,5 \text{ мм}$ и шагом ребер $s = 0,3 \dots 1,5 \text{ мм}$ определяется по формуле

$$\alpha = 1600 (\rho_{\text{кр}}^{0,4} / T_{\text{кр}}^{0,8} M^{0,2}) (p/p_{\text{кр}})^{0,33} (h/s)^{0,2} q^{0,6}, \quad (4.61)$$

которая с точностью $\pm 11\%$ справедлива в области $0,02 < p/p_{\text{кр}} < 0,25$; $1,0 < h/s < 6,0$.

Среднее значение коэффициента теплоотдачи для 6-рядного (эталонного) пучка ребристых труб [49]

$$\alpha_{\text{ср}} = \alpha \varepsilon_{\text{п}}, \quad (4.62)$$

где α определяется по формуле (4.61), а $\varepsilon_{\text{п}}$ — по формуле (4.57) и рис. 28.

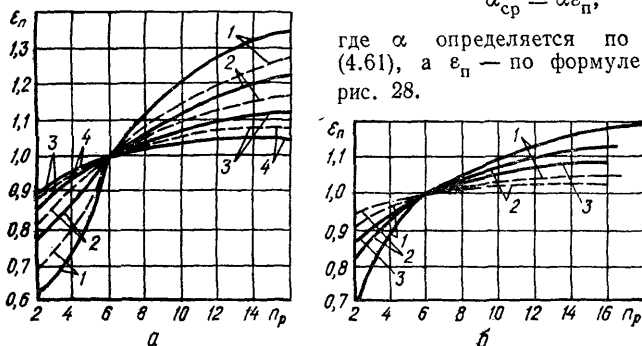


Рис. 30. Значения коэффициента $\varepsilon_{\text{п}}$ при кипении фреона-12 (а) и 22 (б) на пучке оребренных труб в зависимости от числа рядов в пучке $n_{\text{р}}$ при $q_{\text{ор}} = 0,5$ (1), 1,0 (2), 1,98 (3), 3,03 (4) кВт/м² и $T_{\text{н}} = 253$ (—), 283 (---) К

В частном случае при кипении на 6-рядном пучке

$$\text{фреона-12 } \alpha_{\text{ср}} = 58,19 q_{\text{ор}}^{0,5} \rho^{0,25};$$

$$\text{фреона-22 } \alpha_{\text{ср}} = 102,5 q_{\text{ор}}^{0,5} \rho^{0,25},$$

где $q_{\text{ор}}$ — удельный тепловой поток, отнесенный к единице всей наружной поверхности труб с учетом оребрения, Вт/м². Коэффициент $\alpha_{\text{ср}}$ для других пучков определяется по формуле (4.62), а $\varepsilon_{\text{п}}$ — по графикам рис. 30.

4.4.2. Перемешивание и вдув пара (газа)

Коэффициенты теплоотдачи при кипении с перемешиванием для яблочного и томатного соков, томата-пюре, томата-пасты и фруктовой смеси плодов с сахарным сиропом (клубничное варенье) с достоверностью $\pm 25\%$ определяются по формуле

$$\text{Nu} = 2,4 \cdot 10^{-5} H^{0,45} \text{Re}_{\text{д}}^{0,2} K_{\rho}^{0,76} \text{Pe}_{\text{н}}^{0,7}, \quad (4.63)$$

де $\text{Nu} = \alpha l / \lambda$; $H = \rho / \rho h$; h — высота слоя; $\text{Re}_{\text{д}} = \omega R^2 / \nu$; ω и R — угловая скорость и радиус мешалки; $K_{\rho} = \rho l / \sigma$; $\text{Pe}_{\text{н}} = q l / r \rho a$. Формула (4.63) справедлива при концентрации яблочного сока 20—60 % СВ, томата-пюре и томата-пасты 8—30 % СВ, смеси плодов с сахарным сиропом по рецептуре клуб-

ничного варенья 20—60 % СВ, при высоте уровня h массы над поверхностью нагрева 20—200 мм, при $q = 2...125$ кВт/м², давлении $p = 470...900$ кПа, частоте вращения $n = 0,067...0,27$ с⁻¹ [72]. Диапазон применимости формулы (4.63): $H = 19 ... 443$, $Re_{\text{ц}} = 0,39 ... 3019$, $K_p = 1696...4546$, $Re_{\text{н}} = 26...4025$.

При уваривании высоковязких сахарных растворов и утфелей с перемешиванием (частота вращения $n = 0,17...1,42$ с⁻¹) коэффициент теплоотдачи определяется по формуле

$$\alpha_{\text{пер}} = \alpha_{\text{б. пер}} [(Re_{\text{н}} + 0,025Re_{\text{ц}})/Re_{\text{н}}], \quad (4.64)$$

где $\alpha_{\text{б. пер}}$ — коэффициент теплоотдачи без перемешивания, определяется по формулам (4.4); (4.5); (4.43) и (4.44); $Re_{\text{н}} = ql/rp^a v$; $Re_{\text{ц}} = nd^2/v$, d — диаметр мешалки.

Формула (4.64) справедлива при $q = 1,7...81$ кВт/м², $Pr = 50...10^5$, $K_p = 0...53$ %, $Дб = 65...100$ ед, $p = 17,5...50$ кПа (здесь K_p — содержание кристаллов в растворе, $Дб$ — доброкачественность межкристалльного раствора) [96].

Интенсивность теплоотдачи в случае выпаривания воды в трубчатых аппаратах при давлении 5—9 кПа и кажущемся уровне столба парожидкостной смеси $H = 0,2...0,6$ м

при вдувании газа

$$Nu = 0,075 K_p^{0,7} (Pr/Eu)^{0,278} [(g_r/G_n) + 1]^{0,7};$$

при вдувании пара

$$Nu = 0,075 K_p^{0,7} (Pr/Eu)^{0,278} [(g_n/G_n) - 1]^{0,145},$$

где $Nu = \alpha l/\lambda$; $K_p = pl/\sigma$; $Pr/Eu = (qr')^2 v c_p / (r \rho^a)^2$; g_r, g_n — количество вдуваемого газа, пара; G_n — производительность по испаренной влаге [51].

4.4.3. Струйное орошение поверхности

При натекании круглой струи на теплоотдающую поверхность коэффициенты теплоотдачи с достоверностью ± 10 % определяются по формуле

$$Nu = 0,268 \cdot 10^{-4} (v/v_{20})^{-0,43} Re_{\text{н}}^{0,6} K_p^{0,7} Pr^{0,3} K_W^{-0,55},$$

где $Re_{\text{н}} = qd_{\text{тр}}/r\rho^a a$; $K_p = pd_{\text{отв}}/\sigma$; $K_W = q/r\rho^a W_{\text{ст}}$; $d_{\text{тр}}$ и $d_{\text{отв}}$ — диаметры теплоотдающей и оросительной труб; $W_{\text{ст}}$ — скорость струи, v_{20} — кинематическая вязкость при 20 °С.

Формула справедлива для воды и сахарных растворов при СВ ≤ 65 % в диапазоне изменения чисел подобия $9\,000 \leq Re_{\text{н}} \leq 72\,100$; $120\,000 \leq K_p \leq 178\,500$; $0,001 \leq K_W \leq 0,019$; $1,63 \leq Pr \leq 37,5$ и $0,29 \leq v/v_{20} \leq 4,3$ [125].

В случае натекания струи насыщенной криогенной жидкости на плоский элемент поверхности, температура которого выше, чем температура перегретой жидкости, возникает процесс пленочного кипения при струйном орошении. Для плоской и цилиндрических струй с толщиной или диаметром струи $d_{\text{ст}} = 1...10$ мм при скорости $W_{\text{ст}} = 1...10$ м/с коэффициент теплоотдачи определяется формулой

$$\alpha = C [\lambda^3 r \rho^a W_{\text{ст}}^2 / (\mu \Delta T d_{\text{ст}}^2)]^{0,25}. \quad (4.65)$$

Для цилиндрической струи числовой коэффициент $C = 0,6$, для плоской $C = 0,476$. Теплофизические параметры приняты для паровой фазы.

Если учитывать конвективный перенос, необходимо в формуле (4.65) λ и r заменить их эффективными величинами

$$\lambda_{\text{эф}} = 2\lambda (1 + 0,4K) / \{1 + 0,2K + [(1 + 0,2K)^2 + 0,33K]^{0,5}\},$$

$$r_{\text{эф}} = r (1 + 0,4K),$$

где $K = c_p \Delta T / r$ — число фазового перехода [83].

4.4.4. Дисперсный слой

Для кипения в дисперсном слое при теплофизических и режимных параметрах, приведенных в табл. 54, и исходя из классификации режимов движения компонентов и фаз, приведенных в табл. 55 [9,10], интенсивность теплоотдачи для соизмеримости капиллярных, вязкостных и инерционных сил в случае, если $q < q^*$, определяется по формуле

$$\alpha = A_1 \Psi f_1 [\lambda_{ж}^2 / (\nu_{ж} \sigma T_H)]^{1/3} q^{2/3}. \quad (4.66)$$

Для режимов, в которых капиллярные силы пренебрежимо малы, в случае, если $q > q^*$,

$$\alpha = A_2 \Psi f_2 [\lambda_{ж}^2 T_{кр} / (\nu_{ж} \sigma T_H)]^{0.5} q^{0.5}. \quad (4.67)$$

Граничное значение $q = q^*$, разделяющее названные режимы, определяется из равенства коэффициентов α , определяемых по формулам (4.66) и (4.67):

$$q^* = [\lambda_{ж}^2 T_{кр}^3 / (\nu_{ж} \sigma T_H)] [A_2 f_2 / (A_1 f_1 \Psi)]^6. \quad (4.68)$$

В формулах (4.66)–(4.68) $A_1 = 0,62$; $A_2 = 0,45$ для стенок толщиной 0,1–0,2 мм и $q = \text{const}$; $A_1 = A_2 = 1$, $\kappa = 0,3$ для стенок толщиной 1 мм и более и конвективного обогрева;

$$\Psi = 1 + 0,5 (\varepsilon_{ст}^{\kappa} - 1) [1 + \text{th}(3,5 \cdot 10^3 \bar{p} + 1,58)]; \quad (4.69)$$

$$\varphi = 0,79 + 0,24 \sin(2,82 \bar{d}_v - 1,55);$$

$f_1 = 0,34 - [1,54 / (10^4 \bar{p} + 5)]$; $f_2 = 0,015 - [0,098 / (10^4 \bar{p} + 8)]$; $\bar{p} = p / p_{кр}$; $\bar{d}_T = d_q / \sqrt{\sigma / g \rho'}$; d_v — средний диаметр частицы; $\varepsilon = \sqrt{\lambda_{ст}}$ — коэффициент теплоусвоения; $\varepsilon_{ст}^{\kappa} = \varepsilon_{ст} / \varepsilon_{ст, \text{х18Н10}}$

Формулы (4.66)–(4.69) справедливы для определения коэффициентов теплоотдачи при кипении в режимах каналообразования ($\tilde{H} \geq \tilde{H}_{пред}$) воды, водных растворов, этанола на поверхности нагрева, находящихся в дисперсном слое частиц $\bar{d}_T \leq 2$ при $\bar{p} = 1,6 (10^{-4} \dots 10^{-2})$ и $q = 10 \dots 100$ кВт/м².

При движении дисперсных потоков взвеси кристаллов сахара в межкристалльном растворе по наклонной плоской теплоотдающей поверхности [45] интенсивность теплоотдачи с достоверностью $\pm 12,5\%$ определяется по любой из формул:

$$Nu = 7,23 \cdot 10^{-3} Pe_n^{0,41} Ga^{0,05} K_p^{0,4} Re^{0,2}; \quad (4.70)$$

$$Nu = 1,74 \cdot 10^{-2} K_q^{0,4} Pr^{-0,1} Re^{0,2}; \quad (4.71)$$

$$Nu = 69,28 K_T^{0,43} Pr^{-0,3} Re^{0,1}, \quad (4.72)$$

где $Nu = \alpha l / \lambda_{эф}$; $l = (\sigma / g \rho_{эф})^{0,5}$; $Pe_n = ql / r \rho^* a_{эф}$; $Ga = ql^3 / \nu_{эф}^2$; $K_p = p l / \sigma$; $Re = W \delta / \nu_{эф}$, W — скорость потока, δ — толщина слоя; $K_q = qp / r \rho^*$; $Pr = \nu_{эф} / a_{эф}$; $K_T = q / r \rho^* D_0 f$; D_0 — отрывной диаметр парового пузырька; f — частота генерации паровой фазы.

Формулы (4.70)–(4.72) справедливы для определения коэффициентов теплоотдачи при слое толщиной 0,02–0,1 м, $p = 22 \dots 38$ кПа, массовом содержании кристаллов сахара $KP = 2 \dots 53\%$, доброкачественности утфеля $Дб_y = 85 \dots 99,6$ ед. и $q = 5 \dots 45$ кВт/м².

54. Теплофизические и режимные параметры для определения теплоотдачи в кипящем дисперсном слое

Обогрев	Теплоотдающая поверхность		R_d , мм	Жидкость	p , кПа	Частицы		Среднеквадратичное отклонение от d_p (S_{d_p}), мм	
	Форма	Материал				Материал	Форма		
Прямой электрический	Горизонтальная пластина 100×15 мм ²	Медь 0,1 мм	0,28	Вода	3,5—100	Стекло	Сфера	0,624 (0,027)	
		Сталь Х18Н10 0,1 мм	0,13	Этанол	10—100			1,33 (0,072)	
		Нихром 0,2 мм						2,28 (0,16); 3,42 (0,28)	
Конвективный	Горизонтальная труба $d_n = 10$ мм, $l = 620$ мм	Медь 1—1,5 мм	0,27	Вода	3,5—70	Алюмосиликат	Сфера	2,77 (0,93)	
		Сталь Х18Н10 1,0 мм	—	Этанол	10—100				
				Раствор NaCl (0—20%)	3,5—50	Мулит		5,61 (0,24); 9,24 (0,43)	
				Раствор $C_2H_2O_4$ (20%)		Корунд		Неправильная	0,1 0,05
				Дрожжевая суспензия		Кремнезем			0,002
	Горизонтальный 5-рядный трубный пучок, $F = 0,17$ м ²	Медь 1,0 мм	0,27	Вода	10—50	Алюмосиликат	Сфера	2,77 (0,93)	
			Раствор NaCl (0—20%)	20					
				Морская вода (11%)					

55. Классификация режимов движения компонентов и фаз дисперсной системы при кипении

Условия опыта*	\tilde{d}_T	Состояние слоя частиц	Характер движения пара	
			через слой	на поверхности
Одиночный греющий элемент				
$\tilde{H} < \tilde{H}_{\text{пред}}$	> 2	Неподвижное	Изолированные пузырьки	
	0,2—1,5	Неустойчивое тепловое псевдоожигение		
	$< 0,2$	Полное оттеснение		
$\tilde{H} > \tilde{H}_{\text{пред}}$	1—2	Неподвижное	$q < q^*$ Периодически возникающие паровые каналы	
	0,2—1	Частичное оттеснение от поверхности паровыми пузырьками		
	$< 0,2$	Полное оттеснение	$q > q^*$ Постоянно действующие паровые каналы	Непрерывный поток пара вдоль поверхности нагрева
Трубный пучок				
$\tilde{H} > \tilde{H}_{\text{пред}}$	$d_{T, \text{опт}} \approx 0,8 \dots 1,3$	$W < W_{н.о} = 0,3$ м/с: неподвижное состояние частиц, периодически возникающие паровые каналы		
		$W_{н.о} - W_{н.ц} = 1,4$ м/с: начало теплового псевдоожигения слоя частиц		
		$W > W_{н.ц}$: устойчивое циркуляционное псевдоожигение; по центру испарителя — подъемное движение, у стенок — опускное; пар барботирует через центральную зону отдельными пузырьками		

* $\tilde{H} = H/\sqrt{\sigma/g\rho}$; H — высота слоя частиц.

4.4.5. Тонкие пленки жидкости

При кипении аммиака на горизонтальной трубе в пленке интенсивность теплоотдачи можно определить по формуле

$$\alpha = [6,11 + 3,76 (3600\Gamma_V)^{800/q}] q^{(0,7+10^{-4}p)}, \quad (4.73)$$

где α , Вт/м²; Γ_V — объемная плотность орошения, м³/(м · с); q , Вт/м²; p , кПа.

В интервалах изменения параметров q от 2 до 15 кВт/м², Γ_V от $2,78 \times 10^{-5}$ до $2,22 \cdot 10^{-4}$ м³/(м · с), p от $3 \cdot 10^2$ до $20 \cdot 10^2$ кПа уравнение (4.73) позволяет рассчитывать коэффициент теплоотдачи с достоверностью $\pm 20\%$.

В этих интервалах коэффициент теплоотдачи можно определять по номограмме рис. 31 [142, 143].

Коэффициенты теплоотдачи для кипящих в пленке на горизонтальной трубе воды и фреонов-12, -22 и -113 определяются по уравнению

$$\alpha/\alpha_k = (4\alpha_k + \alpha_{б.о}) / (5\alpha_k - \alpha_{б.о}), \quad (4.74)$$

где α_k рассчитывается по формуле для конвективного теплообмена:

$$Nu = 0,25Re^{0,62}Pr^{0,38} (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25},$$

в которой $Nu = \alpha d/\lambda$; $Re = Wd/\nu$.

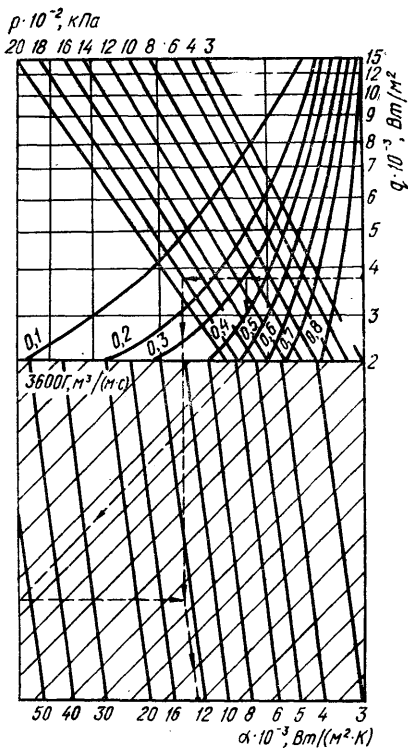
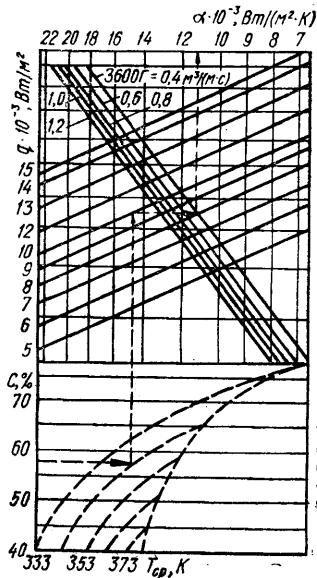


Рис. 31. Номограмма определения α от горизонтальной трубы к кипящему в пленке аммиаку

Рис. 32. Номограмма определения α от вертикальной трубы к кипящему в пленке водно-аммиачному раствору



Средняя расходная скорость пленки в момент отрыва от трубы

$$\begin{aligned} \text{при } Re_{пл} < 220 & \quad W = 0,52 (gv)^{1/3} Re_{пл}^{2/3}, \\ \text{при } Re_{пл} \geq 220 & \quad W = 1,55 (gv)^{1/3} Re_{пл}^{0,463}. \end{aligned}$$

Формула (4.74) справедлива для труб $d_n = 16 \dots 41$ мм, $s/d_n = 1,25 \dots 3$ при $Re_{пл} = \Gamma/\nu\rho' = 50 \dots 3000$, $\Gamma = G/L$ [108].

При кипении водно-аммиачного раствора в пленке внутри вертикальной трубы интенсивность теплоотдачи определяется по формуле

$$Nu = 0,66 \cdot 10^{-5} Re_n^{0,5} K_F^{0,2} K_p^{0,33}, \quad (4.75)$$

где $Re_n = q\delta/\tau\rho''\nu$; $K_F = \Gamma_V/a$; $K_p = \rho\delta/\sigma$; $\delta = 0,15 (\nu^2/g)^{0,33} Re_{пл}^{0,33}$, м; $Re_{пл} = \Gamma_V/\nu$.

Формула (4.75) справедлива при $q = 5...15$ кВт/м², $\Gamma_V = (1,11...3,33) \times 10^{-4}$ и концентрации аммиака с массовой долей 40—80 %. Значения теплофизических параметров принимаются по средней температуре кипения.

Коэффициенты теплоотдачи можно определить по номограмме рис. 32, выполненной по формуле (4.75) с достоверностью ± 25 % [141].

При стекании морской воды в пленке по поверхности горизонтальных труб $d_H = 16...32$ мм при $p = 30...160$ кПа, концентрации солей с объемной долей более 35 % и $\Gamma_V = 200...3000$ кг/(м · ч)

$$\alpha = 208q^{0,65}c^{-0,3}d_H^{-0,2},$$

где q , кВт/м² [117].

При кипении жидкого кислорода в пленке, стекающей внутри латунной трубы $d_B = 8...10$ мм, длиной 540—3 000 мм, в случае если $G = 2...98$ кг/ч, $q = 116...11\ 000$ Вт/м² ($\Delta T = 0,2...2,5$ К), коэффициент теплоотдачи Вт/(м² · К) определяется по любой из формул [24]:

$$\alpha = 475,6 q^{0,25},$$

$$\alpha = 3400 \Delta T^{0,33}.$$

В дисперсном парожидкостном потоке пленки азота, водорода и аргона в широком диапазоне условий однозначности: для азота — подъемное и опускное движение в трубах $d_B = 10,4...23,6$ мм; $L/d_B = 30...160$; для водорода — подъемное движение, $d_B = 10,4...23,6$ мм; $L/d_B = 160...200$; для аргона — подъемное движение, $d_B = 10,4$ мм; $L/d_B = 160$, интенсивность теплоотдачи определяется с достоверностью ± 12 % по формуле

$$Nu = Nu_0 (1 + A Bo^n) (T_{CT}/T_H)^m, \quad (4.76)$$

где $Nu_0 = 0,023 Re_{II}^{0,8} Pr_{II}^{0,4}$; $Re_{II} = W''d/v$; $Pr_{II} = \nu''/a''$; $Bo = q \pi d^2 (1 - x) \times \phi / G r \Theta_{CT} (1 - \rho''/\rho')$; x — истинное массовое паросодержание; ϕ — истинное объемное паросодержание; $\Theta_{CT} = \Delta i/r$ — энтальпийный напор; G — массовый расход обеих фаз. При $Bo < 0,0119$ $A = 1$, $n = 0,31$, $m = 0,55$; при $0,0119 < Bo < 0,025$ $A = f_1(Bo)$, $n = f_2(Bo)$, $m = 0$; при $Bo > 0,025$ $A = 40$, $n = 1$, $m = 0$.

Для расчетов на ЭВМ формулу (4.76) при $Bo > 0,0119$ можно представить в виде полинома

$$\lg [10^2 (Nu/Nu_0 - 1)] = \sum_{i=0}^3 a_i (\lg 10^2 Bo), \quad (4.77)$$

в котором $a_0 = 1,227\ 305\ 6$; $a_1 = 2,428\ 961\ 5$; $a_2 = -1,978\ 874\ 4$; $a_3 = 0,984\ 848\ 48$.

Формулы (4.76) и (4.77) справедливы при $x = 0,02...1,0$; $\phi = 0,3...1,0$; $\Theta = 1,2...9,0$; $\rho''/\rho' = 0,02...0,214$; $T_{CT}/T_H = 1,3...8,0$; $Bo = 0...0,065$; $Re_{II} = (0,5...50) 10^4$; $Pr_{II} = 0,68...1,6$ [152].

Теплообмен при кипении морской воды в тонкопленочном восходящем водовоздушном потоке рассчитывается по соотношению

$$Nu = 32 \cdot 10^{-3} Re_{II}^{0,2} Re_{II}^{0,1} Re_{II}^{0,3} Pr^{-1,05}, \quad (4.78)$$

$$\begin{aligned} \text{где } Nu &= (\alpha/\lambda_{II}) (\nu_{II}^2/g)^{1/3}; Re_{II} = (q/r \rho_{II} \Gamma_V) (\nu_{II}^2/g)^{1/3}; Re_{II} = \\ &= 4 \Gamma_V/\nu_{II}; Re_{II} = (W''/\nu'') (\nu_{II}^2/g)^{1/3}; Pr = \nu_{II}/a_{II}. \end{aligned}$$

Формула (4.78) справедлива для труб $l = 2\ 050$ мм, $d_H = 32$ мм при $q = 4...62$ кВт/м², $\Gamma_V = (8...60) 10^{-5}$ м³/(м · с), $p = 35...101$ кПа, скорости пара $W'' = 22...71$ м/с, начальной толщине пленки $\delta = 0,5...2,5$ мм и массовой доле концентрации морской воды $c = 3,1...10,8$ %,

Теплоотдача при кипении жидкости в пленке, орошаемой потоком капель, определяется зависимостью

$$Nu = 4930 Re^{-0,22} We^{0,32} Pr^{0,3},$$

где $Nu = \alpha \bar{R}_{0,3} / \lambda$; $Re = j(x) x / \mu$; $We = \bar{j}(x) j(x) \bar{R}_{0,3} / \rho' \sigma$; $\bar{j}(x)$ — среднее значение плотности потока жидкости на охлаждаемой поверхности от верхней кромок пластины до сечения с координатой x ; $j(x)$ — локальное значение плотности потока жидкости; $\bar{R}_{0,3}$ — средний объемный радиус капель.

Физические параметры жидкости берутся при температуре $0,5 (T_{ст} + T_{ж})$. При этом $T_{ст} = 293 \dots 1153$ К, температура воды перед форсункой $T_{ж} = 278 \dots 288$ К, $q = 20 \dots 470$ кВт/м², $j(x) = 0,05 \dots 2,2$ кг/(м² · с), $\bar{R}_{0,3} = 120 \dots 230$ мкм. Приведенная формула справедлива в следующем интервале чисел подобия: $Re = 27,2 \dots 12000$; $We = (1,46 \dots 76,5) 10^{-8}$; $5,3 > K > K_{кр}$, где $K_{кр} = 1,05 We^{-0,085}$ и соответствует максимуму теплоотдачи [150].

4.4.6. Сверхкритическое давление

Интенсивность теплоотдачи к подъемному и опускному потоку обессоленной воды, обогащенной кислородом растворенного в ней воздуха, с рН = 6...7, концентрацией солей жесткости до $3 \cdot 10^{-6}$ моль/л, $Cl' < 0,06$ мг/л, $O_2 = 6 \dots 10$ мг/л, сухим остатком 0,5—2,0 мг/л, электрической проводимостью $0,6 \cdot 10^{-6}$ Ом/см определяется с достоверностью ± 25 % по формуле

$$Nu = A Re_{п}^{0,8} Pr^{0,8}, \quad (4.79)$$

где $Nu = \alpha d_{вн} / \lambda$; $Re_{п} = W d_{вн} / \nu$ — число Рейнольдса потока; $Pr = \nu / a$.

Значение постоянной A формулы (4.79) зависит от времени работы труб: при $\tau < 10$ ч $A_{\tau} = 0,023$; при 10 ч $\leq \tau < 30$ ч $A = 0,016$, $\tau \geq 30$ ч $A = 0,012$.

Формула (4.79) справедлива для вертикальных труб из стали Х18Н9Т, диаметром 14×2 мм и 10×1 мм, длиной 3,8 и 2,6 м при давлении (254...304) 10^2 кПа, массовой скорости 1500—3 000 кг/(м² · с); $q = (0,7 \dots 1,75) 10^6$ Вт/м² при $T_{ж} = 523 \dots 713$ К [118].

Более широкий диапазон исследований теплоотдачи к потоку воды при сверхкритических давлениях позволил получить расчетную зависимость, по которой интенсивность теплообмена определяется с достоверностью ± 20 %:

$$Nu = 0,023 Re_{п}^{0,8} \bar{Pr}_{ст}^{0,4} \{1 - 3,056 Re_{п}^{-0,126} Pr_{п}^{-0,51} [(v_{ст} - v_{п}) / v_{п}]^{1,091} (v_{п} / v_{ст})^{1,352} (\lambda_{п} / \lambda_{ст})^{0,806} (\mu_{п} / \mu_{ст})^{-0,384}\}, \quad (4.80)$$

где $\bar{Pr}_{ст} = [(i_{ст} - i_{п}) / (t_{ст} - t_{п})] (\mu / \lambda)$; $v_{ст}$ и $v_{п}$ — удельные объемы воды у стенки и в основном потоке.

Формула (4.80) справедлива для труб $d_{вн} = 2,54 \dots 20$ мм при $p = (225 \dots 265) 10^2$ кПа, массовой скорости 370—5 000 кг/(м² · с), $Re_{п} = (9,5 \dots 450) 10^3$, $q = (0,2 \dots 6,5) 10^6$ Вт/м²; температуре стенки $T_{ст} = 523 \dots 773$ К [70].

4.4.7. Свободное растекание жидкости по поверхности

Характер зависимости времени испарения капли жидкости от температуры поверхности нагрева, на которой она находится, представлен на рис. 33. Первая критическая температура $T_{кр1}$ соответствует прекращению пузырькового кипения в растекающейся капле и формированию капли в сфероид (начало возникновения сфероидального состояния жидкости). При этом жидкость все еще смачивает теплоотдающую поверхность. Вторая критическая температура $T_{кр2}$ соответствует полному отделению сфероида (капли)

от поверхности нагрева (наступление чисто сфероидального состояния). Как видно из табл. 56, она имеет разные значения у различных жидкостей.

Интенсивность теплоотдачи при кипении капель жидкости, смачивающих поверхность,

$$Nu = 852 We_*^{0,52} K^{0,67}, \quad (4.81)$$

несмачивающих поверхность —

$$Nu = 0,44 We_*^{0,12} K^{0,45}, \quad (4.82)$$

где $Nu = \alpha \bar{R}_{0,3} / \lambda_{ж}$; $We_* = j^2(x) \bar{R}_{0,3} / \rho_{ж} \sigma$, $j(x)$ — локальное значение плотности потока жидкости, $\bar{R}_{0,3}$ — средний объемный радиус капель; $K = r/c_{рж} (T_{ст} - T_{ж})$.

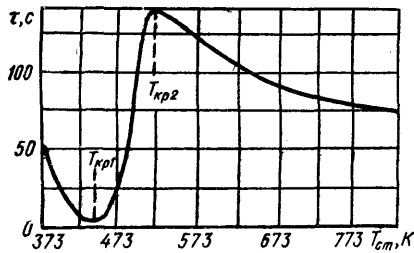


Рис. 33. Зависимость времени испарения капли воды ($V = 46,5 \text{ мм}^3$) от температуры поверхности нагрева

Области изменения чисел подобия в формуле (4.81): $K = 2,33 \dots 4,55$; $We_* = (0,8 \dots 36,3) 10^{-8}$, в формуле (4.82): $K = 0,61 \dots 1,26$; $We_* = (0,8 \dots 732) \cdot 10^{-8}$ [150]. Физические параметры берутся по температуре насыщения.

В испарителях с непосредственным контактом сред при использовании фурана, изопентана и циклопентана в качестве дисперсных сред, а дистиллированной воды в качестве сплошной среды интенсивность теплоотдачи определяется по уравнениям [135]:

$$Nu = 0,005 Pe' [(\rho_c - \rho_d) / \rho_c]^{1,42};$$

для изопентана

$$Nu = 0,304 (Pe')^{0,5} [(\rho_c - \rho_d) / \rho_c]^{1,78};$$

для циклопентана

$$Nu = 0,00045 Pe' [(\rho_c - \rho_d) / \rho_c]^{0,997},$$

где $Pe' = Pe / [1 + (\mu_d / \mu_c)]$ — модифицированное число Пекле; $Pe = Wd/a$; W — скорость движения капли; ρ_d , ρ_c — плотности соответственно дисперсной и сплошной сред.

56. Температура, К, отделения капли жидкости от поверхности нагрева на воздухе

Жидкость	T_n^*	$T_{кр2}$	Жидкость	T_n^*	$T_{кр2}$
Вода	373	523	Нитробензол	293	603
Метиловый спирт	338	453	Толуолин	471	588
Этиленгликоль	470	613	Четыреххлористый углерод	351	473
Пропиловый спирт	370	463	Хлороформ	334,5	418
Изоамиловый спирт	403	503	Этиловый спирт	351,4	443
Бензол	353,6	448			

* Температура насыщения, К, соответствует атмосферному давлению (98 кПа).

В случае, когда количество испарившейся жидкости (фуран, изопентан, циклопентан) в капле не превышает 10 %, рекомендуется формула

$$Nu = 0,0505 (Pe')^{0,417} (\rho_c/\rho_d)^{1,25}.$$

4.5. КИПЕНИЕ ЖИДКОСТЕЙ С МАЛЫМИ ЧИСЛАМИ ПРАНДТЛЯ

Интенсивность теплоотдачи при кипении жидких металлов зависит от теплового потока, давления насыщения и состояния теплоотдающей поверхности. Коэффициент теплоотдачи при кипении жидких металлов в зависимости от различных условий, приведенных в табл. 57, определяется по формулам [15, 68, 122, 145]:

$$\alpha = 1,397 q^{0,7} p^{0,25}; \quad (4.83)$$

$$\alpha = 3,68 q^{0,7} p_H^{0,15}; \quad (4.84)$$

$$\alpha = 31 q^{0,575}; \quad (4.85)$$

$$\alpha = 4,2 q^{2/3}; \quad (4.86)$$

$$\alpha = 3,72 q^{2/3} p_H^{0,1} \text{ (под парами Na)}; \quad (4.87)$$

$$\alpha = 265,7 q^{1/3} p_H^{0,1}; \quad (4.88)$$

$$\alpha = 1,2 [\lambda^2/(a \sigma T_H)]^{1/3} q^{2/3} (\rho_H/\rho_{кр})^{0,42}; \quad (4.89)$$

$$\alpha = 0,15 [\lambda^2/(a \sigma T_H)]^{1/3} q^{2/3} (\rho_H/\rho_{кр})^{0,12}; \quad (4.90)$$

$$\alpha = 1,578 q^{0,7} p_H^{0,15}; \quad (4.91)$$

$$\alpha = 0,0124 q^{0,885} p_H^{0,3}; \quad (4.92)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 0,53 (\lambda c \rho U/l)^{0,5}, \\ U &= 2,97 (\beta \Delta T l)^{0,5} + 0,131 M_0^{1/3} (\Delta p/\rho)^{0,5}; \end{aligned} \right\} \quad (4.93)$$

$$\alpha = 1,546 q^{2/3} p_H^{0,4}; \quad (4.94)$$

$$\alpha = 3,058 q^{2/3} p_H^{0,1}; \quad (4.95)$$

$$\alpha = 94,72 q^{0,2} p_H^{0,2}. \quad (4.96)$$

При кипении натрия, ртути с содержанием 0,01 % натрия и 0,01 % магния [84]

$$Nu_* = 0,125 (Re_* Pr)^{0,65}, \quad (4.97)$$

где $Nu_* = \alpha l_*/\lambda$; $Re_* = ql_*/\nu \rho^* v$; $l_* = c \rho \sigma T_H / (r \rho^*)^2$.

Формула (4.97) справедлива в области $Re_* > 10^{-2}$.

Ориентировочные расчеты с достоверностью $\pm 60\%$ при кипении калия в большом объеме ($p_H = 4 \dots 120$ кПа) и в трубе диаметром 2,2—8,3 мм; при кипении натрия в большом объеме ($p_H = 25 \dots 98$ кПа), в трубе ($p_H = 98$ кПа) и в щели шириной 2—4 мм; при кипении ртути как в большом объеме, так и в щели ($p_H = 7 \dots 304$ кПа) можно выполнять по формуле

$$Nu = 8,7 \cdot 10^{-4} (Pe K_p)^{0,7},$$

где $Nu = \alpha l/\lambda$; $Pe = qc \rho' l / \nu \rho'' \lambda$; $K_p = \rho l / \sigma$; $l = \sqrt{\sigma g^{-1} / (\rho' - \rho'')}$.

57. Теплоотдача при кипении жидких металлов

Теплоноситель	Теплоотдающая поверхность		Давление, кПа	q , кВт/м ²	Расчетная формула			
	Форма	Материал						
Натрий	Горизонтальная труба*	Нержавеющая сталь	0,98—80	116—1 740	(4.83)			
			16—124	16—145	(4.84)			
	Горизонтальная труба*	Молибден	7—55	93—2 560	(4.85)			
	Горизонтальная плоскость*	Нержавеющая сталь	9,8—98	116—3 500	(4.86)			
			29—147		(4.87)			
			0,5—73	93—2 000	(4.88)			
			$p_H/p_{кр} < 10^{-3}$		(4.89)			
			$p_H/p_{кр} = 10^{-3} \dots 2 \cdot 10^{-2}$		(4.90)			
	Калий	Горизонтальная плоскость*	Нержавеющая сталь	$p_H/p_{кр} < 10^{-3}$	93—2 000	(4.89)		
				$p_H/p_{кр} = 10^{-3} \dots 2 \cdot 10^{-2}$		(4.90)		
Вертикальная труба, естественная циркуляция, $W < 50$ м/с, $x = 0,6 \dots 55,3$ % (по массе)				Сталь X18H10T		49—305	72—1 200	(4.91)
						Горизонтальная и вертикальная трубы*		
Горизонтальная плоскость*				Сталь X18H10T, никель		0,29—200	58—350	(4.92)
						Сталь X18H9T, никель, армко		
	Цезий	Нержавеющая сталь	2—9,8	395—1 400	(4.94)			
9,8—314			(4.95)					
$p_H/p_{кр} < 10^{-3}$			(4.89)					
$p_H/p_{кр} = 10^{-3} \dots 2 \cdot 10^{-2}$			(4.90)					
Калиевонатриевый сплав (К 44 %)	Никель	0,26—102	63—425	(4.96)				

* Кипение в большом объеме.

4.6. КРИЗИС ТЕПЛООБМЕНА

4.6.1. Кризис кипения в большом объеме

Значение первой критической плотности, теплового потока $q_{кр1}$ зависит от физических свойств жидкости, режима ее движения (скорость, паросодержание), недогрева основной массы жидкости до температуры насыщения $\Delta T_{нд} = T_{н} - T_{ж}$, востояния и ориентации поверхности нагрева.

При кипении жидкостей на горизонтальных плитах и трубах скорость отвода пара от теплоотдающей поверхности в основном определяется силами гравитации. Значения $q_{кр1}$ для этих условий могут рассчитываться по формуле [79, 80, 93]

$$q_{кр1} = Kr \sqrt{\rho''} [\sigma g (\rho' - \rho'')]^{0,25}, \quad (4.98)$$

в которой K — число гидродинамической устойчивости.

При $K = 0,14$ формула (4.98) с достоверностью $\pm 35\%$ описывает кризис кипения широкого круга жидкостей.

Так как число K зависит от режимных и теплофизических свойств жидкости, его значение для воды, этанола, метанола, бензола, фреона-11, -12 и -113 при изменении давления $p_{н}$ от 6 до 1 000 кПа можно определить с достоверностью $\pm 25\%$ по формулам [6]:

при $K_p < 10^4$

$$K = 0,145 \text{ Ar}^{0,125} K_p^{-0,9};$$

при $K_p > 10^4$

$$K = 0,025 \text{ Ar}^{0,125},$$

где $\text{Ar} = g l^3 (\rho' - \rho'') / \nu^2 \rho''$; $K_p = pl/\sigma$, $l = \sqrt{\sigma g^{-1} / (\rho' - \rho'')}$.

При обогреве теплоотдающей поверхности электрическим током $q_{кр1}$ для различных жидкостей в разных условиях, приведенных в табл. 58, определяется по уравнениям [23, 31, 63, 73, 133, 139]:

$$q_{кр,нд1} = q'_{кр1} (1 + 8,19 \cdot 10^{-6} \Delta T_{нд}^{1,55} p_{н}^{-0,65}) \pm 20\%, \quad q'_{кр1} = 0,9 + 7,5 (10^{-3} p - 0,02); \quad (4.99)$$

$$q_{кр1} = 125 (190 - \varphi)^{0,5} r [\eta g \sigma (\rho' - \rho'') (\rho'')^2]^{0,25} \pm 10\%, \quad q_{кр1}, \text{ Вт/м}^2; C = 125; \quad (4.100)$$

$$q_{кр1} = r \sqrt{\rho''} [g \sigma (\rho' - \rho'')]^{0,25} (0,13 + 4 \text{ Ar}^{-0,4}) \pm 14\%; \quad (4.101)$$

$$q_{кр1} = 0,1 r \sqrt{\rho''} [g \sigma (\rho' - \rho'')]^{0,25}; \quad (4.102)$$

$$q_{кр1} = 0,15 r \sqrt{g \rho'' (1 + \rho''/\rho')} [\sigma (\rho' - \rho'')]^{0,25} \{1 - [2r / (c_p T_{н})] \sqrt{D/a} (c'' - c') / c''\}^{-1}, \quad (4.103)$$

где $q_{кр,нд1}$ — критический тепловой поток при недогреве жидкости; φ — угол наклона поверхности (между нормалью к поверхности и направлением эвакуации паровых пузырьков под действием гравитационных сил); $\eta = g_0 / 9,81$ — относительная перегрузка; D — коэффициент диффузии; c' , c'' — концентрации легколетучего компонента в жидкости и в паре.

Коэффициенты теплоотдачи, Вт/(м²·К), при $q_{кр1}$ на горизонтальных трубах в большом объеме

$$\alpha = 0,62 [(\lambda'')^2 (\rho' - \rho'') g r_* / \nu'' d_{н} (T_{ст} - T_{н})]^{0,25}, \quad (4.104)$$

где $r_* = r + 0,5 c''_p (T_{ст} - T_{н})$ — эффективная теплота парообразования с учетом перегрева пара в пленке. Физические свойства (за исключением ρ') относятся

58. Данные для расчета первой критической плотности теплового потока при кипении в большом объеме

Среда	Давление, кПа	Характеристика процесса	Теплоотдающая поверхность		Расчетная формула
			Форма	Материал	
Вода	19,6—4 900	Нагрев 0—240 К	Горизонтальная и вертикальная трубки $\varnothing 7$ мм	Нержавеющая сталь	(4.99)
Вода, гелий	—	$\varphi = \text{var}, \eta = 0,1 \dots 2 500$	Пластина $\varnothing 10-63$ мм	Платина, медь, латунь, олово, нержавеющая сталь	(4.100) — при $\varphi > 180^\circ$ в формулу подставлять вместо φ разность $360 - \varphi$
Этиловый спирт, метан, гептан, пропан, бензол, даутерм, моноэпропилдифенил, дифенил, вода	98—1 570	—	Горизонтальная полоса и трубка диаметром до 8 мм	Нихром и нержавеющая сталь	(4.101)
Фреон-11, -12; водород, неон, азот, кислород	—	$\varphi = 0, \eta = 0,1 \dots 2 500$	Пластина $\varnothing 10-63$ мм	Платина, медь, латунь, олово, нержавеющая сталь	(4.100)
Азот, кислород	40—1 100	—	Горизонтальная трубка $\varnothing 2,8-8$ мм	Мельхиор и нержавеющая сталь	(4.102)
Водный раствор этанола, метанола*	50—200	—	Горизонтальная полоса и трубка диаметром до 8 мм	Нихром и нержавеющая сталь	(4.103)

* Концентрация до 96 %.

к паровой фазе при $T_{ср} = 0,5 (T_{ст} + T_n)$. Уравнение (4.104) получено для $d_n = 4,8 \dots 11,9$ мм при кипении воды, этилового спирта, бензола, четыреххлористого углерода, азота, пентана.

При пленочном кипении на поверхности вертикальных труб и пластин коэффициент, Вт/(м²·К),

$$\alpha = 0,25 [(\lambda^n)^2 c_p^n (\rho' - \rho'')/v^n]^{1/3}. \quad (4.105)$$

Физические свойства пара для расчета по этой формуле следует выбирать по средней температуре пара. Формула проверена при кипении бензола, четыреххлористого углерода, метилового и этилового спирта, аргона, азота, этилового эфира при атмосферном давлении и этилового спирта при $p_n = 1000$ кПа.

Пленочное кипение прекращается, когда температурный напор $\Delta T_{кр2} = T_{ст} - T_n$ оказывается равным температурному напору, соответствующему предельному перегреву $\Delta T_{пр} = T_{пр} - T_n$, или несколько меньше его. Значения $T_{пр}$ и T_n для воды можно определить по данным рис. 34 и значения $T_{пр}$ для некоторых жидкостей по табл. 59.

Таким образом, $\Delta T_{кр2} = (0,8 \dots 1,0) \Delta T_{пр}$.

Критический тепловой поток

$$q_{кр2} = \alpha \Delta T_{кр2},$$

где α в режиме пленочного кипения определяется по формулам (4.104) и (4.105).

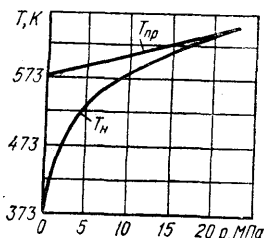


Рис. 34. Зависимость температуры предельного перегрева $T_{пр}$ воды от давления p

59. Предельные температуры, К, некоторых жидкостей

Жидкость	T_n	$T_{пр}$	Жидкость	T_n	$T_{пр}$
Пентан	309,1	420	Метилловый спирт	337,5	463
Гексан	341,7	455	Ацетон	329,1	454
Гептан	371,4	488	Диэтиловый эфир	307,5	417
Этиловый спирт	351,3	468	Бензол	353,1	499

* Температура насыщения, К, соответствует атмосферному давлению (98 кПа).

4.6.2. Кризис кипения в трубах

При кипении в трубах стенки перегреваются с ростом тепловой нагрузки как вследствие обычного перехода от пузырькового кипения к пленочному, так и вследствие высыхания жидкой пленки, смачивающей трубу. Высыхание смачивающей стенку пленки имеет место при большом паросодержании потока; при этом часть жидкости продолжает двигаться в виде капель в потоке пара. В области околкритических давлений кризис кипения вырождается, и труба постепенно разогревается с увеличением теплового потока.

На первую критическую плотность теплового потока влияют давление, скорость течения жидкости, паросодержание потока или его недогрев до температуры насыщения, форма и линейные размеры канала.

В случае движения недогретой жидкости в трубах со скоростью $w_0 = 0,3 \dots 11$ м/с при относительных недогревах $x_{нд} < 0$ и $p_n < 3$ кПа критическая плотность теплового потока

$$q_{кр1} = r \sqrt{\rho' \rho''} \left(\frac{\sigma g}{\rho'} \right)^{1/4} \left\{ \frac{0,7 Fr^{0,075} [1 + (1/m)]}{[1 + Fr^{0,3} (\rho/\mu^2)^{1/3}]^{3/4}} - \frac{x_{нд} Fr}{\gamma \rho^{1/2}} \right\}, \quad (4.106)$$

где $Fr = w_0^2 g \sqrt{\sigma \rho'}$; m — параметр, зависящий от геометрии канала: при $L/d < 200$ $m \gg 1$, при $L/d \geq 300$ $m \approx 2 \dots 3$; $\rho = \rho''/\rho' \ll 1$; $\mu = \mu''/\mu' \ll 1$; $\gamma = 0,35 w_0' c_p / \alpha_k$; α_k — конвективный коэффициент теплоотдачи в сечении канала, в котором нет пара. Формула (4.106) с достоверностью $\pm 5\%$ позволяет получить значения $q_{кр1}$ при недогреве и вынужденной конвекции этилового спирта, фреона, даутерма и воды.

60. Значения величин для расчета критической плотности в зависимости от давления

p , кПа	$p/p_{кр}$	$q_0 \cdot 10^{-6}$, Вт/м ²	$t \cdot 10^{-3}$, 1/К	w_0 , м/с
1 960	0,0862	2,9075	21,0	6,00
3 430	0,1566	3,2215	17,0	7,00
4 900	0,223	3,3727	17,0	6,95
6 860	0,313	3,3146	17,0	6,85
9 800	0,446	2,9308	16,5	6,30
14 700	0,666	1,9771	15,5	4,20
19 600	0,885	0,8257	15,0	1,50

В случае течения воды, недогретой до температуры насыщения более, чем на 20 К, критическая плотность теплового потока в трубах диаметром 2—3 мм при скорости 2—40 м/с $p = 1960 \dots 19\,600$ кПа определяется с достоверностью $\pm 40\%$ зависимостью [105]

$$q_{кр1} = q_0 (1 + t \Delta T_{нд}) (1 + w/w_0), \quad (4.107)$$

где q_0 — коэффициент, выраженный в единицах измерения теплового потока; t — коэффициент, 1/К; w_0 — коэффициент, выраженный в единицах измерения скорости.

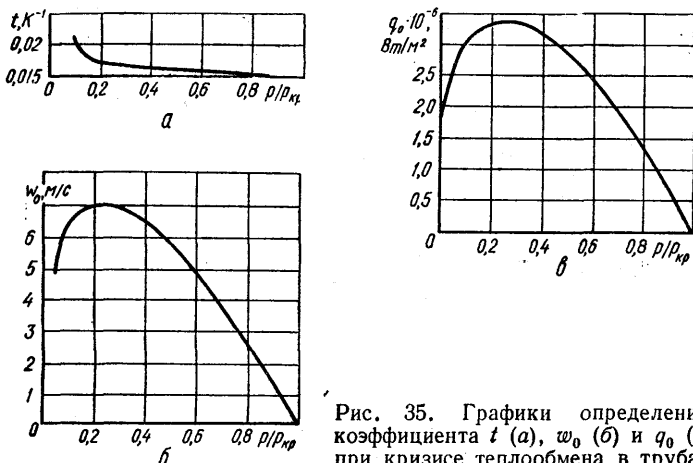


Рис. 35. Графики определения коэффициента t (а), w_0 (б) и q_0 (в) при кризисе теплообмена в трубах

Значения величин, входящих в формулу (4.107), можно определить по данным табл. 60 и по рис. 35.

При движении воды со скоростью 2,6—6,4 м/с с недогревом $\Delta T_{нд} = 2,3 \dots 50$ К, $p = 140 \dots 190$ кПа по шероховатым поверхностям с отношением шага к высоте шероховатости, находящимся в зоне максимальной интенсификации

фикации процесса $s/h = 12...14$ плотность критического потока описывается с достоверностью $\pm 20\%$ формулой [39]

$$q_{кр1} = 0,1r \sqrt{\rho''} [g\sigma (\rho' - \rho'')]^{0,25} + 0,013 \rho' c_p \omega \Delta T_{нд},$$

где ω — скорость потока воды.

В случае кипения воды в трубах длиной $L = 370...1570$ мм, диаметром 5—12 мм при давлении 2 900—196 000 кПа, массовой скорости $\rho\omega = 835...3400$ кг/(м²·с), массовом паросодержании 0...0,4 критическая плотность теплового потока с достоверностью $\pm 15\%$ определяется по формуле

$$q_{кр1} = r \sqrt{\rho''} [\sigma g (\rho' - \rho'') Fr \rho' / \rho'']^{0,25} \{10^{-2} [1,25 - 0,65 \omega'' / \omega_0 + 0,05 (\omega_0 / \omega) ^{2,5}]\},$$

где $Fr = \omega_0^2 [g\sigma / (\rho' - \rho'')]^{0,5}$; ω_0 — скорость циркуляции; ω'' — приведенная скорость паровой фазы.

Кризис теплоотдачи при кипении в трубах $d_{вн} = 4$ мм, длиной 60 мм смесей этилового спирта с водой, ацетона с водой, этилового спирта с бензолом и этиленгликоля с водой в диапазоне изменения режимных параметров и концентраций: $p = 330...1320$ кПа, $\omega = 2,5...10$ м/с, $\Delta T = 10...110$, $c = 0...100\%$ — наступает при

$$q_{кр1}^{см} = [q_{кр1}^{БК} (1 - N) + q_{кр1}^{НК} N] [1 + 1,5 \Delta N^{1,8} + 6,8 \Delta N (T_{н}^{см} - T_{н}^{НК}) / T_{н}^{НК}], \quad (4.108)$$

где $q_{кр1}^{БК}$ и $q_{кр1}^{НК}$ — критические тепловые потоки высококипящего и низкокипящего компонентов; N и ΔN — молярная концентрация и молярная избыточная концентрация низкокипящего компонента. Формула (4.108) обобщает опытные данные с достоверностью $\pm 20\%$. Для смесей с азеотропной точкой определяющей является температура насыщения низкокипящего компонента в этой точке [129].

При кипении моноизопропилдифенила, даутерма и этилового спирта в трубах из стали X18H9T с $d_{вн} = 10$ мм $q_{кр1}$ с достоверностью $\pm 30\%$ определяется по формуле [73]

$$q_{кр1} = 0,0145 r \sqrt{\rho''} [g\sigma (\rho' - \rho'') Fr (\rho' / \rho'')]^{0,25},$$

которая действительна при $600 < Fr \rho' / \rho'' < 4 \cdot 10^6$, $p = 200 \dots 20\,000$ кПа, $\omega_0 = 4 \dots 15$ м/с.

Кризис пузырькового кипения при движении гелия в каналах наступает при

$$(q_{кр1})_x = (q_{кр1})_{б.о} / \{1 + (q_{кр1})_{б.о} C_1 [(\rho_3'' / \rho'')^{0,5} \times \times (r_3 / r) C_2 (x/d) - 0,04] (L/d) 10^{-4}\},$$

где $(q_{кр1})_x$ и $(q_{кр1})_{б.о}$ — критические тепловые потоки в сечении x и в большом объеме; ρ_3'' и r_3 — экстремальные плотность пара и теплота парообразования; x — расстояние от входа в канал до рассматриваемого сечения; L — длина канала; d — эквивалентный диаметр.

Для всех жидкостей ρ_3'' и r_3 соответствуют плотности и теплоте парообразования при $p \approx 0,35 p_{кр}$. Для гелия $0,35 p_{кр} \approx 100$ кПа ($T_3 \approx 0,8$ $T_{кр} = 4,1$ К), при этом $q_{кр1}$ приобретает максимальное значение, $(q_{кр1})_{б.о}$ определяется по формуле (4.100), в которой $\eta = 1$, а вместо коэффициента $C = 125$ при $\phi = 90^\circ$ вводится коэффициент $C = 0,0095$ (для чистой вертикальной поверхности) или $C = 0,014$ (для вертикальной поверхности, покрытой вазелином).

Для кипящего гелия при $L/d = 4,7...130$, $p = 8,5...200$ кПа, $T_H = 2,4 ... 5$ К на чистых вертикальных каналах $C_1 = 1$ м²/Вт, $C_2 = 0,0063$ м²/Вт; для вертикальных каналов с вазелиновым покрытием $C_1 = 0,3$ м²/Вт, $C_2 = 0,047$ м²/Вт [22].

Кризис кипения калия в трубах при равномерном теплоподводе в интервале параметров $p = 15...410$ кПа, $\rho w = 20...325$ кг/(м²·с), $x = 0,5...1,0$ и $x_{нд} = 0...(-0,2)$, $L/d = 30...50$, массовой доле кислорода в калии 0,045 % определяется по формуле [3]

$$q_{кр1} = 0,38 \cdot 10^6 (\rho w)^{0,8} (1 - 2x_{нд}) / (L/d_{вн})^{0,8},$$

где $x_{нд}$ — степень недогрева; L — длина трубы; $d_{вн}$ — внутренний диаметр трубы (4 — 8 мм).

При кипении в капиллярах $d_{вн} = 0,5 ... 2$ мм в условиях вынужденного движения недогретой жидкости в диапазоне параметров $p_H = 100 ... 1100$ кПа, $L/d_{вн} = 40 ... 80$, $w_0 = 10 ... 50$ м/с

$$q_{кр1} = [r w_0 \sqrt{\rho' \rho''} + 1,6 \rho' \Delta i_{вх} w_0 (Pr_{ж})^{-0,6}] \times \\ \times [(1,3 + 0,14 Fr^{-1})^{-1} + 6,4 (Pr_{ж})^{-0,6} L/d_{вн}]. \quad (4.109)$$

Формула (4.109) получена при движении жидкости в трубе из нержавеющей стали с обогреваемым участком длиной 30—100 мм [99], ее достоверность ≈ 50 %.

Коэффициенты теплоотдачи при пленочном кипении в прямых трубах можно определять в предположении, что стенка трубы отделена от ядра потока, содержащего влагу, слоем пара, движущегося со средней скоростью, равной скорости смеси. Для воды при $p = 4...20$ МПа

$$(\alpha_{пл})_x = \alpha_k [(\rho''/\rho') + x(1 - \rho''/\rho')]^{0,8} \{1 - 0,1 [(\rho' - \rho'')/\rho'']^{0,4} (1 - x)^{0,4}\},$$

где x — истинное массовое паросодержание; α_k — коэффициент теплоотдачи при конвективном теплообмене с однофазной жидкостью при том же массовом расходе.

4.6.3. Кризис кипения в каналах сложной формы

При кипении дистиллированной воды в плоскопараллельных вертикальных щелевых каналах шириной $b = 0,3...4$ мм и высотой H с равномерным распределением теплового потока по высоте $q_{кр1}$ определяется по формуле [42, 91]

$$q_{кр1} = 0,0013 r g^{0,7} (\rho')^{1,43} b^{1,86} / (\mu')^{0,43} H^{0,7},$$

в которой линейные размеры выражаются в мм.

Критическая плотность теплового потока для криволинейных каналов из стали Х18Н10Т, геометрические размеры которых приведены в табл. 61, определяется по формуле

$$q_{кр}^{пб} = q_0^{пб} K [1 - (1,5 - 4,7 d_{вн}/R) (5,5 - 2,3 \rho w / 1000) x], \quad (4.110)$$

где
$$q_0^{пб} = 2,7 \cdot 10^5 (\rho_{кр}/\rho)^{0,7} [(\rho w)^{0,4} / d_{вн}^{0,5}]. \quad (4.111)$$

Формула (4.111) справедлива при $p = 5880...16660$ кПа. Значение коэффициента K в формуле (4.110) можно определить по данным рис. 36.

Интенсивность теплоотдачи к пленке пара в криволинейных каналах [92]

$$Nu_{пл} = cz (Re'')^{0,8} Pr_{ст}^{0,8}, \quad (4.112)$$

61. Геометрические размеры криволинейных каналов

$d_{вн}, \text{ мм}$	$d_{ц}, \text{ мм}$	$D=2R$ гиба, мм	Угол поворота рабочей среды, φ, \dots°	$d_{вн}, \text{ мм}$	$d_{ц}, \text{ мм}$	$D=2R$ гиба, мм	Угол поворота рабочей среды, φ, \dots°
7,60	9,74	180	360	15,70	19,90	124	90
8,15	10,13	520	180	15,70	19,90	178	45
8,18	10,13	112	90	15,84	19,82	550	180
8,18	10,13	120	45	15,84	19,85	247	180
8,28	10,12	86	360	15,86	19,84	146	360

где для U-образных гибов ($\varphi = \pi/2$)

$$c = 0,017 [1 + 1,59 (d/R)];$$

$$z = y [x + (\rho''/\rho') (1 - x)]^{0,8};$$

$$y = (\rho'/\rho'') \{1 - [(\rho' - \rho'')/\rho'] x^{0,2}\}.$$

Значение z в уравнении (4.112) можно определить и по рис. 37. Числа подобия представлены в следующем виде: $Nu_{пл} = \alpha_{пл} d/\lambda''$; $Re'' = \rho \omega d/\mu''$; $Pr_{ст} = v_{ст}/a_{ст}$.

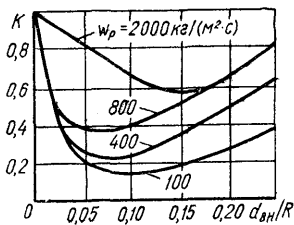


Рис. 36. Значения коэффициента K в зависимости от $\omega\rho$ и d/R при истинном массовом паросохранении $x = 0$

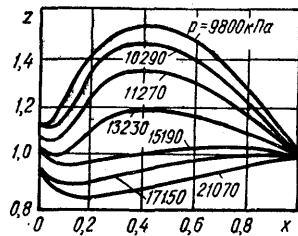


Рис. 37. Значения коэффициента z в зависимости от x и ρ

Для плоской поверхности теплообмена и гомогенного пористого фитиля с учетом термического расширения пористого тела [19]

$$q_{кр I} = \frac{g \{ [h_{\max}(T_1) \rho'(T_1) \sigma_{ж}/\sigma_{ж}(T_1)] - \rho' L \sin \gamma (1 + \beta \Delta T) \}}{L_{в\mu'} (L_n/2 + L_a)/g\rho' K \epsilon b (1 + \beta \Delta T)}, \quad (4.113)$$

где $h_{\max}(T_1)$ — максимальная высота подъема жидкости при заданной температуре; L_n и L_a — длины испарительной и адиабатной зоны; γ — угол наклона пористого фитиля; K — коэффициент проницаемости, ϵ — пористость; L и b — длина и толщина фитиля; $\Delta T = T - T_1$.

Формула (4.113) согласуется с экспериментальными данными для воды вплоть до $q_{кр I} = 130 \text{ кВт/м}^2$ и для калия до $q_{кр I} = 315 \text{ кВт/м}^2$. При больших значениях тепловых потоков лимитирующим является реактивное давление пара, выходящего из пор.

4.6.4. Кризис кипения в кольцевых каналах

При кипении дистиллированной, дегазированной воды в кольцевых каналах из стальных (X18H9T) труб шириной $\delta = 0,1 \dots 1,3$ мм, длиной $L = 20 \dots 150$ мм в условиях одностороннего наружного обогрева с изменением давления в диапазоне $p = 5 \dots 21,6$ МПа, при $\rho\omega = 50 \dots 800$ кг/(м²·с), $x \ll 0,3$ критическая плотность теплового потока для недогретой жидкости

$$q_{кр1}^{нд} = q_{кр} [1 + 1,2 \cdot 10^{-2} \Delta i_{нд} \rho\omega (th\delta/L)^2],$$

где
$$q_{кр} = 0,145 \sqrt{g\rho''} [\sigma (\rho' - \rho'')]^{0,25} [1 + (\rho''/\rho')]^{0,5};$$

$\Delta i_{нд}$ — разница энтальпий, соответствующих недогреву жидкости до температуры насыщения, $\Delta i_{нд} = i'' - i_{ж}$; значение $i_{ж}$ определяется как сумма энтальпии воды на входе и прироста энтальпии, получаемого водой при прохождении ее по каналу до сечения, в котором возникает кризис теплообмена, за вычетом потерь тепла.

Для случая догретой до кипения воды с достоверностью $\pm 25\%$ [128]

$$q_{кр1} = 0,75 \cdot 10^3 (\rho\omega)^{0,6} \sqrt{th\delta} r \sqrt{\rho''} [1 + (\rho''/\rho')]^{0,33} / (th\delta)^{0,3} L,$$

где $q_{кр1}$, Вт/м²; $\rho\omega$, кг/(м²·с); δ , мм; L , мм; r , кДж/кг; ρ' и ρ'' , кг/м³.

Критическая плотность теплового потока в кольцевых каналах в условиях одностороннего наружного обогрева (внутренний необогреваемый стержень $\varnothing 2 - 96$ мм, эквивалентный диаметр $d_3 = 2\delta = 2 \dots 22$ мм, $L/d_3 \geq 50$) при $p = 3,5 \dots 20$ МПа, $\rho\omega = 500 - 5000$ кг/(м²·с), относительной энтальпии в месте кризиса $i_{отн} = -0,4 \dots i_{отн,гр}$ (ориентировочно значение граничного паросодержания в кольцевом канале можно считать в 1,5 раза меньшим, чем $i_{отн,гр}$ для круглой трубы $\varnothing 8$ мм) определяется по формуле [85]

$$q_{кр1} = q_{кр}^0 K_x K_p K_d \pm 20\%,$$

где
$$q_{кр}^0 = [10,3 - 7,8 (p/9,8) + 1,6 (p/9,8)^2] \exp(-1,5 i_{отн}) \times$$

$$\times (\rho\omega/1000)^{1,25 [0,24 (p/9,8-1) - i_{отн}]};$$

$q_{кр}^0$ — критический тепловой поток в трубе $\varnothing 8$ мм, МВт/м²; p , МПа; $\rho\omega$, кг/(м²·с); K_x , K_p , K_d — поправки на паросодержание, давление и геометрические характеристики:

$$K_x = \begin{cases} 1 & \text{при } x < 0, \\ \exp(-2x) & \text{при } x \geq 0, \end{cases}$$

$$K_p = \begin{cases} 1 & \text{при } p < 6,9 \text{ МПа,} \\ 1,2 \sqrt{p/9,8} & \text{при } p \geq 6,9 \text{ МПа,} \end{cases}$$

$$K_d = \begin{cases} (d_3/d_1)^{0,2} & \text{при } d_3 < 8 \text{ мм,} \\ (64/d_1 d_3)^{0,2} & \text{при } d_3 \geq 8 \text{ мм.} \end{cases}$$

Критическая плотность теплового потока для случая кипения высокотемпературных органических теплоносителей моноизопропилдифенила и дауртема в кольцевых каналах [140]

при наружном обогреве

$$q_{кр1}^{н.о} = q_{кр1}^{тр} [1 + 0,324 (d_{вн}/d_{нар})^{0,05}], \quad (4.114)$$

при внутреннем обогреве

$$q_{кр1}^{вн.о} = q_{кр1}^{н.о} (d_{вн}/d_{нар})^{-0,35}, \quad (4.115)$$

при недогреве на внутренней и наружной поверхности

$$q_{кр1}^{нд} = q_{кр1}^{о.о} [1 + 0,23 K_s^{-1,25} (\rho'/\rho'')^{0,4} (\Delta T/T_{н})]. \quad (4.116)$$

Формулы (4.114) — (4.116) справедливы при $p = 200...790$ кПа, $\omega_0 = 0,5...11$ м/с, недогреве до $T_n = 0...200$ °С, $L = 150...400$ мм, $\delta = 0,75...5$ мм для наружного, внутреннего и совместного обогревов. В формулах $q_{кр1}^{нД}$ определяется, как при кипении жидкости в большом объеме.

Для случая кипения гелия в кольцевых каналах, ширина которых $\delta = 1...2$ мм, при внутреннем обогреве и изменении приведенной скорости пара от нуля до скорости, соответствующей полному испарению жидкости при $T_n = 2,2...5$ К, интенсивность критической плотности теплового потока, Вт/см², для любого сечения x канала

$$q_{кр1} = \frac{0,095 \sqrt{\rho''} [g\sigma(\rho' - \rho'')]^{0,25}}{1 + 0,095 \sqrt{\rho''} [g\sigma(\rho' - \rho'')]^{0,25} [(\rho_0''/\rho'')^{0,5} (r_0/r) (0,0063x/d) - 0,04] (L/d)}$$

где ρ_0'' и r_0 — плотность и скрытая теплота парообразования при атмосферном давлении [63].

4.6.5. Кризис кипения в термосифонах

В открытых вертикальных термосифонах, выполненных из нержавеющей стали, у которых $d_{вн} = 21...51$ мм, $L = 1,5...3,0$ м, при степени заполнения жидкостью от 10 до 50 % полной высоты трубы критическая плотность теплового потока, Вт/м², для воды и водного раствора едкого натрия (с массовой долей 45 %), нитрата натрия (45 %), сульфата натрия (20 %) и хлористого кальция (10 %) определяется по формуле [34]

$$q_{кр} = 6,28 \cdot 10^3 (\zeta H/D + 4)^{-0,5} (r\rho''/F) \sqrt{(\rho'/\rho'')} h_k, \quad (4.117)$$

где ζ — коэффициент гидравлического сопротивления потоку парожидкостной смеси; H — высота трубы, м; D — диаметр трубы, м; r , кДж/кг; ρ , кг/м³; f и F — площади сечения и поверхности термосифона, м²; h_k — пьезометрический напор, м.

Формула (4.117) получена для относительных пьезометрических уровней 0,2...0,8 при атмосферном давлении.

Для горизонтальных замкнутых термосифонов критерий гидродинамической устойчивости фреонов-11, -12, -113, метанола и воды, для кипящих в трубах с $d_{вн} = 8...38$ мм, определяется по формуле [5]

$$K = C \text{Ar}^{0,125} K_p^n \text{We}^m, \quad (4.118)$$

где

$$C = 0,06, n = -0,17, m = -0,19 \text{ при } K_p \leq 2 \cdot 10^4, \text{We} \leq 3 \cdot 10^{-3};$$

$$C = 0,01, n = 0, m = -0,19 \text{ при } K_p > 2 \cdot 10^4, \text{We} \leq 3 \cdot 10^{-3};$$

$$C = 0,18, n = -0,17, m = 0 \text{ при } K_p \leq 2 \cdot 10^4, \text{We} > 3 \cdot 10^{-3};$$

$$C = 0,035, n = 0, m = 0 \text{ при } K_p > 2 \cdot 10^4, \text{We} > 3 \cdot 10^{-3};$$

$$\text{Ar} = (g l_n^3 / \nu_{ж}^2) [(\rho' - \rho'')/\rho']; l_n \text{ — длина обогреваемого участка; } K_p = (\rho/\sigma) \times \times [\sigma/g(\rho' - \rho'')]^{0,5}; \text{We} = \sigma/g(\rho' - \rho'') d_{вн}^2.$$

Зависимость (4.118) справедлива при $\text{Ar} \leq 2 \cdot 10^{13}$.

Для определения критической плотности теплового потока на поверхности нагрева следует учитывать равенство

$$q_{кр}^{\text{поп}} \pi d_{вн}^2/4 = q_{кр}^{\text{пов}} \pi dl_n,$$

в котором $q_{кр}^{\text{поп}}$ и $q_{кр}^{\text{пов}}$ — критические плотности тепловых потоков в поперечном сечении трубы и на ее поверхности. При этом формула (4.118) имеет вид

$$K = 0,25 C d_{вн} \text{Ar}^{0,125} K_p^n \text{We}^m / l_n,$$

где

$$K = q_{кр}^{\text{пов}}/r \sqrt{\rho''} [\sigma g(\rho' - \rho'')]^{0,25}.$$

Кризис теплообмена в испарительных низкотемпературных термосифонах открытого и закрытого типов наступает на вогнутой поверхности [111] при

$$q_{кр} = q_{кр1}^{6,0} C^2 [0,4 + 0,012d_{вн} \sqrt{g(\rho' - \rho'')/\sigma}]^2. \quad (4.119)$$

Достоверность формулы (4.119) $\pm 20\%$ при использовании в качестве промежуточного теплоносителя этилового спирта, фреона-113, ДЭС и заполнения теплоносителем тепловой трубы на 2,9—60%, а также при таких геометрических характеристиках: $d_{вн} = 5...22$ мм, $d/l_0 = 0,0161...0,22$ (l_0 — длина охлаждаемого участка), $d/l_n = 0,04...0,22$; ориентация в пространстве $\varphi = 4...90^\circ$. Теплофизические свойства теплоносителя принимаются при граничных условиях на участке обогрева $T \approx \text{const}$ и $q = \text{const}$.

Значение $q_{кр1}^{6,0}$ определяется по формуле (4.98); $C = A(d_{вн}/l_0)^{-0,44} \times (d_{вн}/l_n)^{0,55} \Omega^n$, где Ω — степень заполнения теплоносителем тепловой трубы: при $\Omega \leq 35\%$ $A = 0,538$; $n = 0,13$; при $\Omega > 35\%$ $A = 3,54$; $n = -0,37$. Область применения зависимости ограничена условием $1,0 \leq (d_{вн}/2) [g(\rho' - \rho'')/\sigma]^{0,5} \leq 30$.

При проектировании испарительных термосифонов следует учитывать незначительный экстремум функции $q_{кр} = f(\sin \varphi)$ при $\varphi = 45...65^\circ$ [2].

Для определения критической плотности теплового потока в слабонаклонных термосифонах со вставками из стали X18H10T критерий гидродинамической устойчивости с достоверностью $\pm 20\%$ рассчитывается по формуле

$$K = 1,78We^{0,12} (K_{\rho\rho''/\rho'})^{0,4},$$

которая справедлива для промежуточных теплоносителей — воды, этанола и фреона-11 — при $K_{\rho\rho''/\rho'} = 20...6 \cdot 10^3$, давлении 100—4000 кПа, $\Omega \leq 30\%$, $\varphi = 0...20^\circ$ на участке теплоподвода $l_n = 180...2000$ мм при общей длине труб 1000—3000 мм, диаметре вставки $d_n = 22...48$ мм и диаметре наружной трубы $d_{вн} = 26...50$ мм.

Глава 5

КОНДЕНСАЦИЯ

5.1. КИНЕТИКА ПРОЦЕССА

Теплообмен при конденсации паров представляет собой процесс переноса тепла и массы одновременно с изменением фазового состояния — переходом из газообразного в жидкое или твердое состояние. Количество перенесенной массы определяется объемом сконденсированного пара, а переданная теплота (при условии насыщенного пара) — теплотой парообразования.

Анализ факторов, влияющих на процесс передачи тепла при конденсации, затруднен не только в теоретическом, но и в экспериментальном плане.

Необходимым условием конденсации пара, если он находится в докритическом состоянии, является наличие либо зоны, либо поверхности с температурой ниже, чем температура насыщенного пара. В начальный момент соприкосновения пара с холодной поверхностью она покрывается мономолекулярным адсорбированным слоем, который в процессе конденсации либо растет и уплотняется, либо по достижении определенной толщины разрывается на большое количество капелек, число которых в дальнейшем растет.

Первый вид конденсации — пленочная, вторая — капельная. Различие в характере взаимодействия поверхности с конденсатом обуславливается различием физико-химических свойств сред. Если капля на поверхности твердого тела принимает такую форму, при которой краевой угол θ является острым, в этом случае жидкость смачивает поверхность, и наступает пленочная конденсация. При $\theta > 90^\circ$ жидкость не смачивает поверхность, и происходит капельная конденсация.

Движение как пленки, так и капли по поверхности происходит под действием либо только гравитационных сил (если происходит конденсация неподвижного пара), либо гравитационных сил, дополненных силами трения со стороны движущегося пара. Пленочный режим конденсации сопровождается изменением толщины пленки, при капельной конденсации режим изменяется от капельного к струйному и далее к поточному, сплошь закрывающему поверхность.

При пленочной конденсации коэффициент теплоотдачи в 5—10 раз меньше, чем при капельной. Это обуславливается большим термическим сопротивлением пленки, отделяющей пар от стенки.

Теплообмен при переходе из парового состояния в жидкое при конденсации на холодной стенке можно разделить на ряд простых последовательных явлений, каждое из которых оказывает свое влияние на конечный результат теплообмена [62]: 1) подвод пара к стенке или к поверхности раздела фаз путем молекулярного переноса; 2) сам процесс конденсации, происходящей на стенке или поверхности раздела; 3) отдача теплоты охлаждающей стенке при конденсации пара.

Скорость подвода пара к холодной стенке можно подсчитать из уравнения баланса массы на поверхности теплообмена:

$$W = q/r\rho''.$$

Формула справедлива для конденсации чистых паров. Для конденсации пара из смеси скорость пара подсчитывается с учетом сопротивления, создаваемого неконденсирующимися газами.

Конденсация является результатом двух процессов: конденсации молекул, ударяющихся о поверхность жидкости и захватываемых ею, и испарения молекул с той же поверхности. Видимая конденсация получается, когда количество связанных молекул в жидкости превышает количество молекул, испускаемых жидкой фазой в пар. Это явление характеризуется коэффициентом конденсации f , определяющим долю молекул, захватываемых поверхностью жидкости, в общем числе молекул пара, падающих на поверхность конденсата:

$$f = N_{\text{захв}}/N_{\text{пад}}.$$

При малом коэффициенте конденсации сопротивление фазового перехода становится соизмеримым с термическим сопротивлением пленки. С увеличением f сопротивление фазового перехода уменьшается и в пределе равно нулю. Из кинетической теории газов следует зависимость для термического сопротивления фазового перехода

$$R_{\phi} = (2 - f) \sqrt{2\pi\tilde{R}} (T_{\text{п}} - T_{\text{пов}}) / 2fr (\rho_{\text{п}}/\sqrt{T_{\text{п}}} - \rho_{\text{пов}}/\sqrt{T_{\text{пов}}}),$$

где \tilde{R} — газовая постоянная пара; $T_{\text{п}}$ и $T_{\text{пов}}$ — температуры пара и поверхности конденсата; $\rho_{\text{п}}$ и $\rho_{\text{пов}}$ — давления насыщенного пара при $T_{\text{п}}$ и $T_{\text{пов}}$.

Значения $R_{\phi}f$ приведены в табл. 62.

62. Значения $R_{\phi}f$ при различных температурах насыщения воды

$T_{\text{п}}, \text{K}$	273	293	313	333	353	373	423	473
$R_{\phi}f \cdot 10^7, \text{м}^2\text{K/Вт}$	79,8	25,9	10,1	4,49	2,30	1,29	0,434	0,206

Для определения термического сопротивления пленки конденсата

$$R = (T_{\text{п}} - T_{\text{ст}})/q = 1/\alpha$$

необходимо знать толщину пленки конденсата и характер движения в ней жидкости.

Переходу от ламинарного течения пленки к турбулентному соответствует определенное значение числа Рейнольдса $Re = \overline{W}\delta/\nu_{ж}$, где δ — толщина пленки; \overline{W} — средняя скорость движения пленки. Чисто ламинарное течение сохраняется при $Re = 3 \dots 8$. При больших значениях числа Re на поверхности пленки появляются волны, и процесс теплообмена усложняется.

Теоретически можно определить основные параметры и их влияние на процесс теплообмена. Так, при конденсации сухого насыщенного пара от стенки необходимо отвести теплоту фазового перехода r , тогда

$$Q = Gr = \rho' \overline{W} \delta l_z r, \quad (5.1)$$

где l_z — размер стенки в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа.

С другой стороны,

$$Q = \bar{\alpha} \Delta T x l_z, \quad (5.2)$$

где $\bar{\alpha}$ — средний коэффициент теплоотдачи на длине x ; $\Delta T = T_{ж} - T_{ст}$.

Приравняв правые части уравнений (5.1) и (5.2), имеем

$$r \rho' \overline{W} \delta = \bar{\alpha} \Delta T x,$$

т. е. для нахождения количества переданной теплоты необходимо знать среднюю скорость потока \overline{W} и толщину пленки δ .

5.2. ПЛЕНОЧНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ НЕПОДВИЖНОГО ЧИСТОГО ПАРА

5.2.1. Ламинарное и переходное движение

Теплоотдача при пленочной конденсации однокомпонентного неподвижного пара на вертикальной плоской стенке определена В. Нуссельтом при следующих допущениях: 1) силы инерции в пленке конденсата незначительны по сравнению с силами вязкости и тяжести; 2) теплопроводность имеет направление только поперек пленки; 3) трение на границе пар — жидкость отсутствует; 4) температура внешней поверхности пленки постоянна и равна температуре насыщения T_n при заданном давлении пара; 5) физические параметры конденсата не зависят от температуры; 6) силы поверхностного натяжения на свободной поверхности пленки не влияют на характер ее течения; 7) плотность пара мала по сравнению с плотностью конденсата.

При этих допущениях местный коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_N = \alpha = [r \rho_{ж}^2 g \lambda_{ж}^3 / 4 \mu_{ж} (T_n - T_{ст}) x]^{0,25}. \quad (5.3)$$

Средний коэффициент теплоотдачи на стенке высотой H

$$\bar{\alpha}_N = \bar{\alpha} = 0,943 \{ r \rho_{ж}^2 g \lambda_{ж}^3 / [\mu_{ж} (T_n - T_{ст}) H] \}^{0,25},$$

в обобщенном виде

$$\bar{Nu} = 0,943 (Ga Pr K)^{0,25},$$

где $\bar{Nu} = \bar{\alpha} H / \lambda_{ж}$; $Ga = g H^3 / \nu_{ж}^2$; $Pr = \nu_{ж} / a$; число фазового перехода $K = r / c_p (T_n - T_{ст})$.

В случае конденсации на вертикальных трубах влияние кривизны поверхности на теплоотдачу можно учесть поправками

$$\varepsilon_{вн} = \bar{\alpha}_{вн} / \alpha_N; \quad \varepsilon_n = \bar{\alpha}_n / \alpha_N,$$

где $\varepsilon_{вн}$ и ε_n — поправки для конденсации соответственно с внутренней и на наружной стороны цилиндрической стенки, определяются по данным рис. 38. При $0,5 < U < 2$ поправки $\varepsilon_{вн}$ и ε_n можно описать выражением

$$\varepsilon = (U + 1) / 2,$$

где $U = R \pm \delta_n/R$; δ_n — толщина пленки; $x = H$; H — высота трубы; знак «минус» — для конденсации внутри трубы (на вогнутой поверхности), «плюс» — снаружи.

Коэффициент теплоотдачи для горизонтальной круглой трубы при $T_{ст} = \text{const}$

$$\bar{\alpha} = 0,728 [\lambda_{ж}^3 \rho_{ж}^2 g r / (2\mu_{ж} \Delta T R)]^{0,25}; \quad (5.4)$$

при $q = \text{const}$

$$\bar{\alpha} = 0,693 [\lambda_{ж}^3 \rho_{ж}^2 g r / (2\mu_{ж} \Delta \bar{T} R)]^{0,25}. \quad (5.5)$$

Формула В. Нуссельта (5.3) при отнесении физических параметров к среднеарифметической температуре конденсации пленки завышает тепло-

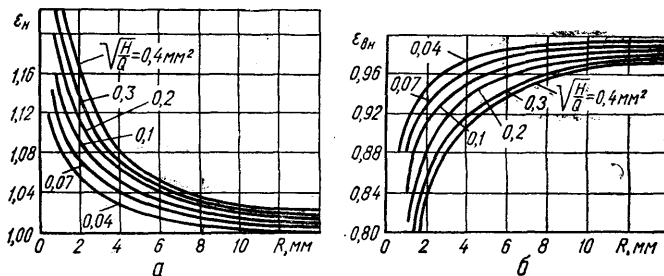


Рис. 38. Влияние кривизны вертикальной трубы на коэффициент теплоотдачи с наружной (а) и внутренней (б) стороны

отдачу. При значительном изменении вязкости по сечению пленки ошибка может достигать 15—20 %. Расчеты в этом случае можно вести по формуле

$$\alpha = \alpha_n \varepsilon_t, \quad (5.6)$$

в которой все физические параметры, входящие в выражение

$$\alpha_n = [\lambda_n^3 \rho_n^2 g r / (4\mu_n \Delta T x)]^{0,25},$$

отнесены к температуре насыщения T_n . Поправка в выражении (5.6) определяется из соотношения

$$\varepsilon_t = \left(\frac{\lambda_{ст}^3 \mu_n}{\lambda_n^3 \mu_{ст}} \right)^{0,25} \times \left[\frac{30 + 85 \frac{\lambda_n}{\lambda_{ст}} + 76 \frac{\lambda_n^2}{\lambda_{ст}^2} + 19 \frac{\lambda_n^3}{\lambda_{ст}^3} + \frac{\mu_{ст}}{\mu_n} \left(5 + 20 \frac{\lambda_n}{\lambda_{ст}} + 29 \frac{\lambda_n^2}{\lambda_{ст}^2} + 16 \frac{\lambda_n^3}{\lambda_{ст}^3} \right)}{280} \right]^{0,25}. \quad (5.7)$$

В достаточно широком диапазоне изменения физических параметров ($0,1 \leq \mu_n/\mu_{ст} \leq 1,0$; $0,5 \leq \lambda_n/\lambda_{ст} \leq 2,0$) формула (5.7) может быть аппроксимирована зависимостью

$$\varepsilon_t = [\lambda_{ст}^3 \mu_n / (\lambda_n^3 \mu_{ст})]^{0,125},$$

численные значения ε_t в которой приведены в табл. 63 [86].

Если на процесс конденсации оказывает влияние конвективный теплоперенос и инерционные силы, то

$$\bar{\alpha} = \alpha_n \varepsilon_\psi,$$

где ε_ψ определяется по рис. 39.

63. Значения поправки, учитывающей влияние переменных физических свойств жидкости на конденсацию

$\Delta T = T_H - T_{ст}$	ϵ_t при ρ , Па			
	10	50	100	1000
10	0,975	0,990	0,990	1,01
20	0,965	0,985	0,985	1,01
50	0,900	0,935	0,960	1,02

Ламинарное движение жидкой пленки может сопровождаться волновым течением. Поправка на волновое течение зависит только от $Re = W\delta/\nu_{ж}$ и определяется формулой

$$\epsilon_v = \bar{\alpha}/\bar{\alpha}_N = Re^{0,04}.$$

Число Re в процессе конденсации может выступать наряду с гидродинамической характеристикой в роли величины, характеризующей теплообмен. Так, $Re = \bar{q}_{от}H/r\mu_{ж}$. Если принять число Re в качестве определяющей величины, то формулу В. Нуссельта (5.3) можно представить в следующем виде:

$$Re = 0,943z^{0,75},$$

где $z = Ga^{1/3}\lambda_{ж}\Delta T/r\mu_{ж} = Ga^{1/3}(Pr_{ж}K)^{-1}$.

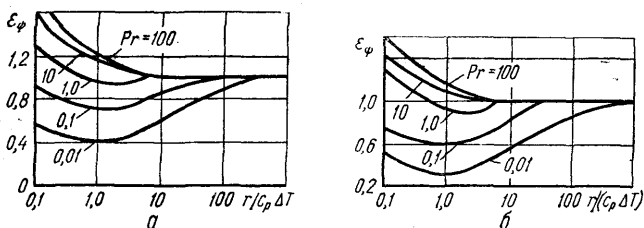


Рис. 39. Влияние сил инерции и конвективного теплопереноса на коэффициент теплоотдачи в пленке конденсата на вертикальной стенке (а) и горизонтальной трубе (б)

Если учитывать все названные поправки, то общая формула имеет вид

$$\bar{\alpha} = \alpha_N \epsilon_\Psi \epsilon_t \epsilon_v$$

или (в безразмерном виде, если принять, что $\epsilon_\Psi = 1$, $\epsilon_t^{1,04} \approx \epsilon_t$, $\epsilon_v = Re^{0,04}$ [107])

$$Re_H = 0,95z_H^{0,78} \epsilon_t. \quad (5.8)$$

Формула (5.8) обобщает опытные данные при конденсации неподвижного пара воды, аммиака, этилового спирта, жидкого воздуха, ацетона, бензола на вертикальной поверхности при ламинарном течении пленки. Результаты справедливы для $Re < 400$, так как принято $Re_{кр} = 400$, при этом $z_{кр} = 2300$.

При конденсации различных паров неметаллических жидкостей на внешней поверхности горизонтальных труб интенсивность теплоотдачи определяется по формуле

$$Re_H = 0,81z_H^{0,75} \epsilon_t.$$

Определяющим размером, входящим в числа Re_n и z_n , выбрана половина длины окружности $\pi d/2$, где d — внешний диаметр трубы.

Коэффициент теплоотдачи, $Вт/(м^2 \cdot К)$, внутри и снаружи труб можно определить по формуле, полученной на основании соответственных состояний (термодинамическое подобие) [98]:

$$\bar{\alpha} = 743 \cdot 10^4 \bar{q} p_{кр}^{4/3} H^{-1/3} f(\pi) / T_{кр}^{1/3} M^{2/3}, \quad (5.9)$$

в которой величины выражены в таких единицах: q , $Вт/м^2$; $p_{кр}$, $кПа$; T , $К$; H , $м$.

В формуле (5.9)

при $\pi \leq 5 \cdot 10^3$ $f(\pi) = 2,1\pi^{0,2}$;

при $5 \cdot 10^3 < \pi \leq 10^{-1}$ $f(\pi) = 1,1\pi^{0,05}$;

при $10^{-1} < \pi < 1,0$ $f(\pi) = -\exp[1,8(\pi - 0,1)]$, $\pi = p/p_{кр}$.

Для случая конденсации неподвижного пара жидкостей, приведенных в табл. 64, на горизонтальных поверхностях коэффициент теплоотдачи, $Вт/(м^2 \cdot К)$ [12,14]

$$\bar{\alpha} = 12 \cdot 10^5 p_{кр}^{4/9} T_{кр}^{-2/9} M^{-2/3} q^{-1/3} H^{-1/3} f(\pi). \quad (5.10)$$

64. Условия конденсации паров некоторых жидкостей

Вещество	Относительная молекулярная масса $M \cdot 10^{-3}$	$p_{кр}$, $кПа$	$T_{кр}$, $^{\circ}C$	Давление, $кПа$	Труба	
					Диаметр, $мм$	Материал
Вода	18,02	22 128,7	647,31	4,62—108	19	Латунь
Азот	28,02	3 393,1	126,16	98—588	—	Медь
Кислород	32,0	4 873,9	154,36	98—588	—	»
Аргон	39,94	4 707,2	150,76	98—588	—	»
Метилловый спирт	32,0	7 953,2	513,16	98	49	Латунь
Фреон-22	86,48	4 932,7	369,16	1 202—1 964	18	Медь
Фреон-12	120,92	4 007,0	384,66	431—1 216	15,9—20	Никель, медь
Этилацетат	88,1	3 824,6	523,26	98	49	Латунь
Изобутиловый спирт	74,1	4 903,3	545,16	98	49	»
Изопропиловый спирт	60,1	5 364,2	508,76	98	49	»
Пропиловый спирт	60,1	5 079,8	537,16	98	49	»
Этиловый спирт	46,07	6 384,1	516,26	98	22—49	Латунь, медь
Бензол	78,09	4 922,9	562,16	98	17,2—21,3	Латунь
Толуол	92,1	4 216,8	593,76	98	21,3	»
Четыреххлористый углерод	153,8	4 560,1	536,36	98	17,2	»

В формуле (5.10)

при $\pi \leq 0,01$

$f(\pi) = 0,5 + [\pi/(0,00107 + 1,965\pi)]$;

при $0,01 < \pi \leq 0,1$

$f(\pi) = 1$;

при $0,1 < \pi < 1,0$

$f(\pi) = 1,05 - [\pi/(1,5 + 0,5\pi)]$.

5.2.2. Турбулентное движение

Считается, что турбулентное движение пленки наступает при $Re > 400$, а до этого значения течение либо ламинарное, либо ламинарное с наличием волн на поверхности пленки. В действительности отклонение закономерностей теплообмена от зависимостей для ламинарного течения пленки начинается при $Re \approx 100$.

При турбулентном течении и постоянных значениях физических параметров конденсата местные значения коэффициентов теплоотдачи с достоверностью $\pm 12\%$ определяются из формулы

$$(\alpha/\lambda_{ж}) (v_{ж}/g)^{1/3} = 0,0325 Re^{0,25} Pr_{ж}^{0,5},$$

которая справедлива в интервале $1,5 \cdot 10^3 \leq Re < 6,9 \cdot 10^4$ и $1 \leq Pr \leq 25$. С подстановкой значений чисел подобия

$$\alpha = 0,0325 \lambda_{ж} g^{0,333} v_{ж}^{-0,417} a^{-0,5} W^{-0,25} H^{0,25}.$$

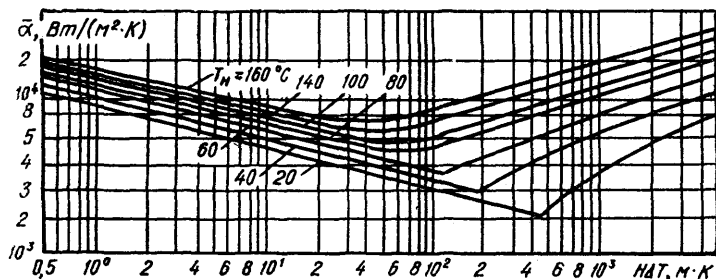


Рис. 40. Определение среднего коэффициента теплоотдачи при пленочной конденсации неподвижного пара на вертикальной поверхности

Если $Re_{кр} = 400$ и $z_{кр} = 2300$, то

$$Re = [89 + 0,024 Pr_{ж}^{0,5} (z - 2300)]^{4/3}. \quad (5.11)$$

Формула (5.11) описывает средний коэффициент теплоотдачи для вертикальной плоской поверхности, на которой имеются ламинарные и турбулентные участки течения конденсата. Эта формула в графическом виде представлена на рис. 40 [58].

С учетом зависимости физических свойств конденсата от температуры формула (5.11) приобретает вид

$$Re = [89 + 0,024 (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25} Pr_{ж}^{0,5} (z - 2300)]^{4/3}.$$

Если давление пара велико и $\rho_{ж}$ соизмеримо с $\rho_{п}$, то вместо числа Ga, входящего в комплекс z , вводится число Ar. После такой подстановки комплекс z принимает вид

$$z = Ar^{1/3} \lambda_{ж} \Delta T / r v_{ж} \rho_{ж} = [(gH^3/v_{ж}^2) (1 - \rho_{п}/\rho_{ж})]^{1/3} (\lambda_{ж} \Delta T / r v_{ж} \rho_{ж}).$$

В случае если задается $q_{ст}$, то с учетом $Re = \bar{\alpha} \bar{\Delta T} H / r \mu_{ж} = q_{ст} H / r \mu_{ж}$ формула (5.11) принимает вид

$$(\bar{\alpha}/\lambda_{ж}) (v_{ж}^2/g)^{1/3} = Re / [2300 - 41 Pr_{ж}^{0,5} (Re^{3/4} - 89)]$$

или

$$(\bar{\alpha}/\lambda_{ж}) (v_{ж}^2/g)^{1/3} = 0,173 Pr_{ж}^{0,5} (Re/Re_{кр}) / \{Pr_{ж}^{0,5} + 1,6[(Re/Re_{кр})^{3/4} - 1]\},$$

где $Re_{кр}$ — отвечает переходу ламинарного течения пленки в турбулентное.

Если турбулентное течение занимает большую часть поверхности и $Re \gg Re_{кр}$, то

$$(\bar{\alpha}/\lambda_{ж}) (v_{ж}^2/g)^{1/3} = 0,017 Re^{0,25} Pr_{ж}^{0,5}.$$

Если считать, что $Re_{кр} = 100$, в этом случае [37]

$$(\bar{\alpha}/\lambda_{ж}) (v_{ж}^2/g)^{1/3} = 0,054 Re Pr_{ж}^{0,4} / (Re^{5/6} - 47 + 21 Pr_{ж}^{0,4}).$$

При $Re > 2000$ эта формула имеет вид

$$(\bar{\alpha}/\lambda_{ж}) (v_{ж}^2/g)^{1/3} = 0,054 Re^{1/6} Pr_{ж}^{0,4}.$$

Для наклонных стенок

$$\alpha_{накл} = \alpha_{верт} \sqrt[4]{\cos \varphi},$$

где φ — угол между вектором силы тяжести и осью x .

При конденсации на одиночной горизонтальной трубе

$$\bar{\alpha} = 0,725 [\lambda_{ж}^3 \rho_{ж}^2 g r / 2\mu_{ж} (T_{ж} - T_{ст}) R]^{0,25}. \quad (5.12)$$

Если задать плотность теплового потока $q_{ст}$ и число Re представить в виде

$Re = 2\bar{\alpha} \Delta T R / r v_{ж} \rho_{ж} = 2\bar{q}_{ст} R / r v_{ж} \rho_{ж}$, то из уравнения (5.12) следует:

$$(\bar{\alpha}/\lambda_{ж}) (v_{ж}^2/g)^{1/3} = 0,95 Re^{-1/3}.$$

При конденсации пара на нижней поверхности горизонтальной плиты интенсивность теплоотдачи определяется по формуле

$$\begin{aligned} (\bar{\alpha}/\lambda_{ж}) [\sigma/g (\rho_{ж} - \rho_{п})]^{0,5} &= 0,149 \{ (v_{ж}/a_{ж}) (g/v_{ж}) [\sigma/g (\rho_{ж} - \rho_{п})]^{3/2} \times \\ &\times (1 - \rho_{п}/\rho_{ж}) (r/c_p \Delta T) \}^{0,25}, \end{aligned}$$

или в критериальной форме

$$\bar{Nu} = 0,149 (Pr_{ж} Ga K)^{0,25}.$$

5.2.3. Конденсация на оребренных поверхностях и в узких щелях

Основным препятствием теплоотдаче при пленочной конденсации является термическое сопротивление пленки конденсата. Поэтому все существующие методы интенсификации этого вида теплообмена сводятся к уменьшению толщины пленки или ее полному разрушению [18]. Одним из таких методов интенсификации теплообмена при пленочной конденсации является оребрение поверхности. При оребрении наружной поверхности вертикальной трубы проволокой с характеристикой оребрения $Nd/\pi D = 0,106 \dots 0,212$ (N — число проволоки, d — их диаметр, D — диаметр трубы) коэффициент теплоотдачи увеличивается до 5 раз по сравнению с гладкой трубой и рассчитывается по формуле

$$\alpha = \alpha_{гп} [1 + 2,6 \cdot 10^4 (Nd/\pi D)^2 q^{-0,4}],$$

которая справедлива для области $52 < Re < 433$ при $q = 45 \dots 310$ кВт/м².

В случае конденсации пара внутри трубы с продольным мелковолнистым профилем оребрения (радиус 0,35—0,5 мм) при скорости пара 6—90 м/с и $q = 20 \dots 120$ кВт/м² интенсивность теплообмена с достоверностью $\pm 15\%$ описывается зависимостью для неподвижного пара [109], справедливой при $2 \cdot 10^3 < K_1 < 1,1 \cdot 10^7$:

$$\bar{Nu} = 0,3 (Ga Pr K)^{0,25} = 0,3 K_1^{0,25},$$

где $\bar{Nu} = \bar{\alpha} H / \lambda_{ж}$; $Ga = g H^3 / v_{ж}^2$; $Pr = v_{ж} / a_{ж}$; H — длина трубы.

Если скорость пара влияет на процесс конденсации,

$$\bar{\alpha}_{\text{дв}} = \bar{\alpha}_{\text{неп}} \{0,005 \Psi + [(0,005 \Psi)^2 + 1]^{0,5}\}^{0,5},$$

где $\bar{\alpha}_{\text{дв}}$ и $\bar{\alpha}_{\text{неп}}$ — коэффициенты теплоотдачи движущегося и неподвижного пара; $\Psi = (\rho'' v'' \text{Re}'' / \rho_{\text{ж}} v_{\text{ж}} \text{Ga} d_{\text{вн}}^{2/3}) \text{Re}^{-0,28}$; $\text{Re}'' = W'' d_{\text{вн}} / \nu''$; $\text{Ga} = g d_{\text{вн}}^3 / \nu_{\text{ж}}^2$; $d_{\text{вн}}$ — внутренний диаметр трубы по вершинам ребер; ρ'' , ν'' , W'' — плотность, вязкость и скорость пара.

Интенсивность теплоотдачи на вертикальной накатанной трубе с геометрическими параметрами, представленными на рис. 41, определяется с достоверностью $\pm 8\%$ по формуле [52]

$$\text{Re} = 0,05025 z_{\text{н}}^{0,0948} (\text{Re}'')^{0,84} \varepsilon_t,$$

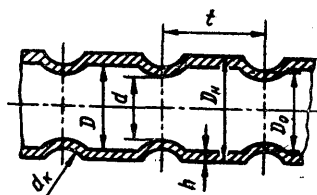


Рис. 41. Труба с накатанными поперечными канавками шагом $t = 5$ мм, глубиной $h = 0,5$ мм ($d/D = 0,876$; $t/D = 0,2477$; $h/D = 0,06192$)

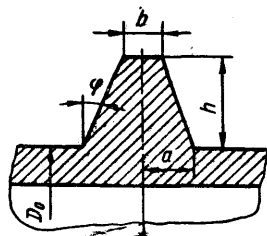


Рис. 42. Трапецидальное ребро

которая справедлива для ламинарного стекания пленки при $190 \leq z_{\text{н}} \leq 2500$; $7 \cdot 10^3 \leq \text{Re}'' \leq 36,2 \cdot 10^3$. Здесь $z_{\text{н}} = \text{Ga}^{1,3} \lambda_{\text{н}} \Delta T / r \mu_{\text{н}}$; $\text{Re}'' = W'' d_{\text{э}} / \nu''$; $\varepsilon_t = (\lambda_{\text{ст}}^3 \mu_{\text{н}} / \lambda_{\text{н}}^3 \mu_{\text{ст}})^{1/8}$; где $d_{\text{э}}$ — эквивалентный диаметр; W'' — скорость пара при входе в рабочий участок.

Теплоотдача на внешней профилированной поверхности горизонтальной трубы ($D_0 = 10,3 \dots 20,8$ мм; $d_{\text{к}} = 1,0 \dots 0,5$ мм (профилировка выполнена в виде винтовой нарезки круглого профиля) определяется с достоверностью $\pm 10\%$ по формуле

$$\bar{Nu} = 0,34 (\text{Ga Pr Kd}_{\text{к}} / 2D_0)^{0,31} (2D_0 \text{We} / d_{\text{к}})^{0,09} (\text{Pr}_{\text{ж}} / \text{Pr}_{\text{ст}})^{0,25}, \quad (5.13)$$

где $\bar{Nu} = \bar{\alpha} d_{\text{к}} / 2\lambda_{\text{ж}}$; $\text{Ga} = g d_{\text{к}}^3 / 8\nu_{\text{ж}}^2$; $\text{We} = 4\sigma / d_{\text{к}}^2 \rho_{\text{ж}}$. Формула (5.13) справедлива при $(2D_0 / d_{\text{к}}) \text{We} = 515 \dots 3500$ и значение комплекса $(\text{Ga Pr Kd}_{\text{к}} / 2D_0) = 10^3 - 2 \cdot 10^5$ [119].

При конденсации неподвижных паров фреонов на горизонтальных оребренных трубах (геометрия трапецидального ребра приведена на рис. 42, а основные характеристики в табл. 65) коэффициент теплоотдачи, отнесенный к поверхности гладкой трубы диаметром D_0 , с достоверностью $\pm 10\%$ (по основанию ребер) выразится следующим соотношением [16, 38]:

$$\bar{\alpha}_{\text{реб}} = 1,7 (\rho_{\text{ж}}^2 r a h^3 / \mu_{\text{ж}} \Delta T D_0 s \cos \varphi) \text{Fi}, \quad (5.14)$$

где $s = 2(a + b + h \text{tg} \varphi)$ — шаг оребрения; $\text{Fi} = \sigma^{0,25} \lambda_{\text{ж}}^{0,75} \mu_{\text{ж}}^{0,75} D_0 \overline{\Delta T}^{0,75} \Theta^{0,75} \times \cos^{0,75} \varphi / a b^{0,25} r^{0,75} h \rho_{\text{ж}}^{1,75} (1 + \text{tg} \varphi)^{0,25}$; в качестве определяющей принята средняя температура между температурой насыщения пара и температурой стенки у основания ребер; Θ — безразмерный температурный напор, характеризующий эффективность оребрения, зависит от эффективности ребра n и его

65. Характеристики оребренных труб

D ₀ , мм	Размеры ребра, мм				Угол рас- крытия ребер, °	Сте- пень ореб- рения	Материал трубы	Рабочая среда	Число We
	Шаг	Высо- та	Толщина						
			2a	2b					
9,46	1,58	1,42	0,533	0,305	4,5	3,0	Медь	Фреон-12	2,9
12,0	5,16	2,2	0,3	0,3	—	4,5	Латунь	»	0,8
13,0	1,25	1,5	0,75	0,33	8,0	3,4	Медь	Фреон-21	4,3
15,5	0,75	1,4	0,55	0,22	6,7	4,6	»	»	7,0
15,8	1,76	1,6	0,33	0,33	—	3,0	»	Фреон-22	2,5
15,9	1,64	1,47	0,585	0,33	4,9	2,9	»	»	2,5
16,0	1,07	2,2	0,4	0,4	—	5,8	»	Фреон-12,-22	1,5
16,0	2,0	2,0	1,8	0,5	18	2,8	»	»	1,2
16,0	2,0	2,2	1,15	1,14	—	3,6	»	»	0,5
16,0	2,06	2,2	1,81	0,47	16,9	3,0	»	Фреон-12	1,1
17,0	2,0	2,0	1,8	0,64	16,5	2,8	»	Фреон-113, вода	50;9
17,0	2,0	2,2	1,67	0,43	15,7	3,0	»	Фреон-21	2,0
17,4	0,81	1,32	0,67	0,14	11,4	3,9	Латунь	Фреон-113, вода	54,5; 9,5
17,7	2,03	1,9	1,6	0,38	—	2,76	Медь	Фреон-22	—
18,1	0,8	0,923	0,52	0,28	7,4	3,2	Латунь	Фреон-113, вода	7,0; 1,5
18,1	0,81	0,923	0,67	0,14	16,0	2,8	»	То же	70; 14
18,1	1,28	0,923	1,14	0,14	28,5	—	»	»	42,5; 7,5
18,6	2,03	1,2	0,43	0,78	15,2	2,0	Медь	Фреон-12,-22	1,1
19,0	1,0	1,38	0,4	0,45	—	3,8	»	Фреон-12	2,2
19,1	1,58	1,32	0,38	0,38	—	2,8	»	»	2,7
19,2	3,89	7,4	1,04	0,406	2,5	6,2	»	Фреон-22	0,4
19,5	3,67	8,66	0,94	0,36	2,0	7,7	»	»	0,5
19,5	3,71	3,46	0,94	0,736	1,7	3,2	»	»	0,5
19,6	6,62	8,3	1,14	0,458	2,4	5,51	»	Фреон-12	0,3
19,7	3,7	8,3	0,814	0,431	1,3	9,6	»	»	0,4
19,7	4,35	8,25	0,99	0,56	1,5	6,4	»	»	0,4
19,8	1,7	3,63	0,5	0,5	—	6,2	»	»	0,7
20,0	1,65	4,5	0,5	0,5	—	7,7	»	»	0,6
20,0	4,0	14,75	0,5	0,5	—	14,0	Латунь	»	0,2
20,0 ⁵	1,5	2,0	0,5	0,5	—	4,0	Медь	»	1,4
23,0	2,0	1,5	1,6	0,5	—	2,29	Сталь	Фреон-22	—
25,4	1,6	1,35	0,431	0,229	4,3	2,6	Медь	Фреон-12	4,1

геометрических размеров β , т. е. $\bar{\theta} = f(n, \beta)$, где $n = \rho_{ж} \sigma \lambda_{ж}^3 h^6 / 4 \mu_{ж} b^5 \lambda_{реб}^4 \times \Delta T (1 + \text{tg } \varphi)$; $\beta = h \text{tg } \varphi / b$.

Значение $\bar{\theta}$ определяется по данным рис. 43.

В критериальной форме записи уравнение (5.14) приобретает вид

$$\overline{Nu} = 1,2 (\text{Ga Pr } K \text{ We})^{0,25} h^{0,75} D_0^{0,25} \bar{\theta}^{0,75} / s \cos^{0,75} \varphi.$$

Формула справедлива с достоверностью $\pm 10\%$ при $We \gg 1$, с достоверностью $\pm 15\%$ для диапазона чисел We , приведенных в табл. 65.

При конденсации паров фреона-12, -22 и аммиака в вертикальных пластинчатых теплообменниках в диапазоне режимных параметров: $T_{ж} = 293...323 \text{ K}$, $q = 2,7...31,5 \text{ кВт/м}^2$, $\Delta T = 0,5...27 \text{ K}$ и $W'' = 0,15...6,5 \text{ м/с}$ коэффициент теплоотдачи определяется с достоверностью $\pm 10\%$ по формулам [54, 88]:

при $1,2 \cdot 10^5 \leq Re'' \leq 4,5 \cdot 10^6$

$$\bar{Nu} = 0,2 \bar{Nu}_{неп} (Re'')^{0,12} (Pr'')^{-0,33},$$

при $4,5 \cdot 10^6 < Re'' < 2,5 \cdot 10^7$

$$\bar{Nu} = 0,246 \cdot 10^{-3} \bar{Nu}_{неп} (Re'')^{0,55} (Pr'')^{-0,33},$$

где $\bar{Nu}_{неп} = \bar{\alpha}_{неп} H_{пр} / \lambda_{ж}$ — число Нуссельта для конденсации неподвижного пара, $H_{пр}$ — приведенная длина канала; $Re'' = W'' H_{пр} / \nu''$; $Pr'' = \nu'' / a''$.

При конденсации водяного пара в пластинчатых теплообменниках [103] для пластин 0,5Е и 0,5М с $d_3 = 0,008 \dots 0,0096$ м, площадью поперечного

сечения канала $f = 0,0018 \dots 0,0024$ м² и $H_{пр} = 1,0 \dots 1,15$ м

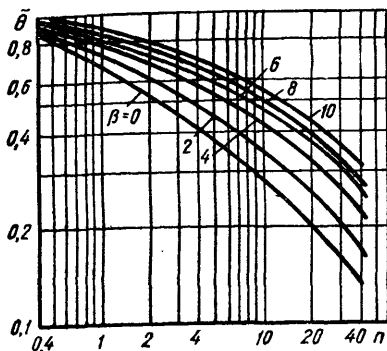


Рис. 43. Изменение безразмерного температурного напора на трапециевидном ребре в зависимости от n и β

$$\bar{Nu} = 240 Re^{0,7} Pr^{0,4}; \quad (5.15)$$

для пластин 0,5Г с $d_3 = 0,0091$, $f = 0,002$, $H_{пр} = 1,18$

$$\bar{Nu} = 376 Re^{0,6} Pr^{0,4}; \quad (5.16)$$

для пластин 0,3 или 0,1П с $d_3 = 0,008$, $f = 0,0011$, $H_{пр} = 1,12$

$$\bar{Nu} = 322 Re^{0,7} Pr^{0,4}; \quad (5.17)$$

для пластин 0,2К или 0,3П с $d_3 = 0,0076$, $f = 0,0016$, $H_{пр} = 0,45$

$$\bar{Nu} = 338 Re^{0,7} Pr^{0,4}. \quad (5.18)$$

Формулы (5.15)–(5.18) справедливы при $\Delta T \geq 10$ К. Если $\Delta T < 10$ К, расчет нужно вести по формуле, Вт/(м² · К),

$$\bar{\alpha} = 1,15 [g\rho_{ж} \lambda_{ж}^3 r / \nu_{ж} H_{пр} (T_n - T_{ст})]^{0,25}.$$

В формулах (5.15)–(5.18) $\bar{Nu} = \bar{\alpha} H_{пр} / \lambda_{ж}$; $Re = q H_{пр} / r \rho_{ж} \nu_{ж}$; $Pr = \nu_{ж} / a_{ж}$.

5.2.4. Постоянный и промежуточный отвод конденсата

При конденсации на вертикальной пористой стенке местный коэффициент теплоотдачи определяется по соотношению

$$Nu = W_{отс} [1 + (1/K)] (\rho_{ж} g x / \lambda_{ж} \Delta T), \quad (5.19)$$

где $W_{отс}$ — линейная скорость отсасывания конденсата.

Из формулы (5.19) следует, что на больших расстояниях от верхней кромки число Nu не зависит от числа Pr и пропорционально скорости отсасывания. Влияние переохлаждения конденсата, учитываемое числом $1 + (1/K)$ оказывается несущественным при $K \gg 1$ [62].

Интенсифицировать теплоотдачу при конденсации можно путем промежуточного отвода конденсата. На вертикальных стенках устанавливаются наклонные пластины или колпаки, которые отводят образующийся конденсат. Ниже колпака пленка образуется вновь, но при этом коэффициент теплоотдачи увеличивается, так как уменьшается средняя толщина пленки.

Число колпаков n при заданном относительном увеличении среднего коэффициента теплоотдачи $\bar{\alpha}_n / \bar{\alpha}_{гн}$ можно определить из уравнения

$$(\bar{\alpha}_n / \bar{\alpha}_{гн}) = (H/h)^{0,25} = (n+1)^{0,25},$$

где $\bar{\alpha}_{гг}$ и $\bar{\alpha}_h$ — коэффициенты теплоотдачи гладкой стенки и после установки колпаков; H — высота стенки; h — расстояние между колпаками.

Диаметр колпака выбирается таким, чтобы скатывающиеся с его кромки капли не попадали на расположенные ниже участки. Малые выступы конденсат обтекает, как элементы шероховатости. При этом уменьшается скорость свободно стекающей ламинарной пленки.

5.2.5. Условия пониженной гравитации

В формулы (5.4) и (5.5) в качестве параметра входит гравитационная сила, которая при конденсации неподвижного пара в условиях земного тяготения является основной движущей силой.

Для ламинарного режима течения пленки конденсата толщина ее в любом выбранном сечении x обратно пропорциональна $g^{0,25}$. Нетрудно видеть, что ослабление гравитационного поля, т. е. уменьшение g , приведет к росту толщины пленки. При полной невесомости $g=0$, величина δ стремится к бесконечности. Увеличение толщины пленки вызывает увеличение ее термического сопротивления и уменьшение коэффициента теплоотдачи [68].

При переходе от ламинарного к турбулентному режиму течения пленки конденсата коэффициент теплоотдачи в большей степени зависит от гравитации и определяется по формуле

$$\bar{\alpha} = 0,3 \cdot 10^{-2} [\lambda_{ж} \rho_{ж}^2 g (T_n - T_{сг}) H / \mu_{ж}^3 r]^{0,5}. \quad (5.20)$$

Из сравнения соотношений (5.4), (5.5) и (5.20) следует, что при ламинарном течении $\bar{\alpha} \sim g^{0,25}$, а при турбулентном $\bar{\alpha} \sim g^{0,5}$.

Теплообмен при конденсации с движением конденсата и пара только вследствие ослабленной гравитации имеет ограниченное применение. Чаще его интенсифицируют, для чего создают принудительное движение пара и пленки конденсата, или другими словами, создают искусственное гравитационное поле. Подобные системы требуют дополнительных энергозатрат, которые нуждаются в тщательном обосновании.

Процесс конденсации с точки зрения гидродинамики определяется многими факторами. Основные из них это условия подвода конденсирующегося пара к поверхности и отвод от нее конденсата, который в условиях невесомости может быть осуществлен такими способами:

1) конденсацией неподвижного или медленно движущегося пара на вращающейся поверхности (при этом пленка конденсата движется под действием центробежных сил); 2) одновременным действием на пленку конденсата центробежных сил и сил трения от быстро движущегося пара и изменением статического давления конденсирующегося пара; 3) конденсацией на неподвижной плоскости (при этом пленка движется под действием сил трения пленки о движущийся пар и изменения статического давления в нем).

Толщина пленки при конденсации на вращающемся диске

$$\delta = \left[3q_{ж} \left(1 - \frac{\beta}{y} \right) / (2R\omega^2 \rho_{ж}) \left(1 - \frac{2q}{\omega r \rho_{ж} y} \right) \right]^{1/3} \times \\ \times \left(\sqrt[3]{1 + \sqrt{1 - \Psi}} + \sqrt[3]{1 - \sqrt{1 - \Psi}} \right),$$

где ω — угловая скорость вращения; β — расстояние от центра диска (начала координат) до места, где начинается рост пленки конденсата;

$$\Psi = [0,238q^2 (1 - \beta y^{-1})^2 / (\omega R^2 \rho_{ж}^2 \nu_{ж} \sqrt{1 - 2q / (\omega r \rho_{ж} y)})]^2.$$

Коэффициент теплоотдачи

$$\bar{\alpha} = \lambda_{ж} / \left(1 - \frac{A\delta^2}{31} + \frac{3A^2\delta^4}{51} - \frac{3 \cdot 5A^3\delta^6}{71} + \dots \right),$$

где $A = 2q_{ср} / r \lambda_{ж} \delta$.

Для теплоотдачи при конденсации водяного пара на вращающемся диске диаметром 210 мм найдена зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от определяющих параметров:

$$\bar{\alpha} = 0,78 [\lambda_{ж}^3 \rho_{ж}^2 r (120\pi)^2 / (\mu_{ж} \overline{\Delta T})]^{0,25} n^{0,43},$$

которая справедлива для случая $n > 11,66 \text{ с}^{-1}$ при полном смачивании диска.

5.3. ПЛЕНОЧНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЧИСТОГО ПАРА

5.3.1. Конденсация на пластине

При быстро движущемся паре, когда силы тяжести малы по сравнению с силами трения и $T_{ст} = \text{const}$, коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \{\lambda_{ж}^2 r C_f \rho_{п} W_{п0}^2 / [6v_{ж} (T_{п} - T_{ст}) x]\}^{1/3},$$

среднеинтегральный коэффициент теплоотдачи

$$\bar{\alpha} = 1,5 \{\lambda_{ж}^2 r C_f \rho_{п} W_{п0}^2 / [6v_{ж} H (T_{п} - T_{ст})]\}^{1/3},$$

или в критериальной форме записи

$$\bar{Nu} = 1,04 (Re_{п0} v_{п} / v_{ж})^{1/3} (C_f Re_{п0}^{0,5} / 2)^{1/3} \gamma^{1/3}, \quad (5.21)$$

где $W_{п0}$ — скорость пара на поверхности пленки; C_f — коэффициент трения; $\bar{Nu} = \bar{\alpha} H / \lambda_{ж}$; $Re_{п0} = W_{п0} H / v_{п}$; $\gamma = (Pr_{ж} K \rho_{п} / \rho_{ж}) (v_{п} / v_{ж})^{0,5}$.

Из сравнения коэффициентов теплоотдачи для ламинарного движения конденсата при движущемся и неподвижном паре получены следующие соотношения [78—80]:

при $\Delta T = \text{const}$

$$\alpha / \alpha_0 = 1,08 \{v^{*n} / [g v_{ж} (1 - \rho_{п} / \rho_{ж})^{1/3}]\}^{2/3} Re^{-1/9},$$

при $q_{ст} = \text{const}$

$$\alpha / \alpha_0 = 0,96 v^{*n} Re^{1/6} / [g v_{ж} (1 - \rho_{п} / \rho_{ж})^{1/3}],$$

где α_0 — значение коэффициента теплоотдачи для неподвижного пара; $v^{*n} = W_{п0} [C_f \rho_{п} / (2\rho_{ж})]^{0,5}$ — скорость касательного напряжения в пленке на границе с паром; $Re = \bar{q} H / (r g \mu_{ж})$.

В случае если силы трения и тяжести соизмеримы,

$$\bar{\alpha} = \lambda_{ж} (1,5b - 1,33\delta_0) / (b\delta_0 - \delta_0^2),$$

где δ_0 — толщина пленки на верхнем конце пластины;

$$b = \pm 0,66 C_f \rho_{п} W_{п0}^2 / (\rho_{ж} g).$$

Уравнение (5.21) при условии, что $q_{ст} = \text{const}$, принимает вид

$$\bar{Nu} = 1,26 (Re_{п0} v_{п} / v_{ж})^{0,5} (C_f Re_{п0} / 2)^{1/3} \gamma^{1/3}.$$

Здесь число фазового перехода K определяется по среднему температурному напору $\overline{\Delta T} = T_{п} - \overline{T}_{ст}$.

В ранее рассмотренных формулах считалось, что $C_f = \text{const}$ и заранее задано. Для случаев, когда трение на поверхности раздела нужно определить, рассмотрев течения одновременно в паровой и жидкой фазах, используется расчетное соотношение

$$\bar{Nu} = (\vartheta_{пов} / \vartheta_0) (Re_{п0} v_{п} / v_{ж})^{0,5} \Phi(\gamma),$$

где $\overline{Nu} = \bar{\alpha}l/\lambda_{ж}$; $Re_{п0} = W_{п0}l/\nu_{п}$; l — длина пластины; $\vartheta_{пов}/\vartheta_0$ — отношение перепада температуры в пленке к полному перепаду температуры по толщине парового пограничного слоя и пленки, $\vartheta_{пов} = T_{п} - T_{ст}$, $\vartheta_0 = T_0 - T_{ст}$.

При конденсации насыщенного пара $\vartheta_{пов}/\vartheta_0 = 1$ и

$$\overline{Nu} = (Re_{п0}\nu_{п}/\nu_{ж})^{0,5} \Phi(\gamma).$$

Значения функции $\Phi(\gamma)$ представлены графически на рис. 44. Здесь

$$\gamma = \{Pr\rho_{п}/[c_{рж}(T_0 - T_{ст})\rho_{ж}]\}(\nu_{п}/\nu_{ж})^{0,5}.$$

При малых значениях γ локальные значения теплоотдачи определяются по формуле

$$Nu_x = 0,5 (Re_{п0}\nu_{п}/\nu_{ж})^{0,5}.$$

Если принять, что

$$C_f \rho_{п} W_{п0}^2 / 2 = l^{-1} \int_0^l (\mu \partial w_x / \partial y)_{y=\delta} dx,$$

то формулу В. Нуссельта (5.3) можно представить в виде

$$\overline{Nu} = 1,04 (Re_{п0}\nu_{п}/\nu_{ж})^{0,5} \Phi(\gamma).$$

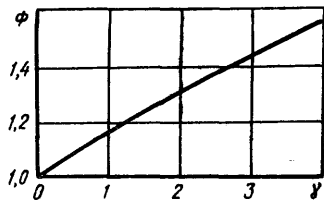


Рис. 44. Зависимость функции Φ от параметра γ

При ламинарной пленочной конденсации быстродвижущегося пара на плоской изотермической поверхности, если считать постоянными физические параметры и не учитывать теплоту трения, а также принять, что

66. Значения величин, характеризующих скорость жидкости и напряжение трения на межфазной границе, интенсивность конденсации и толщину пленки

$\overline{v}, 5$	κ	$f''(\eta_\delta)$	$f'(\eta_\delta)$	C	η_δ
$\beta = -0,1$					
2	30,7909	0,47	0,1457	0,1012	0,3209
	1,1266	1,45	0,9452	1,3305	0,6672
	0,1421	10,00	7,0236	9,9827	0,7048
	0,0141	100,00	70,6684	99,9983	0,7069
10	151,2616	0,47	0,0305	0,1012	0,0653
	11,3266	0,90	0,1115	0,7074	0,1248
	1,4304	5,00	0,7030	4,9653	0,1408
	0,1414	50,00	7,0692	49,9965	0,1414
	0,0141	500,00	70,7090	499,9905	0,1414
50	753,5286	0,47	0,0062	0,1012	0,0131
	27,7592	1,45	0,0392	1,3305	0,0271
	12,5824	2,90	0,0811	2,8402	0,0280
	1,7690	20,00	0,5655	19,9913	0,0283
	0,1179	300,00	8,4852	299,9993	0,0283
	0,0141	2500,00	70,7106	2499,9990	0,0283
$\beta = 0,0$					
2	32,6969	0,57	0,1706	0,1022	0,2994
	1,1954	1,45	0,9581	1,2661	0,6607
	0,1420	10,00	7,0616	9,9733	0,7062
	0,0141	100,00	70,7097	99,9973	0,7071

β, δ	x	$f''(\eta_\delta)$	$f'(\eta_\delta)$	C	η_δ
10	163,4846	0,57	0,0341	0,1022	0,0599
	11,2599	1,00	0,1211	0,7333	0,1211
	1,4371	5,00	0,7033	4,9467	0,1407
	0,1414	50,00	7,0707	49,9947	0,1414
	0,0141	500,00	70,7106	499,9993	0,1414
50	817,4231	0,57	0,0068	1,1022	0,0120
	29,8842	1,45	0,0383	1,2661	0,0264
	12,7952	2,90	0,0807	2,8080	0,0278
	1,7695	20,00	0,5655	19,9867	0,0283
	0,1179	300,00	8,4853	299,9990	0,0283
	0,0141	2500,00	70,7107	2499,9990	0,0283
$\beta = 0,5$					
2	51,6406	0,90	0,2175	0,0852	0,2273
	1,7196	1,45	0,9879	0,9443	0,6159
	0,1413	10,00	7,2575	9,9267	0,7130
	0,0141	100,00	70,9170	99,9927	0,7079
10	267,6101	0,90	0,0400	0,0852	0,0439
	9,1555	1,45	0,1711	0,9443	0,1157
	1,4719	5,00	0,7048	4,8533	0,1400
	0,1414	50,00	7,0784	49,9853	0,1414
	0,0141	500,00	70,7189	499,9985	0,1414
50	1346,8750	0,90	0,0079	0,0852	0,0087
	256,1174	1,00	0,0147	0,2667	0,0146
	13,9577	2,90	0,0787	2,6471	0,0271
	1,7722	20,00	0,5655	19,9633	0,0283
	0,1179	300,00	8,4856	299,9976	0,0283
	0,0141	2500,00	70,7110	2499,9990	0,0283
$\beta = 1,0$					
2	3,0131	1,45	0,9153	6,6224	0,5332
	0,7018	2,50	2,0123	2,0200	0,7056
	0,1405	10,00	7,4631	9,8800	0,7204
	0,0141	100,00	71,1252	99,9880	0,7087
10	16,9582	1,45	0,1419	0,6224	0,0947
	3,8265	2,50	0,3318	2,0200	0,1294
	1,5083	5,00	0,7061	4,7600	0,1393
	0,1414	50,00	7,0861	49,9760	0,1414
	0,0141	500,00	70,7271	499,9976	0,1414
50	86,3286	1,45	0,0272	0,6224	0,0186
	15,3120	2,90	0,0765	2,4862	0,0263
	1,7749	20,00	0,5655	19,9400	0,0283
	0,1178	300,00	8,4859	299,9958	0,0283
	0,0141	2500,00	70,7113	2499,9990	0,0283

скорость внешнего потока изменяется по степенному закону, локальные числа теплоотдачи определяются по формуле [62]

$$Nu_x = Re_n^{0,5} (2 - \beta)^{-0,5} X^{(\beta-1)/(2-\beta)} \varphi'(0), \quad (5.22)$$

средний коэффициент теплоотдачи

$$\bar{Nu} = Re_n^{0,5} (2 - \beta)^{0,5} \varphi'(0), \quad \varphi'(0) = \eta_\delta^{-1}, \quad (5.23)$$

при этом

$$\bar{C}_f = Re_n^{-0,5} (1 + \beta)^{-1} [f''(\eta_\delta) + \beta \eta_\delta]. \quad (5.24)$$

В формулах (5.22) — (5.24) штрих обозначает дифференцирование по η . Величина $\eta = \eta_\delta$ соответствует поверхности жидкость — пар; $1/\eta_\delta = C_\kappa$; C — безразмерный параметр поперечного потока массы; $\kappa = K Pr_{\mu_n}/\mu_{ж} = f(\bar{v})$, $\bar{v} = v_n/v_{ж}$. Значения $f'(\eta_\delta)$, $f''(\eta_\delta)$, C и η_δ , характеризующие соответственно скорость жидкости и напряжение трения на межфазной границе, интенсивность конденсации и толщину пленки, приведены в табл. 66 как функции $\bar{v}^{0,5}$, κ , β .

5.3.2. Конденсация на трубах

5.3.2.1. Внутренние поверхности

Если насыщенный пар движется сверху вниз в круглой трубе и при этом физические свойства пара и конденсата постоянны, в этом случае для ламинарного движения пленки средний коэффициент теплоотдачи определяется по формуле

$$\bar{Nu} = 0,28 Re_{п0}^{0,6} [K Pr_{ж} d_{вн} \rho_n v_n^2 / (l \rho_{ж} v_{ж}^2)]^{1/3}, \quad (5.25)$$

где $\bar{Nu} = \bar{\alpha} d_{вн} / \lambda_{ж}$; $Re_{п0} = W_{п0} d_{вн} / v_n$; $Re_{п0} \geq 2,5 \cdot 10^4$; $K = r/c_{pж} (T_n - T_{ст})$; $\mu_n/\mu_{ж} \geq 0,1$; $\rho_n/\rho_{ж} \leq 10^{-3}$.

При переменных физических параметрах конденсата в формулу (5.25) следует вводить поправку

$$\varepsilon_t = (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25},$$

где числа Прандтля конденсата выбираются соответственно по температуре насыщения и стенки.

При конденсации пара на вертикальной стенке и течении конденсата и пара сверху вниз уравнение для локальных значений коэффициентов теплоотдачи —

$$\alpha/\alpha_0 = \sqrt{0,005\varphi + \sqrt{(0,005\varphi)^2 + 1}},$$

где $\varphi = 81^{-1/3} \rho_n v_n^2 Re_n^2 / (\rho_{ж} v_{ж}^2 Ga_{ж}^{2/3} Re_{ж,x}^{0,28})$.

При турбулентном течении пленки и преобладающем влиянии скорости пара ориентация трубы в пространстве не имеет значения, так как силы тяжести пренебрежимо малы по сравнению с силами межфазного трения, и локальные значения коэффициента теплоотдачи определяются по формуле [62]

$$Nu = C Re_{ж}^{0,8} Pr_{ж}^{0,43} [1 + x (\rho_{ж} \rho_n^{-1} - 1)]^{0,5},$$

а средние значения по формуле

$$\bar{Nu} = C Re_{ж}^{0,8} Pr_{ж}^{0,43} 0,5 \{ [1 + x_1 (\rho_{ж} \rho_n^{-1} - 1)]^{0,5} + [1 + x_2 (\rho_{ж} \rho_n^{-1} - 1)]^{0,5} \},$$

где x_1 и x_2 — паросодержания соответственно на входе и на выходе. Коэффициент пропорциональности C для трубы из нержавеющей стали равен 0,024; из меди 0,032; из латуны 0,026.

Для пара, движущегося внутри горизонтальной трубы в условиях, когда силы тяжести соизмеримы с трением пара о поверхность конденсата, коэффициент теплоотдачи по формуле [29]

$$Nu = 0,044 Re_{ж}^{0,88} Pr_{ж}^{1/3} (\rho_{ж}/\rho_{п})^{0,46} (\mu_{п}/\mu_{ж})^{0,03} (1 - \bar{x})^{0,9} \bar{x}^{-0,2}$$

Коэффициент сопротивления ζ на границе пар — жидкость

$$\zeta = 0,102 / (Re_{п}^{0,2} / Re_{ж}^{0,12}) (\rho_{ж}/\rho_{п})^{0,08} (\mu_{п}/\mu_{ж})^{0,133}$$

Если для коэффициента сопротивления использовать формулу для гладких и волнистых труб

$$\zeta = 0,182 Re_{п}^{-0,2},$$

то локальное число Нуссельта на начальном участке трубы

$$Nu = 0,059 Re_{ж}^{0,82} Pr_{ж}^{1/3} (\rho_{ж}/\rho_{п})^{0,5} (\mu_{п}/\mu_{ж})^{0,1} (1 - \bar{x})^{0,9} \bar{x}^{-0,08}$$

Для наклонных труб

$$Nu = 0,014 Re^{0,49} (Ga Pr L/d_{вн})^{1/3} \bar{l}_1^{0,49} (1 - \bar{l}_1)^{-0,16} (1 - \bar{x})^{0,49},$$

где \bar{l}_1 — участок трубы общей длиной L .

Среднее значение Nu для горизонтальной трубы

$$\begin{aligned} \bar{Nu} = & 0,059 Re_{ж}^{0,82} Pr_{ж}^{1/3} (\rho_{ж}/\rho_{п})^{0,5} (\mu_{п}/\mu_{ж})^{0,1} [(1 - \bar{x})^{0,9} \bar{x}^{-0,08} d\bar{x} + (\varphi/2\pi) \times \\ & \times \int_0^1 (1 - \bar{x})^{0,9} \bar{x}^{-0,08} d\bar{x}] + 0,014 Re_{ж}^{0,49} (Ga Pr_{ж} L/d_{вн})^{1/3} \bar{l}_1^{-0,49} (1 - \bar{l}_1)^{-0,16} \times \\ & \times (2\pi - \varphi) (2\pi)^{-1} \int_0^1 (1 - \bar{x})^{0,49} d\bar{x}, \end{aligned}$$

где φ — среднеинтегральный угол затопления ручья.

На основании термодинамического подобия коэффициент теплоотдачи для умереннодвижущегося пара $W_{п}\rho_{п} = 100...300$

$$\bar{\alpha} = [11,95 \cdot 10^2 q^{0,5} p_{кр} f(\pi) / (T_{кр}^{0,75} M^{0,25})] (L/d_{вн})^{0,25}$$

для быстродвижущегося пара

$$\bar{\alpha} = [3,66 p_{кр}^{0,2} q^{0,8} f(\pi) / (T_{кр}^{0,9} M^{0,1})] (L/d_{вн})^{0,8},$$

где p , кПа; q , Вт/м². Значения $f(\pi)$ аналогичны приведенным к формуле (5.10).

5.3.2.2. Наружные поверхности

В случае конденсации движущегося пара на поверхности горизонтального цилиндра коэффициент теплоотдачи можно определить по формуле

$$\bar{Nu} = 0,64 Re^{0,5} \sqrt{1 + \sqrt{1 + (1,69K Pr_{ж}/Fr)}}$$

которая справедлива для цилиндра диаметром d в диапазоне $1 \leq Re \equiv W_{п}d/\nu_{ж} \leq 10^6$; $10^{-5} \leq K Pr_{ж}/Fr \equiv gr\mu_{ж}d/\lambda_{ж}\Delta T W_{п}^2 \leq 10^5$. В качестве определяющей принята средняя температура пленки.

При поперечном омывании горизонтальной трубы насыщенным водяным паром и паром фреона-21

$$\bar{\alpha}/\bar{\alpha}_н = a + b \lg \Pi,$$

где $\bar{\alpha}_н$ — средний коэффициент теплоотдачи неподвижного пара; $\Pi = Fr/K Pr_{ж} = \lambda_{ж}\Delta T W_{п}^2/gd\rho\mu_{ж}$.

При $10^{-2} \leq \Pi \leq 1$ $a = 1,28$; $b = 0,12$; при $1 < \Pi < 15$ $a = 1,28$; $b = 0,21$; температура насыщения водяного пара $T_{н} = 298...316$ К. Для $T_{н} =$

$= 353 \text{ K}$, при $10^{-2} \leq P \leq 1$ $a = 1,45$; $b = 0,16$; при $1 < P \leq 15$ $a = 1,42$; $b = 0,12$. Опытные данные для фреона-21 с достоверностью $\pm 5\%$ согласуются с формулой при $a = 1,28$; $b = 0,12$, давлении $0,52 \text{ МПа}$ и $\Delta T = 2 \dots 20 \text{ K}$ [11].

5.3.3. Конденсация на трубном пучке

В случае конденсации водяного пара на трубных пучках с шахматным расположением при относительных шагах между трубами $s_1/d = 1,475$ и $s_2/d = 1,275$ и $d = 19 \text{ мм}$

$$\bar{\alpha}/\bar{\alpha}_N = 28,3 \Pi_d \text{Nu}_N^{-0,58},$$

где $\bar{\alpha}_N$ определяется по формуле В. Нуссельта (5.3) для неподвижного пара при $T_{\text{ст}} = \text{const}$; $\Pi_d = (\rho_{\text{п}}/\rho_{\text{ж}}) \text{Fr}_d = \rho_{\text{п}} W_{\text{п}}^2 / (\rho_{\text{ж}} g d)$; $W_{\text{п}}$ — скорость пара при входе в живое сечение; $\text{Nu}_N = \bar{\alpha}_N d / \lambda_{\text{ж}}$; d — наружный диаметр трубы. Формула справедлива при $p = 4,6 \dots 103 \text{ кПа}$; $\text{Re}_{\text{п}} = 350 \dots 6000$; $\Delta T = 2,5 \dots 15 \text{ K}$.

Коэффициент теплоотдачи при конденсации паров фреона-21 можно определять по формуле [104]

$$\bar{\alpha}/\bar{\alpha}_N = [1 + 3,62 \chi^4 \text{Fr} / (\text{Pr}_{\text{ж}} K)]^{0,25}, \quad (5.26)$$

где $\chi = 0,9 (1 + \text{Pr}_{\text{ж}} K/R)^{1/3}$; $R = (\rho_{\text{ж}} \mu_{\text{ж}} / \rho_{\text{п}} \mu_{\text{п}})^{1/2}$; $\text{Fr} = W_{\text{п}}^2 g / d$; $K = g/c \Delta T$. Зависимость (5.26) получена на пучках никелевых труб с наружным диаметром 16 мм при относительном шаге $s_1/d = 1,87$ (коридорное расположение) или $s_1/d = 1,87$ и $s_2/d = 0,81$ (шахматное расположение). Скорость пара в живом сечении достигала 4 м/с и $\Delta T = 3 \dots 30 \text{ K}$.

Испытания конденсаторов паровых турбин с площадью охлаждения $30 \dots 935 \text{ м}^2$ с одно-, двух- и четырехходовым течением охлаждающей воды в латунных и мельхиоровых трубках диаметром $14 \dots 22 \text{ мм}$ с верной, ленточной и смешанной разбивкой трубного пучка при $p = 3,92 \dots 39,2 \text{ кПа}$, $T_{\text{ж}} = 273,4 \dots 307 \text{ K}$, кратности охлаждения $15 \dots 300 \text{ кг/кг}$, $W_{\text{п}} = 8,0 \dots 70,0 \text{ м/с}$, $W_{\text{п}} \rho_{\text{п}} = 0,07 \dots 13,8 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$ показали, что средний коэффициент теплоотдачи можно определить по формуле

$$\bar{\alpha}/\bar{\alpha}_N = 19 \Pi^{0,1} \text{Nu}_N^{-0,5} (1 + 0,5z)^{1/3} (f_{\text{п}}/F_{\text{к}})^{0,15},$$

где $\Pi = \rho_{\text{п}} W_{\text{п}}^2 / (\rho_{\text{ж}} g d_{\text{н}})$; $\text{Nu}_N = \bar{\alpha}_N d_{\text{н}} / \lambda_{\text{ж}}$; z — число ходов воды; $f_{\text{п}}/F_{\text{к}} = s_{\text{уз}} / (\pi d_{\text{н}} n)$ — периметр набегания парового потока на трубчатый пучок в узком сечении.

В случае конденсации водяного пара при давлении $1,5 \dots 7 \text{ МПа}$ в подогревателе высокого давления типа ПВ ТКЗ, состоящем из горизонтальных плоских двухрядных змеевиков, коэффициент теплоотдачи определяется по формуле [64]

$$\bar{\text{Nu}} = 0,44 (\text{Ga}_{\text{ж}} \text{Pr}_{\text{ж}} K)^{0,25}, \quad (5.27)$$

где $\text{Ga}_{\text{ж}} = g d_{\text{н}}^3 \rho_{\text{ж}}^2 / \mu_{\text{ж}}^2$; $K = g/c_{\rho_{\text{ж}}} \Delta T$; $\Delta T = T_{\text{п}} - T_{\text{ст}}$ — температурный напор.

5.3.4. Конденсация в термосифонах

В случае конденсации чистого пара воды и фреона-11 в замкнутом термосифоне $d_{\text{вн}} = 36 \text{ мм}$ при отсутствии влияния неконденсирующихся примесей и выбросов жидкости из зоны нагрева [1] используется расчетная формула

$$A = 0,925 \text{Re}_{\text{ж}}^{-1/3},$$

где $A = \bar{\alpha} / \lambda_{\text{ж}} [v_{\text{ж}}^2 / g (1 - \rho_{\text{п}} \rho_{\text{ж}}^{-1})]^{1/3}$; $\text{Re}_{\text{ж}} = q_0 h_{\text{з.к}} / (r \mu_{\text{ж}})$; q_0 — плотность отводимого теплового потока; $h_{\text{з.к}}$ — линейный размер зоны конденсации. Эта формула справедлива для ламинарного течения конденсата, т. е. для малых значений Re и больших давлений.

Для области ламинарно-волнового режима течения пленки конденсата справедлива зависимость

$$A = 1,18 \operatorname{Re}_{\text{ж,кр}}^{-1/3}.$$

Началу перехода от ламинарного к ламинарно-волновому режиму течения соответствует $\operatorname{Re}_{\text{ж,кр}} = 16 \dots 70$.

Коэффициент теплоотдачи в охладителях типа двухфазного термосифона (конструкция содержит плоский испаритель с внутренними каналами, коллектор для сбора конденсата и пара и многотрубный конденсатор с развитым наружным оребрением, охлаждаемый воздухом) определяется с достоверностью $\pm 16\%$ по формуле [67]

$$\bar{\alpha} = 3 \cdot 10^4 \rho_{\text{кр}}^{1,25} q^{-1/3} l^{-0,25} \rho^{0,2} \sin \beta^{0,25} / (T_{\text{кр}}^{0,25} M^{2/3} \rho_{\text{кр}}^{0,2}), \quad (5.28)$$

где $\bar{\alpha}$, Вт/м²; $\rho_{\text{кр}}$, бар (1 бар = 10⁵ Па); $T_{\text{кр}}$, К; q — средняя плотность теплового потока, отнесенная к внутренней поверхности трубы, Вт/м²; l — длина трубы, м; β — угол наклона трубы к горизонту; M — молекулярная масса.

Формула (5.28) справедлива для конденсации паров воды, фреона-30, -113 и этанола.

5.4. ПЛЕНОЧНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ПАРОГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

Теплообмен в случае конденсации парогазовой смеси водяного пара с гелием, воздухом и фреоном-12, турбулентно текущей в трубе \varnothing 10 мм и длиной 175 мм, при $p = 100 \dots 130$ кПа, начальном содержании газа в смеси $\varepsilon_r = p_r/p = 0,1 \dots 1,0$; безразмерной разности парциальных давлений $\pi_D = 0,02 \dots 0,4$; скорости парогазовой смеси $W_{\text{см}} = 2 \dots 25$ м/с и $\operatorname{Re} = 3000 \dots 25000$ определяется зависимостью [62, 90]

$$\bar{Nu}_D / \bar{Nu}_{D0} = A \varepsilon_r^n \pi_D^m,$$

где \bar{Nu}_{D0} — диффузионное число Нуссельта, подсчитанное на основании аналогии раздельно протекающих процессов теплообмена и массообмена,

$$\bar{Nu}_{D0} = 0,021 \operatorname{Re}^{0,8} \operatorname{Pr}_D^{0,43} \varepsilon_l;$$

$$A = 0,71; n = -0,6; m = -0,4 \text{ при } 10^{-1} \leq \varepsilon_r / \pi_D \leq 1;$$

$$A = 0,71; n = -0,9; m = -0,1 \text{ при } \varepsilon_r / \pi_D > 1.$$

Значение коэффициента ε_l для трубы $l < 50 d$ определяется по табл. 67.

В случае конденсации парогазовой смеси на одиночной трубе при $p_{\text{см}} = 4,6 \dots 89$ кПа и содержании воздуха в водяном паре $\varepsilon_r = 0,01 \dots 0,56$ средний коэффициент массоотдачи определяется по формуле

$$\bar{Nu}_D = 0,47 \operatorname{Re}^{0,5} \pi_D^{-1/3} \varepsilon_r^{-0,6}, \quad (5.29)$$

справедливой при $\operatorname{Re} = 350 \dots 4800$, где $W_{\text{см}}$ определяется по набегающему потоку.

При обтекании пучка горизонтальных труб формула (5.29) имеет вид

$$\bar{Nu}_D = A \operatorname{Re}^{0,5} \pi_D^{-1/3} \varepsilon_r^{-0,5}, \quad (5.30)$$

где $A = 0,53$ для первого ряда труб; $A = 0,74$ для второго ряда и $A = 0,82$ для третьего и последующих рядов.

Аналогичная формула получена [149] при $\varepsilon_r = 0,01 \dots 0,5$, которая с достоверностью $\pm 12\%$ описывает опытные данные:

$$\bar{Nu}_D = A \operatorname{Re}^{0,6} \pi_D^{0,2} \varepsilon_r^{-0,47}. \quad (5.31)$$

67. Значения коэффициента ϵ_l при пленочной конденсации парогазовых смесей

Re	l/D								
	1	2	5	10	15	20	30	40	50
Ламинарное течение									
—	1,90	1,70	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1,00
Турбулентное течение									
10 000	1,65	1,50	1,34	1,23	1,17	1,13	1,07	1,03	1,00
20 000	1,51	1,40	1,27	1,18	1,13	1,10	1,05	1,02	1,00
50 000	1,34	1,27	1,18	1,13	1,10	1,08	1,04	1,02	1,00
10^5	1,28	1,22	1,15	1,10	1,08	1,06	1,03	1,02	1,00
10^6	1,14	1,11	1,08	1,05	1,04	1,03	1,02	1,01	1,00

Здесь число Re вычисляется по скорости в узком сечении. В вышеприведенных формулах (5.29) — (5.31) $\overline{Nu}_D = \overline{\beta} d/D$, $\overline{\beta}$ — коэффициент массоотдачи, D — коэффициент диффузии; $Re = W_{см} d/\nu_{см}$; $\pi_D = (p_{п.о} - p_{п.гр})/p$, $p_{п.о}$, $p_{п.гр}$ — парциальные давления пара на удалении и на границе раздела; $\epsilon_r = p_r/p$, p_r — парциальное давление газа.

При условии, что $\alpha_{см} \rightarrow \alpha$ при $\epsilon_r \rightarrow 0$ и $\alpha_{см} \rightarrow \alpha_{конв}$ при $\epsilon_r \rightarrow 1$, условный коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_{см} = 943 W_{см}^{0,5} 0,043 \epsilon_r^{0,2} p_{см}^{0,2} \Delta T^{-0,18}.$$

Коэффициент теплоотдачи при пленочной конденсации паровоздушной смеси на одиночной трубе $\varnothing 12$ мм можно определять с достоверностью $\pm 10\%$ по формуле

$$St = 0,14 Re^{-0,29} Fr^{-0,29} Pr^{-0,58},$$

где $St = \overline{\alpha}/W_0'' c_p \rho'$; $Re = W_0'' d/\nu'$; $Fr = (W_0'')^2/gd$; $Pr = \nu'/a'$; W_0'' — приведенная скорость пара. Формула справедлива при относительном массовом содержании воздуха 0,125 ... 4,6%; $W_0'' = 3,5 \dots 8,3$ м/с и $\Delta T = 8 \dots 19$ К. В качестве определяющей принята средняя температура пленки конденсата [138].

Опытные данные исследования теплообмена [17] при конденсации технически чистого водяного пара и пара с примесью воздуха на поперечно омываемом трубном пучке, состоящем из 10 рядов труб диаметром 11 и 19 мм с расположением по вершинам равностороннего треугольника и продольным относительным шагом $s = 1,09 d$, при изменении направления движения пара через пучок от нисходящего ($\beta = +90^\circ$) до восходящего ($\beta = -90^\circ$), расположении труб как горизонтально ($\Theta = 0$), так и с наклоном до $\Theta = 10^\circ$, давлении на входе 8,9—108 кПа, содержании воздуха $\epsilon_r = 0,001 \dots 0,3$; изменении массовой скорости от 0,7 до 15 кг/(м²·с) и температурном напоре (подсчитываемом как разность температур потока на входе и температуры стенки) $\Delta T = 1 \dots 70$ К — аппроксимируются зависимостью

$$[(\overline{\alpha}/\lambda_{ж})(\nu_{ж}^2/g)^{1/3}]_H = (66,66 Re)^{f(k)} \Phi(k) (\mu_{п.го}/\mu_{ж.н} K_B^{-1})^\psi \exp(\Psi \epsilon_{го}), \quad (5.32)$$

где $Re = \lambda_{ж.н} \Delta T / \mu_{ж.н} r$; $\mu_{п.го} = [\mu_{по}/(1 + \varepsilon_{го})] + [\varepsilon_{го} \mu_{го}/(1 + \varepsilon_{го})]$; $K_E = (\rho_{п.го}/\rho_{ж.н} g) (g/v_{ж.н}^2)^{1/3}$; $\rho_{п.го} = \rho_{по} (1 + \varepsilon_{г, о})$.

Физические параметры паровоздушного потока (индекс «пг»), пара («п»), воздуха («г») определяются по состоянию на входе в пучок (индекс 0); физические свойства конденсата («ж»), а также теплота фазового перехода r отнесены к состоянию насыщения («н»), определяемому по парциальному давлению при соответствующих газовых постоянных \bar{R} :

$$\rho_{по} = \rho_{п.го} / [1 + (\bar{R}_г \varepsilon_{го} / \bar{R}_п)].$$

Коэффициент $\bar{\alpha}$ рассчитывается как $\bar{\alpha} = \bar{q}_{сг} / \Delta T$. Скорость подсчитывается по узкому сечению пучка.

Вспомогательные функции описываются выражениями

$$\begin{aligned} \Phi(k) &= f(\theta) [0,1(3F_* + 1)]^{0,871 \lg[f(\beta, \theta)/f(\theta)]}, \\ f(\theta) &= 0,41 + 3,3 \cdot 10^{-2} \theta^{0,5}, \\ f(\beta, \theta) &= 12,1 \cdot 10^{-2} + 0,16 \cdot 10^{-3} \beta - 0,67 \cdot 10^{-6} \beta^2, \\ f(k) &= -(0,43 + 0,013 F_*). \end{aligned}$$

Значение Φ для первых пяти по ходу пара рядов труб уменьшается примерно от 0,25 до 0,1. Для всех остальных рядов $\Phi = 0,1$. Через F_* обозначена относительная поверхность F/F_{0*} , где $F_{0*} = (\rho W)_{по}^{1-2\varphi} s_0$, s_0 — среднее узкое межтрубное сечение пучка.

Для функции ψ предложена зависимость

$$-\psi = \psi_{п.г}(\beta) + 0,03\theta,$$

где

$$\psi_{п.г}(\beta) = \begin{cases} 1 + 1,45 \cdot 10^{-2} \beta & \text{при } \beta > 0^\circ, \\ 1 - 0,78 \cdot 10^2 \beta & \text{при } \beta < 0^\circ. \end{cases}$$

Значения углов θ и β подставляются в градусах, причем β — со своим знаком.

В области $0,5 \cdot 10^{-3} < Re \leq 6 \cdot 10^{-3}$ зависимость (5.32) может быть представлена в следующем виде:

$$[(\bar{\alpha}/\lambda_{ж}) (v_{ж}^2/g)^{1/3}]_н = \Phi(k) 0,66^{2f(k)} (150 Re)^{-0,49} (\mu_{п.го} K_E / \mu_{ж.н})^\varphi \exp(\psi \varepsilon_{го}).$$

Слабый наклон трубного пучка по отношению к горизонтали интенсифицирует конденсацию парогазовой смеси в пучке.

5.5. КАПЕЛЬНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ НЕПОДВИЖНОГО ЧИСТОГО ПАРА

Средний коэффициент теплоотдачи в случае капельной конденсации неподвижного чистого пара при $0,98 \cdot 10^{-2} \leq P_k \leq 4,5 \cdot 10^{-2}$ и $1,75 \leq Pr_{ж} \leq 3,65$ [62]

$$\text{для } Re_* = 8 \cdot 10^{-4} \dots 3,3 \cdot 10^{-3}$$

$$\bar{Nu} = 3,2 \cdot 10^{-4} Re_*^{-0,84} P_k^{1,16} Pr_{ж}^{1/3}, \quad (5.33)$$

$$\text{для } Re_* = 3,3 \cdot 10^{-3} \dots 3,4 \cdot 10^{-2}$$

$$\bar{Nu} = 5 \cdot 10^{-6} Re_*^{-1,57} P_k^{1,16} Pr_{ж}^{1/3}. \quad (5.34)$$

Здесь $\bar{Nu} = \bar{\alpha} R / \lambda_{ж} = 2\bar{\alpha} \sigma T_n / [\lambda_{ж} r \rho_{ж} (T_n - T_{ст})]$; $Re_* = W_* R / v_{ж} = \lambda_{ж} (T_n - T_{ст}) / (r \nu_{ж} \rho_{ж})$; $P_k = 2\xi \sigma_{пж}^2 T_n / (r \mu_{ж}^2)$; $\xi = \sigma^{-1} d\sigma / (dT)$ — температурный коэффициент поверхностного натяжения; $Pr_{ж} = \nu_{ж} / a_{ж}$.

Из формул (5.33) и (5.34) следует, что для расчета коэффициента теплоотдачи водяного пара достаточно знать температуру насыщения и температур-

ный напор. Прочие величины могут быть выражены через температуру насыщения, тогда формулы (5.33) и (5.34) могут быть записаны в следующем виде:

для $Re_* = 8 \cdot 10^{-4} \dots 3,3 \cdot 10^{-3}$

$$\bar{\alpha} = 2,61 \cdot 10^2 (T_n - 273)^{4/3} \Delta T_n^{0,16}, \quad (5.35)$$

$$\bar{\alpha} = 8,85 \cdot 10^5 \rho_n^{0,434} \Delta T_n^{0,16}, \quad (5.36)$$

для $Re_* = 3,3 \cdot 10^{-3} \dots 3,4 \cdot 10^{-2}$

$$\bar{\alpha} = 2,79 \cdot 10^4 (T_n - 273)^{1/2} \Delta T_n^{-0,57}, \quad (5.37)$$

$$\bar{\alpha} = 5,55 \cdot 10^5 \rho_n^{0,151} \Delta T_n^{-0,57}. \quad (5.38)$$

В формулах (5.35) — (5.38) температура насыщения T_n подставляется в градусах Кельвина, давление насыщения паров p_n — в кПа. Величина ΔT_n представляет собой температурный напор $T_n - T_{ст}$. При этом $\bar{\alpha}$ выражается в Вт/(м²·К).

Экспериментальные данные по теплообмену при капельной конденсации в зависимости от содержания гидрофобизатора (олеиновой кислоты) в паре при заданной температуре насыщения и $(\rho_n^{гидроф}/\rho_n^{H_2O}) \equiv m$ описываются с достоверностью $\pm 20\%$ формулой

$$\bar{Nu} = 1,32 \cdot 10^{-5} Re_*^{-1} \Pi_K^{1,16} \rho_{ж}^{1/3} m^{-0,09},$$

где $Re = 4 \cdot 10^{-4} \dots 9 \cdot 10^{-3}$; $\Pi_K = 1,57 \cdot 10^{-2} \dots 6,4 \cdot 10^{-2}$; $m = 1,2 \cdot 10^{-6} \dots 25,2 \cdot 10^{-6}$ [60].

5.6. КАПЕЛЬНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЧИСТОГО ПАРА

При конденсации движущегося чистого водяного пара на вертикальной стенке канала с применением гидрофобизатора (диэтилэтил-сукцинат)

5.7. КАПЕЛЬНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ПАРОГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

Теплообмен при невысоких скоростях паровоздушной смеси на горизонтальной трубе, помещенной в большом объеме водяного пара, подаваемого как сверху, так и снизу, описывается зависимостью [62]

$$\overline{Nu}_D Re^{-0,5} = 2,58 \pi_D^{-0,85} \varepsilon_{r0}^{-0,3}, \quad (5.44)$$

а с учетом $Re = \overline{Nu}_D \pi_D Pr_D^{-1} (1 - \varepsilon_{r0})^{-1}$

$$\overline{Nu}_D = 13,3 \pi_D^{-0,7} \varepsilon_{r0}^{-0,6}. \quad (5.45)$$

Формулы (5.44), (5.45) пригодны для $\pi_D = (\rho_{п0} - \rho_{п. пов})/\rho = 0,05 \dots 0,746$; массового содержания воздуха на входе $\varepsilon_{r0} = 2 \cdot 10^{-4} \dots 5 \cdot 10^{-3}$. В уравнениях (5.44) и (5.45) ε_{r0} выражено в %. Определяющий размер — диаметр трубки, определяющая температура — температура смеси на входе $T_{п0}$.

При радиальном подводе пара, массоотдачи, определяется по зависимости

$$\overline{\beta}/\beta_0 = 0,45 Ar^{0,2},$$

где $\overline{\beta}_0$ — коэффициент массоотдачи на сетке; $Ar = gd^3(\rho - \rho_0)/(\nu_{п}^2 \rho_0)$; ρ и ρ_0 — плотности смеси на поверхности конденсата и на ограждающей сетке.

5.8. КОНДЕНСАЦИЯ НА СТРУЕ ЖИДКОСТИ

5.8.1. Ламинарное движение

Применение конденсации пара непосредственно на охлаждающем теплоносителе является перспективным ввиду значительной интенсивности такого процесса. Теоретическое решение этой задачи в предположении, что струя жидкости с начальной температурой T_0 и заданным при $x = 0$ распределением скорости по сечению круглого отверстия радиусом R_0 вытекает в пространство, заполненное насыщенным паром той же жидкости с температурой T_H , и радиальная составляющая градиента температуры много больше осевой, приводит к зависимости, по которой можно определить число Стантона:

$$St = f_1 f_2 f_3 (x/2R_0)^{-0,8}, \quad (5.46)$$

где

$$f_1 = 1,25 \cdot 10^{-2} - 7,5 \cdot 10^{-6} Re;$$

$$f_2 = 1,05 - Pr [8 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-4} x/(2R_0)];$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 1,05 - We [0,4 + 0,1x/(2R_0)] \text{ для } We \geq 0,05; \\ 1,05 - We + x/2R_0 (0,03 - 0,6We) \text{ для } We < 0,05. \end{array} \right.$$

$$f_3 = \left\{ \begin{array}{l} 1,05 - We + x/2R_0 (0,03 - 0,6We) \text{ для } We < 0,05. \end{array} \right.$$

В этих уравнениях $St = \alpha/(\rho_{ж} W_0 c_p)$; $Re = W_0 R_0/\nu$; $We = \rho v^2 C^{0,75}/\sigma R_0$, $C = g R_0^3/\nu^2$.

Формула (5.46) [124] описывает экспериментальные данные с достоверностью $\pm 10\%$ в диапазоне изменения чисел подобия $10^{-3} < We \leq 5$, $200 < Re < 1000$, $1 < Pr < 50$.

Опыты [61], проведенные при стационарном истечении из отверстия с закругленной входной кромкой длиной 3 мм (условно $L_{c1} = l_{c1}/d = 0,5$) и из сопла ($L_{c2} = 50$) со скоростью $W_0 = 0,115 \dots 0,257$ м/с, при давлении пара в конденсаторе 200 кПа ($T_H \approx 388$ К); $T_0 = 293 \dots 302$ К; $K = 5,5 - 6,1$; $Pr = 5,5 \dots 7$ и $L = 1,67 \dots 23,3$, позволили получить аппроксимационную зависимость

$$\overline{St} = AL^n Re^{-0,8},$$

где $\overline{St} = \overline{\alpha}/(\rho_{ж} c_{pж} W_0)$; $Re = W_0 d/\nu_{ж}$; $L = l/d$, l — длина струи; d — диаметр струи.

Постоянные A и n имеют следующие значения: при $L < 12$ $n = -0,88$; при $L > 12$ $n = -0,57$. Соответственно при $L < 12$ для сопла L_{c1} $A = 0,24$, а для сопла L_{c2} $A = 0,185$. При $L > 12$ для L_{c1} $A = 0,125$ и для L_{c2} $A = 0,088$. Физические параметры $v_{ж}$, $c_{pж}$, $\rho_{ж}$, $a_{ж}$ выбираются по T_0 , r — по температуре насыщения.

Случай конденсации пара, когда теплота фазового перехода поглощается переохлажденной пленкой воды без последующей ее передачи орошаемой стенке, имеет место в контактных теплообменных аппаратах. Коэффициенты теплоотдачи неподвижного пара на ламинарной переохлажденной пленке можно определить по формуле [46]

$$Nu_M = 2,2Re^{-1/3},$$

где $Nu_M = \alpha' v_{ж}^{2/3} / (\lambda_{ж} l^{1/3})$; $Re = 4\Gamma / (\rho_{ж} v_{ж})$; Γ — плотность орошения; $\alpha' = \lambda_{ж} / \delta$; $\delta = (0,75 v_{ж}^2 Re / g)^{1/3}$ — толщина пленки. Теплофизические свойства отнесены к среднemasсовой температуре пленки, которая равна 318—363 К.

5.8.2. Турбулентное движение

Конденсация пара на турбулентной струе имеет применение в конденсаторах смешения. Теплообмен при конденсации водяного пара, поступающего снизу в большой объем, на турбулентной струе воды, направленной сверху вниз, при расходной скорости истечения воды из сопел диаметром 2,18; 3,10; 6,07 мм, $l_c/d_c \geq 50$, давлении 147—157 кПа, температуре на входе в конденсатор $T_0 = 291,8 \dots 362$ К, содержании воздуха в паре, не превышающем 0,02 %, при выборе температуры воды на выходе из сопла T_0 в качестве определяющей величины (исключение составляют r , $\sigma_{пж}$ и $\rho_{п}$, выбираемые по $T_{п}$) рассчитывается по формулам

$$We \geq 2,7 \quad \overline{St} = 0,0335 (l/d_c)^{-0,42} Re_0^{-0,17} Pr^{-0,09} K^{0,13} We^{0,35}; \quad (5.47)$$

$$We < 2,7 \quad \overline{St} = 0,03325 (l/d_c)^{-0,41} Re_0^{-0,18} Pr^{-0,05} K^{0,11} \exp(0,16We), \quad (5.48)$$

аппроксимирующим опытные данные с достоверностью соответственно ± 14 и 15,2% во всей области изменения параметров. Диапазон изменения чисел подобия, охваченных обобщениями, характеризуется следующими значениями: $l/d_c = 4 \dots 180$; $Re_0 = (15 - 100) 10^3$; $Pr = 1,8 \dots 6,4$; $K = r/c_{p, ж} \times (T_{п} - T_0) = 6 \dots 50$; $We = \rho_{ж} W_0 d_c / \sigma_{п, ж} = 0,4 \dots 5,5$.

Исследования однонаправленного движения насыщенного водяного пара под давлением 196—245 кПа и турбулентной струи воды, вытекающей из цилиндрического сопла сверху вниз при $We = 2,7 \dots 7,4$ позволили получить формулу

$$\overline{St} = 0,0825 (l/d_c)^{-0,59} Re_0^{-0,17} Pr^{-0,09} K^{0,13} We^{0,33}, \quad (5.49)$$

которая справедлива при $l/d_c = 4,5 \dots 120$; $d_c = 2,18; 4; 6$ мм, $l_c \geq 50d_c$; $Re_0 = W_0 d_c / v_{ж0} > 10^4$; $K = 5 \dots 50$. Физические параметры в формуле (5.49) выбраны аналогично формулам (5.47) и (5.48).

При конденсации на струях воды поперечно движущегося пара

$$\overline{Nu} = 1,57 Gz_{ж}^{0,5} We_{п}^{0,28} K^{0,15} (s_2/d)^{0,75}, \quad (5.50)$$

где $\overline{Nu} = \overline{\alpha} d / \lambda_{ж}$; $Gz_{ж} = c_{pж} \rho_{ж} W_{ж} d^2 / (\lambda_{ж} l)$; $We_{п} = \rho_{п} W_{п}^2 d / \sigma_{п, ж}$; s_2 — шаг между отверстиями по ходу пара; d, l — диаметр и длина струи.

Опытные данные по конденсации пара из паровоздушной смеси для случая перекрестного тока хорошо аппроксимируются зависимостью [147]

$$\overline{\alpha}_{см} / \overline{\alpha}_0 = 0,366 (\epsilon m)^{-0,2}, \quad (5.51)$$

где α_0 — коэффициент конденсации чистого пара, определяется по формуле (5.50); $\varepsilon = G_{r0}/G_{п}$ — относительное содержание воздуха в паре на входе; $m = G_{ж}/G_{п}$ — кратность охлаждения; G_{r0} — расход воздуха; $G_{п}$ — расход пара на конденсатор; $G_{ж}$ — расход охлаждающей воды. В качестве определяющей принимается средняя температура на линии насыщения и средняя температура воды. В табл. 68 приведены основные конструктивные и режимные параметры испытанных конденсаторов, на которые распространяются формулы (5.50) и (5.51).

68. Конотруктивные и режимные параметры конденсаторов

Характеристика	Конденсатор смешения		
	1	2	3
Диаметр сопла, мм	5	5	5
Количество сопел, шт.	50	50	50
Длина струи, мм	400	400	400
Относительный шаг	5	3	2
Шаг, мм	25	15	10
Количество отверстий (или сопел) в одном ряду, шт.	5	5	5
Температура охлаждающей воды на входе, К	300—313	300—307	301—306
Скорость охлаждающей воды, м/с	3—15	3—11	3—8,5
Расход пара, кг/с	0,125—0,61	0,104—0,64	0,1—0,625
Давление в конденсаторе, кПа	10—70	12—60	10—63,5

5.8.3. Диспергированная струя

Поверхность конденсации струи представляет собой интегральную поверхность, состоящую из поверхности нераспавшейся струи, переходного участка и образовавшихся пленок и капель на распавшейся части струи. Для расчета коэффициента теплоотдачи в качестве определяющей поверхности принята боковая поверхность цилиндра с диаметром основания, равным диаметру сопла, и высотой, равной длине струи.

Изменение температуры по длине струи приближается к логарифмическому закону. Поэтому определяющий температурный перепад является среднелогарифмической разностью между температурами пара и жидкостной струи. С учетом этого обработка опытных данных [148] в диапазоне $Re_{ж} = W_{ж}d/\nu_{ж} = (140 \dots 900) 10^3$; $Pr_{ж} = 2,5 \dots 4$; $K = 9 \dots 60$; $We_{п} = \rho_{п}(W_{п} - W_{ж})^2d/\sigma_{п.ж} = 160 \dots 3000$; $l/d = 12 \dots 60$ приводит к расчетной зависимости

$$\overline{Nu} = 2,7 Re_{ж}^{0,6} Pr_{ж}^{0,45} K^{0,11} We_{п}^{0,4} (l/d)^{-0,6}. \quad (5.52)$$

Присутствие в паре неконденсирующихся газов значительно снижает коэффициент теплоотдачи, который с достоверностью $\pm 15\%$ можно определить по формуле

$$\overline{\alpha}_{см}/\overline{\alpha}_0 = 0,168 (\varepsilon m)^{0,1} (l/d)^{0,33}, \quad (5.53)$$

где α_0 — определяется по формуле (5.52); l/d — относительная длина струи; ε и m аналогичны этим величинам в формуле (5.51).

Формулы (5.52), (5.53) справедливы для сопел с $d_0 = 15, 20, 30$ мм при длине струи 818, 780, 460—860 мм, расходе воды $G_{ж} = 17, 2; 5-20; 10-29$ т/ч; расходе пара на входе в конденсатор $G_{п} = 2, 2; 0, 6-0, 87; 0, 2-2, 4$ т/ч.

Если струя при выходе из сопла распадается на систему капель, а конденсирующийся пар содержит азот, безразмерную среднemasсовую температуру струи диспергированной воды $\Theta = (T - T_0) / (T_{н} - T_0)$, где T_0 — температура воды на входе в конденсатор, можно описать уравнением

$$\Theta = 1,25 \cdot 10^{-4} Lp^{0,62} K^{-0,45} A^{-0,59} \varepsilon^{-0,08} Z^{0,03} X^{0,25}, \quad (5.54)$$

где $Lp = \rho_{ж} \sigma d_0 / \mu_{ж}^2$ — число Лапласа; $K = r / c_{рж} (T_{н} - T_0)$ — число фазового перехода; $A = R_3 r_0 / (n r_{вх}^2)$ — безразмерная геометрическая характеристика форсунки; R_3 — радиус закручивания жидкости в канале форсунки; r_0 — радиус сопла; n — количество тангенциальных входных каналов; $r_{вх}$ — радиус каналов; $\varepsilon = m_r / m_{п}$ — массовое содержание газа на входе смеси в конденсатор; $Z = z / 2r_0$; $X = x / (2r_0)$ — координаты.

Скорость W_0 вычисляется по расходу воды через форсунку с диаметром сопла $d_c = 2r_0$. Физические параметры воды $\rho_{ж}$, $\mu_{ж}$, $c_{рж}$ выбираются по T_0 , а σ , r и $\rho_{п}$ по $T_{н}$. Формула (5.54) получена при $Lp = (656 \dots 2930) 10^3$; $K = 7, 6 \dots 18, 7$; $A = 1, 13 \dots 1, 7$; $\varepsilon = (0, 001 \dots 0, 84) 10^{-2}$; $Z = 0, 42 \dots 9, 37$; $X = 4, 65 \dots 47, 4$. При этом $\Theta = 0, 2 \dots 0, 98$. Среднеквадратичное отклонение опытных точек от аппроксимирующей кривой не превышает $\pm 10\%$.

При изотермическом истечении диспергированной воды в воздух средне-объемный радиус может быть описан уравнением

$$\bar{R}_{0,3} / 2r_0 = 5, 6 \cdot 10^{-2} We^{-0,4} A^{-0,49} Z^{-0,01} X^{0,16},$$

справедливым при $We = 5, 67 \dots 28$; $A = 1, 13 \dots 1, 7$; $Z = 2 \dots 33, 5$; $X = 14, 4 \dots 246$.

Безразмерный удельный поток жидкости

$$i / \rho_{ж} W_0 = 1, 51 \cdot 10^{-3} We^{-0,02} A^{0,88} Z^{-0,72} X^{-0,12}.$$

При этом $We = 6, 5 \dots 29, 2$; $A = 1, 13 \dots 1, 7$; $Z = 1, 58 \dots 41, 8$; $X = 8, 31 \dots 49, 9$.

5.9. ПЛЕНОЧНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ СМЕСИ ПАРОВ

При пленочной конденсации водяного пара и паров органических жидкостей расчетные формулы основываются на учете термического сопротивления бинарной пленки. При конденсации на горизонтальной трубе принято, что внешний слой (вода) имеет скорость, равную скорости органической жидкости на ее внешней поверхности ($y = \delta_1$).

Данные по конденсации смеси паров воды с парами бензола, толуола, трихлорэтилена и гептана позволили получить расчетную формулу для средней теплоотдачи

$$\bar{\alpha}_{см} = \bar{\alpha}_{N1} \varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3,$$

где $\bar{\alpha}_{N1}$ — средний коэффициент теплоотдачи неподвижного чистого пара органического компонента на горизонтальной трубе, вычисленный по формуле В. Нуссельта (5.4) при температурном напоре $T_{гр} - T_{ст}(T_{гр} - \text{температура на границе жидкость — пар})$; $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ — поправки соответственно на состав

смеси, на переменность температурного напора по окружности трубы и на влияние сил инерции и конвективного переноса тепла:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= (1 + 0,45m_{ж2} - 0,687m_{ж2}^2)/(1 - 0,75m_{ж2}), \\ \varepsilon_2 &= [1 - 0,363(T_{ст\ max} - \bar{T}_{ст})/(T_{гр} - \bar{T}_{ст})]^{-1/4}, \\ \varepsilon_3 &= \left\{ 1 + \frac{cn^2}{8} Pr_{ж1} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{3\kappa c_{рж1}(T_{гр} - \bar{T}_{ст})}{c\beta r_1 Pr_{ж1}(1 + 3\kappa/A)}} \right] \right\}^{-1}. \end{aligned}$$

Здесь $m_{ж2}$ — массовая концентрация воды в конденсаторе; $T_{ст\ max}$, $T_{ст}$ — локальная и средняя температуры поверхности стенки трубы; $c = 1 + \lambda_{ж1}\rho_{ж1}/(\lambda_{ж2}\rho_{ж2}A)$; $n = 1 + \rho_{ж1}/(\rho_{ж2}A)$; $\kappa = 1 + A^{-1}$; $\beta = 1 + m_{ж2}(r_2r_1^{-1} - 1)$; $A = [3 - 6m_{ж2} + (9 + 12m_{ж2} - 12m_{ж2}^2)^{0,5}]/4m_{ж2}$ — функция, учитывающая влияние состава паров на толщину пленки конденсата.

При конденсации на поверхности горизонтальной трубы смеси паров воды и тетрагидрофурана неэвтектических паровых смесей несмешивающихся жидкостей, коэффициент теплоотдачи можно определять по формуле [41]

$$\alpha_{см} = 1,5 \cdot 10^4 \varphi_{см}^{-0,125} \exp(-0,225\Delta T),$$

где $\varphi_{см} = V_1\rho_1/V_2\rho_2$ — состав конденсата; V_1 и V_2 — количество конденсата паров соответственно органической жидкости и воды; $\Delta T = T_3 - T_{ст}$; T_3 — температура эвтектики.

5.10. КАПЕЛЬНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ СМЕСИ ПАРОВ

При конденсации бинарных паровых смесей, состоящих из компонентов с неограниченной взаимной растворимостью в жидком состоянии, как и при конденсации паров чистых веществ, возможны два режима стекания конденсата по охлаждающей поверхности — пленочный и капельный. Капельное стекание наблюдается, когда жидкость не смачивает поверхность. Для бинарных паровых смесей капельная конденсация возможна и на смачиваемой поверхности охлаждения.

При малом (до 1 %) содержании низкокипящего компонента наблюдается устойчивая капельная конденсация, хотя и отличная по характеру от капельной конденсации чистых веществ. Капли имеют широкое основание, часто неправильной формы; они крупнее, а число их на единицу поверхности охлаждения больше, чем при сопоставимых режимах на несмачиваемой поверхности [20].

Распад пленки, связанный с каплеобразованием, зависит от перепада равновесных концентраций жидкости и пара. Составы конденсатов, отвечающие максимальному перепаду, для смесей ацетон — вода, изопропанол — вода, этанол — вода составляют, соответственно, 54,35 и 49 % (по низкокипящему компоненту).

Поскольку для бинарных смесей поверхностное натяжение определяется составом конденсата, то характерное число подобия Π_k можно предложить в следующем виде:

$$\Pi_k = 2\sigma(\partial\sigma/\partial m_1)/r\mu_{ж}^2,$$

где изменение σ определяется изменением концентрации. Опытные данные для вышеприведенных смесей с достоверностью $\pm 20\%$ описываются формулой

$$\bar{Nu} = 0,84 \cdot 10^{-7} Re^{-1,25} \Pi_k^{0,3} Pr^{1/3},$$

где $\bar{Nu} = 2\alpha\sigma T_n/[\lambda_{ж}r_{см}\rho_{ж}(T_n - T_{ст})]$; $Re = \lambda_{ж}(T_n - T_{ст})/(\nu_{ж}r_{см}\rho_{ж})$.

Эта формула справедлива при $Re = (0,07 \dots 1,2) 10^{-2}$; $Pr_k = (0,2 \dots 6) 10^{-2}$; $Pr_{ж} = 2 \dots 8$. Физические параметры выбираются по $T_{гр}$.

При $m_{ж1} > m_{ж1 \max}$ усиливается слияние капель, и наблюдаются различные смешанные режимы стекания конденсата. Для этой области с достоверностью $\pm 15\%$ получена эмпирическая формула

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_N Pr_{ж}^{-1} P_{\sigma}^n,$$

где $n = -0,682 + 3,165 m_{ж1 \text{ гр}} - 2,4 m_{ж1 \text{ гр}}^2$; $P_{\sigma} = \sigma^2 / (gd\mu_{ж}^2)$; d — диаметр трубы. Предусматривается, что $m_{ж1 \text{ гр}} / m_{ж2 \text{ гр}} \approx m_{п10} / m_{п20}$, т. е. при большой интенсивности конденсации концентрации компонентов в конденсате практически равны концентрациям их в объеме пара.

1. Алабовский А. Н., Безродный М. К., Мокляк В. Ф. Исследование теплообмена при конденсации паров в вертикальных термосифонах // Изв. вузов. Энергетика. — 1979. — № 7. — С. 61—67.
2. Алабовский А. Н., Белойван А. И., Сахацкий А. А. Исследование кризиса теплопереноса в низкотемпературных слабонаклонных испарителях-термосифонах с внутренними вставками // Кипение и конденсация: Респ. межвед. науч.-техн. сб., 1980. — С. 87—96.
3. Аладьев И. Т., Горлов И. Г., Федьинский О. С. Влияние неравномерности теплопровода по длине канала на критические тепловые потоки при кипении калия в трубах // Теплоперенос в одно- и двухфазных средах. — М.: Наука, 1971. — С. 5—9.
4. Алферов Н. С., Рыбин Р. А. Теплоотдача в кольцевых каналах // Тепло- и массоперенос: В 10 т. — Минск: Наука и техника, 1965. Т.3: Тепло- и массоперенос при фазовых превращениях. — С. 60—78.
5. Безродный М. К., Алабовский А. Н. Критические тепловые потоки при кипении жидкостей в термосифонах // Кипение и конденсация: Респ. межвед. науч.-техн. сб., 1979. — С. 47—59.
6. Безродный М. К. К обобщению опытных данных по критическим тепловым потокам при кипении жидкостей в большом объеме // Изв. вузов. Энергетика. — 1978. — № 11. — С. 83—87.
7. Бергельсон Б. Р. Кризис теплоотдачи в условиях кипения с недогревом и вынужденной конвекцией // Теплоэнергетика. — 1980. — № 1. — С. 58—61.
8. Берковский Б. М., Полевиков В. К. Исследование теплообмена в условиях высокоинтенсивной свободной конвекции // Теплообмен, 1974: Советские исследования. — М.: Наука, 1975. — С. 169—175.
9. Берман М. И., Горбис З. Р. Анализ процесса и обобщение опытных данных по теплообмену при кипении на поверхностях нагрева, помещенных в дисперсный слой твердых частиц // Инж.-физ. журн. — 1980. — Т.38, № 1. — С. 5—15.
10. Берман М. И., Горбис З. Р. Экспериментальное исследование процесса кипения дистиллята воды в дисперсном слое // Теплоэнергетика. — 1973. — № 11. — С. 86—88.
11. Берман Л. Д. К влиянию скорости пара на теплоотдачу при конденсации на горизонтальной трубе // Теплоэнергетика. — 1979. — № 5. — С. 16—20.
12. Берман Л. Д. Теплоотдача при пленочной конденсации пара на поперечно обтекаемых горизонтальных трубах // Конвективная теплопередача в двухфазном и однофазном потоках. — Л.: Энергия. Ленингр. отделение, 1964. — С. 7—53.
13. Бонилла Ч. Вопросы теплопередачи в ядерной технике. — М.: Госатомиздат, 1961. — 314 с.
14. Боришанский В. М., Кочурова Н. Н. Общий метод учета влияния физических свойств на теплоотдачу при конденсации // Конвективная теплопередача в двухфазном и однофазном потоках. — Л.: Энергия. Ленингр. отделение, 1964. — С. 54—62.
15. Боришанский В. М. Теплообмен при кипении металлических жидкостей // Тепло- и массоперенос: В 6 т. — Минск: Наука и техника, 1972. Т. 2: Тепло- и массоперенос при физико-химических превращениях. — Ч. 1. — С. 367—385.
16. Боровков В. П. Уточнение метода расчета теплообмена при конден-

сации неподвижного пара на горизонтальных оребренных трубах // Инж.-физ. журн. — 1980. — Т.39, № 4. — С. 597—602.

17. Буглаев В. Т., Андреев М. М., Клещевников В. П. Теплообмен при конденсации пара на трубных пучках переменного наклона и различных направлениях подвода потока // Изв. вузов. Энергетика. — 1976. — № 11. — С. 140—144.

18. Бутузов А. И., Риферт В. Г., Леонтьев Г. Г. Экспериментальное исследование теплообмена при конденсации пара на вертикальных трубах с проволочным оребрением // Теплофизика и теплотехника: Респ. межвед. науч.-техн. сб. — 1973. — Вып. 23. — С. 94—97.

19. Васильев Л. Л., Абраменко А. Н., Канончик Л. Е. Теплообмен при кипении жидкости на пористых и развитых поверхностях нагрева // Инж.-физ. журн. — 1978. — Т. 34, № 4. — С. 741—761.

20. Величко Г. Н., Стефановский В. М., Щербаков А. З. Исследование теплоотдачи при конденсации бинарных паровых смесей // Хим. пром-сть. — 1975. — № 1. — С. 52—54.

21. Витков Г. А., Орлов И. И. Расчет конвективного переноса по интегральным характеристикам систем: Прямые трубы. — Минск, 1980. — 21 с. — Деп. в ВИНТИ, № 1799.

22. Вишнев И. П., Винокур Я. Г., Горохов В. В. Кризис пузырькового кипения гелия на различных поверхностях // Инж.-физ. журн. — 1975. — Т.28, № 2. — С. 223—230.

23. Вишнев И. П. Влияние ориентации поверхности нагрева в гравитационном поле на кризис пузырькового кипения жидкости // Инж.-физ. журн. — 1973. — Т.24, № 1. — С. 59—66.

24. Вишнев И. П., Елухин Н. К., Мазаев В. В. Теплоотдача при кипении жидкого кислорода, стекающего пленкой // Тр. ЦКТИ. — 1965. — Вып. 57. — С. 92—100.

25. Вишнев И. П. Молекулярно-термодинамический метод обобщения теплоотдачи при кипении жидкостей // Инж.-физ. журн. — 1979. — Т.36, № 4. — С. 603—613.

26. Вишнев И. П. Обобщение зависимости для расчета теплоотдачи при кипении жидкостей // Хим. и нефт. машиностроение. — 1978. — № 7. С. 17—19.

27. Влит Ж. К., Лайю К. К. Экспериментальное исследование турбулентных пограничных слоев в условиях естественной конвекции // Тр. америк. о-ва инж.-мех. Теплопередача. Сер. С.—1969. — Т.91, № 4. — С. 73—96.

28. Влияние теплового потока и давления на теплоотдачу при развитом пузырьковом кипении гелия в большом объеме / В. К. Андреев, В. И. Деев, А. К. Кондратенко и др. // Инж. физ.-журн. — 1977. — Т. 33, № 5. — С. 828—831.

29. Волков Д. И. Теплоотдача при конденсации пара внутри горизонтальных труб // Тр. ЦКТИ. — 1965. — Вып. 57. — С. 149—159.

30. Волошко А. А. Теплообмен при кипении в условиях повышенной гравитации // Инж.-физ. журн. — 1975. — Т. 29, № 4. — С. 737—750.

31. Гайдаров Ш. А. К вопросу расчета критического теплового потока при кипении смесей в большом объеме // Прикл. механика и техн. физика. — 1975. — № 4. — С. 146—148.

32. Гаряжа В. Т., Павелко В. И. Обобщение опытных данных по теплоотдаче при кипении сахарных уфелей в трубах // Изв. вузов. Пищ. технология. — 1972. — № 4. — С. 156—159.

33. Гельперин Н. И. Гурович Б. М., Полищук Г. Ш. Теплоотдача к кипящим водным растворам неорганических веществ // Хим. пром-сть. — 1978. — № 11. — С. 859—861.

34. Гельперин Н. И., Солопенков К. Н., Юдочкин С. И. Предельные тепловые нагрузки вертикальных термосифонов испарителей // Хим. и нефт. машиностроение. — 1976. — № 7. — С. 11—12.

35. Глущенко Л. Ф., Романенко Т. С. Исследование конвективного теплообмена в области малых чисел Рэлея при изменении плотности окружающей среды. — 1980. — 13 с. — Деп. в УкрНИИТИ, № 2403.

36. Глущенко Л. Ф., Романенко Т. С. Исследование теплообмена в области малых чисел Рейля при переменном поле ускорений. — 1980. — 15 с. — Деп. в УкрНИИТИ, № 2404.
37. Гогонин И. И., Дорохов А. Р., Сосунов В. И. Теплообмен при пленочной конденсации неподвижного пара на вертикальной поверхности // Инж.-физ. журн. — 1978. — Т.35, № 6. — С. 1050—1058.
38. Гогонин И. И., Дорохов А. Р. Теплообмен при конденсации движущегося пара фреона-21 на горизонтальных оребренных трубах // Хим. и нефт. машиностроение. — 1977. — № 8. — С. 17—18.
39. Гомелаури В. И., Маграквелидзе Т. Ш. О механизме воздействия двухмерной искусственной шероховатости на кризис кипения в потоке недогретой воды // Теплоэнергетика. — 1978. — № 2. — С. 5—7.
40. Гордиенко А. П. О коэффициентах теплоотдачи, используемых для обобщения опытных данных по кипению // Достижения в области исследования теплообмена и гидравлики двухфазных потоков в элементах энергооборудования. — Л.: Наука. Ленингр. отд-ние, 1973. — С. 201—209.
41. Гумилин Н. Ю., Ершов Ю. Г. Конденсация паров несмешивающихся жидкостей // Кипение и конденсация: Респ. межвед. науч.-техн. сб. — 1977. — С. 104—108.
42. Данилова Г. Н., Богданов С. Н. Теплообмен при кипении фреонов Достижения в области исследования теплообмена и гидравлики двухфазных потоков в элементах энергооборудования. — Л.: Наука. Ленингр. отд-ние, 1973. — С. 209—229.
43. Данилова Г. Н. Влияние давления и температуры насыщения на теплообмен при кипении фреонов // Тр. ЦКТИ. — 1965. — Вып. 57. — С. 69—80.
44. Данилова Г. Н. Теплообмен при кипении фреонов: Автореф. дис... д-ра техн. наук. — Л., 1968. — 39 с.
45. Дидушко Б. Г., Горяжа В. Т. Обобщение результатов исследования теплообмена при кипении уфелей, гравитационно стекающих по наклонной плоскости нагрева // Изв. вузов. Пищ. технология. — 1979. — № 5. — С. 103—107.
46. Добровольский С. И. Теплообмен при конденсации пара на переохлажденной пленке воды, стекающей по вертикальной поверхности // Изв. вузов. Энергетика. — 1979. — № 8. — С. 104—107.
47. Дудник А. А. Исследование гидродинамики и теплообмена однопоточного трехсекционного выпарного аппарата: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. — К., 1977. — 28 с.
48. Дульнев Н. Г., Заричняк Ю. П., Шарков А. В. Конвективный теплообмен в волокнистых материалах при повышенном давлении газообразной среды // Инж.-физ. журн. — 1978. — Т.35, № 4. — С. 655—662.
49. Дюндин В. А., Данилова Г. Н. Теплообмен при кипении фреонов на ребристых трубах // Тепло- и массоперенос: В 6т. — Минск: Наука и техника, 1972: Т.2: Тепло- и массоперенос при физико-химических превращениях. — Ч.1. — С. 173—176.
50. Ершов И. Я. Теплоотдача при кипении недогретых жидкостей в большом объеме при высоких тепловых нагрузках // Тр. ЦКТИ. — 1965. — Вып. 57. — С. 19—20.
51. Жидков И. А. Исследование теплоотдачи при интенсификации процесса кипения в вертикально-трубных глубоковакуумных испарителях—опреснителях морской воды: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. — Одесса, 1969. — 17 с.
52. Закиров С. Г., Агзамов Ш. К. Экспериментальное исследование интенсификации теплообмена при конденсации пара на вертикальных трубах // Хим. и нефт. машиностроение. — 1980. — № 10. — С. 13—15.
53. Зимсков Б. Б. Исследование теплообмена и гидродинамики при кипении фреонов в вертикальных каналах сложной формы: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. — Л., 1978. — 24 с.
54. Иванов О. П. Исследование и интенсификация теплообмена в конденсаторах холодильных машин: Автореф. дис. ... докт. техн. наук. — Л., 1975. — 50 с.

55. Ийкан Л., Уитт Л. К., Баязитоглу Я. Экспериментальное исследование свободной конвекции в замкнутых полостях трапециевидального сечения // Тр. америк. о-ва инж.-мех. Теплопередача. Сер. С.— 1980.— Т. 102, № 4.— С. 69—74.
56. Ирвин Т. Ф., Хартнет Дж. П. Проблемы теплообмена. — М.: Атомиздат, 1967. — 335 с.
57. Исаченко В. П., Богородский А. С. Исследование тепло- и массообмена при капельной конденсации водяного пара из паровоздушной смеси // Теплоэнергетика. — 1969. — № 2. — С. 79—82.
58. Исаченко В. П., Осипова В. П., Сукомел А. С. Теплопередача. — М.: Энергия, 1981. — 417 с.
59. Исаченко В. П., Саломзода Ф., Шалахов А. А. Исследование теплообмена при капельной конденсации водяного пара в вертикальной трубе // Теплоэнергетика. — 1980. — № 4. — С. 13—16.
60. Исаченко В. П., Солодов А. П., Мальцев А. П. Теплообмен при капельной конденсации, вызываемой инъекцией гидрофобизатора в пар // Теплоэнергетика.— 1976. — № 12. — С. 82—85.
61. Исаченко В. П., Сотсков С. А., Якушев Е. В. Теплообмен при конденсации водяного пара на ламинарной цилиндрической струе воды // Теплоэнергетика. — 1976. — № 8.— С. 72—74.
62. Исаченко В. П. Теплообмен при конденсации.— М.: Энергия, 1977.— 239 с.
63. Исследование кризиса пузырькового кипения гелия в вертикальных каналах и большом объеме / И. П. Вишнев, Я. Г. Винокур, В. А. Шапошников, В. В. Горохов // Тепло- и массоперенос: В 6 т. — Минск: Наука и техника, 1972. — Т.2: Тепло- и массоперенос при физико-химических превращениях.— Ч.1. — С. 263—273.
64. Исследование теплоотдачи при конденсации пара в условиях, характерных для ПВД типа ПВ ТКЗ / В. М. Марушкин, Я. Л. Польновский, Т. Я. Кульмухаметов и др. // Теплоэнергетика. — 1980. — № 6. — С. 55—58.
65. Исследование эффективности пористого охлаждения / В. Д. Дараган, Ю. А. Котов, Г. Н. Мельников, А. В. Пусточаров // Инж.-физ. журн.— 1980.— Т.39, № 3. — С. 468—474.
66. Катто И. Исследование процесса теплообмена при полностью развитом пузырьковом кипении на открытой поверхности // Инж.-физ. журн.— 1964. — Т. 7., № 12. — С. 13—22.
67. Кипение калия в трубах / В. М. Боришанский, К. А. Жохов, А. А. Андреевский и др. // Достижения в области исследования теплообмена и гидравлики двухфазных потоков в элементах энергооборудования. — Л.: Наука. Ленингр. отд-ние, 1973. — С. 5—17.
68. Кипение и конденсация в охладителях типа «двухфазный термосифон» / И. Г. Киселев, А. И. Исакеев, В. В. Филатов, Н. И. Истомин // Кипение и конденсация: Межвед. науч.-техн. сб. — 1979. — С. 74—83.
69. Клейман Д. Ш., Сокол А. Н. Теплоотдача при кипении некоторых органических жидкостей в вертикальном трубчатом испарителе с естественной циркуляцией // Хим. и нефт. машиностроение. Реф. сб. — 1973. — № 8.— С.27.
70. Кобляков А. Н., Дядякин Б. В. Теплоотдача к потоку воды СКД в вертикальной трубе // 4-я Всесоюзная конференция по теплообмену и гидравлическому сопротивлению при движении двухфазного потока в элементах энергетических машин и аппаратов: Ч.2. — Л.: Б. и., 1971. — С. 58—59.
71. Константинов С. М., Приходченко В. А. Расчетная зависимость теплоотдачи при кипении в кольцевых каналах // Изв. вузов. Пищ. технология. — 1977. — № 6. — С. 108—111.
72. Крапивин Н. И., Федоткин И. М., Гордиенко А. П. Теплообмен при кипении концентрированных фруктовых и овощных масс в аппаратах с мешалками // Изв. вузов. Пищ. технология. — 1976. — № 4. — С. 140—144.
73. Критические тепловые потоки при кипении органических теплоносителей в трубах и большом объеме // Л. С. Стерман, В. Д. Михайлов, Ю. Вилемае и др. // Тепло- и массоперенос: В 10 т.— Минск: Наука и техни-

жа, 1965. Т. 3: Тепло- и массоперенос при фазовых превращениях. — С. 131—145.

74. Кузьменко Г. П., Орлов В. К., Позняк В. Е. Разработка и исследование высокопроизводительных теплообменных каналов криогенных испарителей // Хим. и нефт. машиностроение. — 1980. — № 3. — С. 13—15.

75. Кулинченко В. Р. Вынужденная конвекция при ламинарном течении среды. — К., 1984. — 62 с. — Деп. в УкрНИИТИ, № 238 Ук-Д84.

76. Кулинченко В. Р. Вынужденная конвекция при турбулентном течении среды. — К., 1984. — 45 с. — Деп. в УкрНИИТИ, № 1966 Ук-84.

77. Кулинченко В. Р. Исследование теплообмена при кипении сахарных растворов и утфелей в условиях естественной конвекции: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. — К., 1974. — 27 с.

78. Кутателадзе С. С., Боришанский В. М. Справочник по теплопередаче. — Л.: Госэнергоиздат. Ленингр. отд-ние, 1959. — 414 с.

79. Кутателадзе С. С., Валукина Н. В., Гогонин И. И. Зависимость критического теплового потока от размера нагревателя при кипении насыщенной жидкости в условиях свободной конвекции // Инж.-физ. журн. — 1967. — Т. 12, № 5. — С. 569—575.

80. Кутателадзе С. С., Мамонтова Н. Н. Исследование критических тепловых потоков при кипении жидкостей в большом объеме в условиях пониженных давлений // Инж.-физ. журн. — 1967. — Т. 12, № 2. — С. 181—186.

81. Кутепов А. М., Стерман Л. С., Стюшин Н. Г. Гидродинамика и теплообмен при паробразовании. — М.: Высш. шк., 1977. — 352 с.

82. Лабунцов Д. А., Аметистов Е. В. Пленочное кипение He-II на поверхности сферы // Кипение и конденсация: Респ. межвед. науч.-техн. сб. — 1980. — С. 19—26.

83. Лабунцов Д. А., Гомелаури А. В. Пленочное кипение при струйном орошении поверхности // Кипение и конденсация: Респ. межвед. науч.-техн. сб., 1977. — С. 10—15.

84. Лабунцов Д. А. Обобщенные зависимости для теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкостей // Теплоэнергетика. — 1960. — № 5. — С. 76—81.

85. Левитин Л. Л., Ланцман Ф. П. Критические тепловые потоки в кольцевых каналах с внутренним оребрением // Теплоэнергетика. — 1977. — № 4. — С. 15—19.

86. Леонтьев А. И. Теория тепломассообмена. — М.: Высш. шк., 1979. — 495 с.

87. Майорова Л. П., Майоров В. В., Сапронов А. Р. Интенсивность теплообмена при высокотемпературном выпаривании сока // Сах. пром-сть. — 1977. — № 7. — С. 45—50.

88. Мамченко В. О. Исследование теплообмена и гидравлического сопротивления в элементах пластинчатых конденсаторов фреоновых холодильных машин: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. — Л., 1974. — 23 с.

89. Майоров В. В., Петряев О. С. Экспериментальное исследование теплообмена при кипении перфтордиамилового эфира $(C_6F_{11})_2O$ на поверхности из двуокиси олова SnO_2 // Изв. вузов, Энергетика. — 1977. — № 6. — С. 100—104.

90. Минухин Л. А., Григоренко С. В. Тепломассообмен при конденсации пара из парогазовой смеси, поперечно обтекающей вертикальные трубы // Кипение и конденсация: Респ. межвед. науч.-техн. сб. — 1981. — С. 83—92.

91. Миронов Б. М., Лабанова Л. С., Шадрин А. В. О локальном кризисе теплообмена при кипении жидкостей в вертикальных плоскопараллельных щелевых каналах // Изв. вузов, Энергетика. — 1978. — № 7. — С. 85—88.

92. Миропольский З. Л., Пыкус В. Ю. Теплоотдача в криволинейных каналах при кризисе кипения // Тепло- и массоперенос: В 8 т. — Минск: Наука и техника, 1968. — Т. 2. : Тепло- и массоперенос при физико-химических превращениях. — С. 189—196.

93. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. — М.: Энергия, 1973. — 319 с.

94. Молявин В. В. Теплоотдача и число центров парообразования при кипении бинарных смесей: Автореф. дис... канд. техн. наук. — Казань, 1971. — 22 с.
95. Наринский Д. А. Свободная конвекция в зернистом слое возле вертикальной стенки // Инж.-физ. журн. — 1981. — Т. 40, № 1. — С. 59—63.
96. Недужко Е. А. Исследование влияния перемешивания на теплоотдачу при уваривании утфелей: Автореф. дис... канд. техн. наук. — К., 1968. — 27 с.
97. Обобщение данных по теплоотдаче при кипении жидкостей на основе внутренних характеристик процесса // В. И. Толубинский, Д. М. Костанчук, А. А. Кривешко и др. // Теплофизика и теплотехника: Респ. межвед. науч.-техн. сб. — 1973. — Вып. 23. — С. 3—8.
98. Обобщение опытных данных по теплоотдаче при пленочной конденсации пара / В. М. Боришанский, Д. И. Волков, И. И. Иващенко, О. П. Крехтунов // Тепло- и массоперенос: В 6 т. — Минск: Наука и техника. Т. 2. Тепло- и массоперенос при физико-химических превращениях. — Ч. 1. — С. 457—459.
99. О кризисе теплообмена при кипении в условиях вынужденного движения в капиллярах / А. Л. Коба, Ю. Д. Кожелупенко, Н. С. Перетьяка и др. -Теплоэнергетика. — 1980. — № 6. — С. 73—74.
100. Орлов В. К., Савельев В. Н. Исследование теплообмена при кипении криогенных жидкостей на поверхностях с капиллярно-пористым покрытием -Теплоэнергетика. — 1980. — № 8. — С. 66—69.
101. Павелко В. И., Гаряжа В. Т. К расчету теплоотдачи при кипении в трубах кристаллизующихся растворов // Изв. вузов. Пищ. технология. — 1973. — № 6. — С. 120—123.
102. Павелко В. И. Исследование процессов теплообмена и гидродинамики при кипении в трубах кристаллизующихся сахарных растворов: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. — К., 1972. — 28 с.
103. Пластинчатые теплообменники. — М.: ЦИНТИхимнефтемаш, 1974. — 60 с.
104. Пленочная конденсация движущегося пара на пучке гладких горизонтальных труб / С. С. Кутателадзе, Н. И. Гогонин, А. Р. Дорохов, В. И. Сосунов // Теплоэнергетика. — 1979. — № 5. — С. 12—15.
105. Поварин П. И., Семенов С. Т. Исследование кризиса кипения при течи неогретой воды в трубах малых диаметров при высоких давлениях -Теплоэнергетика. — 1960. — № 1. — С. 79—85.
106. Попов Б. Г. Приближенный метод определения коэффициента теплоотдачи при кипении водных растворов солей // Изв. вузов. Химия и хим. технология. — 1960. — № 2. — С. 375—378.
107. Ратгани Г. В., Шекриладзе И. Г. Исследование закономерностей теплообмена при пленочной конденсации в переходной зоне от ламинарного режима стекания пленки к волновому // Тр. ЦКТИ. — 1965. — Вып. 57. — С. 167—171.
108. Риферт В. Г., Андреев В. В. Обобщение данных по конвективному теплообмену и кипению в пленке, стекающей по горизонтальной трубе, при постоянной температуре стенки // Кипение и конденсация: Респ. межвед. науч.-техн. сб. — 1981. — С. 24—31.
109. Риферт В. Г., Чаплинский С. И., Иляев И. Д. Исследование теплообмена при конденсации водяного пара внутри вертикальной профилированной трубы // Изв. вузов. Энергетика. — 1979. — № 2. — С. 115—118.
110. Робин В. А. Некоторые вопросы теплообмена при пузырьковом кипении двухкомпонентных жидкостей // Тр. Ленингр. ин-та машиностроителей. — 1963. — Вып. 9. — С. 109—117.
111. Савченко Г. А., Кунаков В. Г. Исследование кризиса теплопереноса в низкотемпературных испарительных термосифонах // Инж.-физ. журн. — 1979. — Т. 37, № 2. — С. 214—222.
112. Сагань И. И. Уточнение критериальных зависимостей при кипении жидкостей в трубах // Изв. вузов. Энергетика. — 1959. — № 5. — С. 108—114.

113. Селиверстов В. М. Теплообмен при кипении раствора фреон-22-дибутилфталата // Инж.-физ. журн. — 1967. — Т.13, № 6. — С. 847—852.

114. Семена М. Г., Киселев Ю. Ф. Исследование теплообмена в зоне теплоподвода двухфазных термосифонов при малых степенях заполнения // Инж.-физ. журн. — 1978. — Т. 35, № 4. — С. 600—605.

115. Слесаренко В. Н., Рудакова А. Е., Захаров Г. А. К вопросу обобщения опытных данных по теплообмену при кипении жидкости на пучке труб // Кипение и конденсация: Респ. межвед. науч.-техн. сб. — 1978. — С. 22—28.

116. Слесаренко В. Н., Рудакова А. Е. Кипение воды на поверхности трубных пучков испарительных аппаратов опреснительных установок // Изв. вузов. Энергетика. — 1978. — № 10. — С. 62—67.

117. Слесаренко В. Н., Саверченко В. М. Экспериментальное исследование процесса кипения морской воды в пленке, стекающей по горизонтальной трубной поверхности // Кипение и конденсация: Респ. межвед. науч.-техн. сб. — 1979. — С. 40—46.

118. Смолин В. Н., Поляков В. К. Экспериментальное исследование теплоотдачи к воде в трубах при сверхкритическом давлении // Тр. ЦКТИ. — 1965. — Вып. 57. — С. 130—137.

119. Солодов А. П., Исаченко В. П. Теплоотдача при конденсации пара на волнистых трубах // Тр. ЦКТИ. — 1965. — Вып. 57. — С. 160—164.

120. Стерман Л. С. Исследование теплообмена при кипении жидкости в трубах // Журн. техн. физики. — 1954. — Т. 24, № 11. — С. 2046—2053.

121. Стюшин Н. Г. Метод расчета коэффициента теплоотдачи при кипении жидкости в условиях вынужденного движения // Тепло- и массоперенос: В 6 т. — Минск: Наука и техника, 1972. — Т.2. Тепло- и массоперенос при физико-химических превращениях. — Ч. 1. — С.164—168.

122. Субботин В. И., Сорокин Д. Н., Цыганок А. А. Механизм теплообмена при пузырьковом кипении // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. — 1976. — № 4. — С. 93—101.

123. Теплообмен на поверхности пластины с одновременным вдувом и отсосом массы / А. И. Леонтьев, В. Г. Пузач, В. П. Комаров и др. // Инж.-физ. журн. — 1979. — Т. 36, № 5. — С. 773—778.

124. Теплообмен при конденсации пара на ламинарной струе жидкости с учетом входного участка / Н. С. Мочалова, Л. П. Холпанов, В. А. Малюсов и др. // Инж.-физ. журн. — 1981. — Т. 40, № 4. — С. 581—585.

125. Ткачук Р. А. Исследование процессов при струйном орошении поверхности нагрева и разработка пленочного выпарного аппарата: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. — К., 1981. — 25 с.

126. Тобилович Н. Ю. Исследование рабочих процессов при выпаривании сахарных растворов: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук. — К., 1969. — 62 с.

127. Тобилович Н. Ю., Сагань И. И., Гордиенко А. П. Критериальное уравнение для определения коэффициента теплоотдачи кипящих жидкостей // Изв. вузов. Пищ. технология. — 1966. — № 5. — С. 150—154.

128. Толубинский В. И., Литошенко А. К., Шевцов В. Л. Обобщение опытных данных по критическим тепловым нагрузкам в кольцевых каналах // Тепло- и массоперенос: В 8 т. — Минск: Наука и техника. — 1968. — Т.2: Тепло- и массоперенос при физико-химических превращениях. — С. 162—172.

129. Толубинский В. И., Маторин А. С. Кризис теплоотдачи при кипении бинарных смесей в условиях вынужденного движения // Тепло- и массоперенос: В 6 т. — Минск: Наука и техника, 1972. — Т. 2. Тепло- и массоперенос при физико-химических превращениях. — Ч. 1. — С. 62—66.

130. Толубинский В. И., Островский Ю. Н., Кривешко А. А. Теплообмен при кипении бинарных смесей // Тепло- и массоперенос: В 8 т. — Минск: Наука и техника. — 1968. — Т. 2. Тепло- и массоперенос при физико-химических превращениях. — С. 211—218.

131. Тонг Л. Теплоотдача при кипении и двухфазное течение. — М.: Мир, 1969. — 344 с.

132. Тушин А. М., Васанова Л. К., Сыромятников Н. И. Теплоотдача от поперечно обтекаемого цилиндра при поверхностном кипении в жидкостном псевдооживленном слое // Инж.-физ. журн. — 1979. — Т. 36, № 3. — С. 389—394.

133. Федорченко Б. Я. Влияние давления и недогрева на кризис теплообмена при кипении в большом объеме жидкости: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. — К. 1970. — 25 с.

134. Федоткин И. М., Тобилевич Н. Ю. Теплообмен при опускном движении жидкости в кипящих трубах вертикальных испарителей и выпарных аппаратов // Изв. вузов. Энергетика. — 1961. — № 11. — С. 70—76.

135. Филаткин В. Н., Долотов А. Г. Теплообмен при кипении веществ, находящихся в непосредственном контакте с теплоносителем // Достижения в области исследования теплообмена и гидравлики двухфазных потоков в элементах энергооборудования. — Л.: Наука. Ленингр. отд-ние, 1973. — С. 239—246.

136. Флек Р. П. Экспериментальное исследование теплообмена при сво-

	Стр.
Предисловие	3
Глава 1. Вынужденная конвекция при ламинарном течении	4
1.1. Пограничный слой	4
1.2. Теплообмен при внешнем обтекании поверхностей	6
1.2.1. Обтекание пластины	6
1.2.2. Обтекание криволинейной поверхности	7
1.2.3. Обтекание шара	10
1.3. Теплообмен на проницаемой поверхности	11
1.4. Теплообмен при поперечном обтекании поверхностей	13
1.4.1. Обтекание цилиндра, призматического стержня, оребренной трубы	13
1.4.2. Обтекание коридорного и шахматного пучка труб	16
1.5. Теплообмен при наличии внутренних источников тепла	17
1.6. Теплообмен вращающихся тел	18
1.6.1. Аксиальное вращение труб	18
1.6.2. Радиальное вращение труб	19
1.6.3. Вращение трубчатых, дисковых, ротационных и скребковых поверхностей	19
1.6.4. Вращение пластинчатых поверхностей скребков	19
1.7. Теплообмен в кипящем слое	21
1.7.1. Слой с неподвижным шаром	21
1.7.2. Слой с движущейся частицей	21
1.7.3. Нестационарный прогрев	23
1.7.4. Теплоотдача от стенки к слою	27
1.8. Теплообмен при движении жидкости в трубах и каналах	27
1.8.1. Течение в трубах	27
1.8.2. Течение в кольцевых каналах	27
1.8.3. Течение в трубах и каналах призматической и криволинейной формы	35
1.8.3.1. Плоский канал	35
1.8.3.2. Треугольные, прямоугольные и эллиптические трубы и каналы	38
1.8.3.3. Криволинейные трубы и каналы	41
1.8.4. Течение в узких щелях	41
1.9. Теплообмен при течении жидкостей с малыми числами Прандтля	42
1.10. Теплообмен при совместном действии вынужденной и естественной конвекции	42
1.10.1. Однонаправленное движение	42
1.10.2. Перекрестный ток	43
1.10.3. Противоток	43
Глава 2. Вынужденная конвекция при турбулентном течении	44
2.1. Переход к турбулентному течению	44
2.2. Теплообмен при внешнем обтекании поверхностей	44
2.2.1. Обтекание пластины с дозвуковой скоростью	44
2.2.2. Обтекание пластины со звуковой и сверхзвуковой скоростью	45
2.2.3. Обтекание пластины и шара разреженным газовым потоком	47

2.2.4. Обтекание труб	49
2.3. Теплообмен на проникаемой поверхности	49
2.3.1. Течение с отсосом	49
2.3.2. Внутриворисный теплообмен	50
2.4. Теплообмен при поперечном обтекании пучка труб, призматических стержней и оребренных поверхностей	51
2.5. Теплоотдача к стекающей по стенке жидкой пленке	55
2.6. Теплообмен при перемешивании	60
2.7. Теплообмен при течении в трубах и каналах	60
2.7.1. Течение в трубах и каналах сложной формы	60
2.7.2. Течение в трубах призматической и криволинейной формы, дисковых каналах и соплах	62
2.7.3. Течение в узких щелях	63
2.8. Теплообмен при течении жидкостей с малыми числами Прандтля	64
2.9. Теплообмен в искусственно турбулизированных средах	66
Глава 3. Свободная конвекция и защита тел от воздействия высокотемпературного теплоносителя	66
3.1. Теплоотдача от вертикальной пластины	66
3.2. Теплоотдача от горизонтальной пластины и цилиндра	68
3.3. Теплоотдача от проникаемой поверхности	69
3.3.1. Пористое охлаждение	69
3.3.2. Теплообмен в зернистом вертикальном слое	71
3.3.3. Теплообмен в волокнистом горизонтальном слое	73
3.4. Теплообмен в ограниченных каналах и полостях	75
3.4.1. Конвекция в вертикальном слое	75
3.4.2. Конвекция в замкнутом пространстве	75
3.4.3. Конвекция в горизонтальном канале	76
3.5. Теплообмен при повышенной гравитации и пониженном давлении	78
3.6. Газовые завесы	79
Глава 4. Кипение	80
4.1. Основные режимы	80
4.2. Теплоотдача при кипении жидкостей	81
4.2.1. Кипение с недогревом	81
4.2.2. Кипение в большом объеме	82
4.2.3. Кипение в трубах	92
4.2.4. Стесненные условия кипения	102
4.2.5. Кипение на трубном пучке	103
4.3. Молекулярно-термодинамический метод	104
4.4. Особые случаи кипения	106
4.4.1. Неизотермические поверхности нагрева	106
4.4.2. Перемешивание и вдув пара (газа)	106
4.4.3. Струйное орошение поверхности	107
4.4.4. Дисперсный слой	108
4.4.5. Тонкие пленки жидкости	110
4.4.6. Сверхкритическое давление	113
4.4.7. Свободное растекание жидкости по поверхности	113
4.5. Кипение жидкостей с малыми числами Прандтля	115
4.6. Кризис теплообмена	117
4.6.1. Кризис кипения в большом объеме	117
4.6.2. Кризис кипения в трубах	119
4.6.3. Кризис кипения в каналах сложной формы	122
4.6.4. Кризис кипения в кольцевых каналах	124
4.6.5. Кризис кипения в термосифонах	125
Глава 5. Конденсация	126
5.1. Кинетика процесса	126
5.2. Пленочная конденсация неподвижного чистого пара	128
5.2.1. Ламинарное и переходное движение	128

5.2.2.	Турбулентное движение	132
5.2.3.	Конденсация на ребренных поверхностях и в узких щелях	133
5.2.4.	Постоянный и промежуточный отвод конденсата	136
5.2.5.	Условия пониженной гравитации	137
5.3.	Пленочная конденсация движущегося чистого пара	138
5.3.1.	Конденсация на пластине	138
5.3.2.	Конденсация на трубах	141
	5.3.2.1. Внутренние поверхности	141
	5.3.2.2. Наружные поверхности	142
5.3.3.	Конденсация на трубном пучке	143
5.3.4.	Конденсация в термосифонах	143
5.4.	Пленочная конденсация парогазовых смесей	144
5.5.	Капельная конденсация неподвижного чистого пара	146
5.6.	Капельная конденсация движущегося чистого пара	147
5.7.	Капельная конденсация парогазовых смесей	148
5.8.	Конденсация на струе жидкости	148
	5.8.1. Ламинарное движение	148
	5.8.2. Турбулентное движение	149
	5.8.3. Диспергированная струя	150
5.9.	Пленочная конденсация смеси паров	151
5.10.	Капельная конденсация смеси паров	152
Список литературы		154

Кулинченко В. Р.

К90 Справочник по теплообменным расчетам.— К. : Техника, 1990.— 165 с.
ISBN 5-335-00492-4

Приведены данные о процессах теплообмена и расчетные соотношения, позволяющие определять интенсивность теплообмена при вынужденной и свободной конвекции, при кипении и конденсации жидкостей в различных системах. Уделено внимание защите тел от воздействия высокотемпературного теплоносителя и теплообмену в кипящем слое.

Рассчитан на инженерно-технических работников.

К $\frac{2203050000-151}{M 202 (04)-90}$ 44.90

ББК 31.31₂

Справочное издание

Кулинченко Виталий Романович

Справочник по теплообменным расчетам

Редактор *Н. Г. Петрик*

Оформление художника *Л. А. Дикарева*

Художественный редактор *И. В. Рублева*

Технический редактор *Л. И. Левочкина*

Корректор *Т. П. Кравец*

ИБ № 4236

Сдано в набор 29.03.90. Подписано в печать 24.08.90. Формат 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 10,5. Усл. кр.-отг. 10,75. Уч.-изд. л. 15,78. Тираж 10 000 экз. Зак. № 125. Цена I р. 20 ж.

Издательство «Тэхника». 252601 Киев, 1, ул. Крещатик, 5.

Книжная фабрика им. М. В. Фрунзе, 310057, Харьков, Донец-Захаржевского, 6/8,