

И. Х у н

МОДЕЛЬ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООБМЕНА
В ДВУХФАЗНОМ КОЛЬЦЕВОМ ПОТОКЕ

Исследуется теплообмен у стенки в вертикальной трубе при большой скорости пара в двухфазном парожидкостном потоке. Поток разделяется внутри трубы на жидкостную пленку у стенки и паровое ядро, содержащее капли жидкости, при этом границы равномерны. Толщина жидкостной пленки определяет основное сопротивление при теплоотдаче между стенкой и ядром пара. Если взять чисто конвективный теплообмен в пленке (подавление образования пузырьков при испарении), то уравнения для переноса импульса и тепла в пленке будут

$$\tau(y) = (\nu_f + \nu_t) \rho_f \frac{du}{dy}, \quad (I) \quad -\dot{q}(y) = (\lambda_f + \lambda_t) \frac{dT}{dy} \quad (2)$$

Если воздействие гравитации на касательное напряжение в пленке для $\tau(y)$ незначительно, то для вычисления $\tau(y)$ можно использовать среднее касательное напряжение $\tau(m)$ в пленке, которое получается из уравнения касательного напряжения в пленке / 1 /

$$\tau(y) = \left(\frac{D}{4} - \frac{y}{2} \right) \left(\frac{\Delta P}{\Delta L} \right)_R \pm g y (\rho_f - \rho_k) \left(1 - \frac{2y}{D} \right), \quad 0 \leq y \leq \delta \quad (3)$$

(+ в о с х о д я щ е е т е ч е н и е , - н и с х о д я щ е е)
в точке $y = \delta / 2$. Для кажущейся турбулентной текучести ν_t
используется феноменологическое решение Шаблевского / 2 /

$$\nu_t = \kappa^2 y^2 \exp\left(-\frac{2y}{\delta m}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\sqrt{\tau} y}{K \nu}\right) \right]^2 \frac{du}{dy} \quad (4)$$

Оно составляется из выражения Дриста для пристеночной величины и выражения Шаблевского. Уравнение (4) устанавливалось для пограничных слоев с относительно плотным подслоем и учитывало влияние фазовой границы между пленкой и ядром на изменение коэффициента турбулентного обмена. В (4) $\kappa = 0,41$ и $K = 25,13$ являются универсальными константами, $m = 0,6$ для существующего в данном случае потока со свободной поверхностью и переизменяемостью. Используя до сих пор расчетные модели (например, /3-6/) рассматривают пленку как пристенный пограничный слой однофазного потока и определяют \dot{v}_t по методу, применявшемуся ранее. При этом не учитывалось, что \dot{v}_t вблизи поверхности пленки меньше, чем при однофазном потоке, поскольку турбулентное поперечное движение ограничивается поверхностью пленки. Различие особенно заметно при неограниченной толщине пленки $\delta^+ = 10 \dots 50$. Из (1) и (4) после введения безразмерного расстояния между стенками $\varphi = y/\delta$ и безразмерной толщины пленки $\delta^+ = \delta u_m^*/\dot{v}_f$ со средней скоростью касательного напряжения $u_m^* = \sqrt{\tau_w/\rho_f}$ следует

$$\frac{\dot{v}_t}{\dot{v}_f} = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{1 + 4 \kappa^2 \delta^{+2} \varphi^2 \exp\left(-\frac{2\varphi}{m}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\delta^+ \varphi}{K}\right)\right]^2} - 1 \right\} \quad (5)$$

Плотность теплового потока $\dot{q}(y)$ в пленке с учетом $\delta \ll D$ может быть с достаточно хорошим приближением приравнена плотности теплового потока \dot{q}_w на стенке.

Вводя безразмерную разность температур в пленке

$$\Delta T^+ = \frac{\Delta T_{ср.ф} \rho_f u_m^*}{\dot{q}_w Pr_t}, \quad (6)$$

используя выражение для коэффициента теплообмена

$$\alpha = \dot{q}_w / \Delta T = \dot{q}_w / (T_w - T_s) \quad (7)$$

(температура поверхности пленки с хорошим приближением может быть принята равной температуре кипения T_s).

Из уравнения (2), равно как и приведенные выше величины, получаем

$$\Delta T^+ = \int_0^1 \frac{\delta^+}{\frac{Pr_t}{Pr_f} + \sqrt[3]{\frac{\delta^+}{\delta_f^+}}} d\varphi. \quad (8)$$

Иллюстрация расчета по уравнению (8) приведена на рис. I. Затем определяется коэффициент теплообмена из (6) и (7):

$$\alpha = (c_{p,f} \rho_f u_m^*) / Pr_t \Delta T^+. \quad (9)$$

Каждое турбулентное число Прандтля $Pr_t = c_{p,f} \rho_f \nu_t / \lambda_t$ для пристенного пограничного слоя может быть принято равным единице. Представленная расчетная модель проверяется в экспериментах по испарению воды, хладагента R 12 и некоторых углеводородов. При этом потеря давления трения $(\Delta p / \Delta L) R$ определяется по методу Локарта-Мартинелли. Для определения скорости в пленке берется приблизительно универсальный профиль скорости Кармана и исходя из этого определяется толщина пленки. При точном определении характера распределения скорости следует исходить из (1) и (4), однако при этом имеют место ошибки, связанные с волнистостью пленки, зачастую значительно большие, чем те, которые возникают вследствие вышеупомянутых приближений. Часть массы жидкостного потока, сосредоточенная в пленке, определяется из общей массы жидкостного потока путем использования эмпирического выражения (7).

В то время как входные параметры расчетной модели могут быть пересчитаны в экспериментальной установке с двухфазным

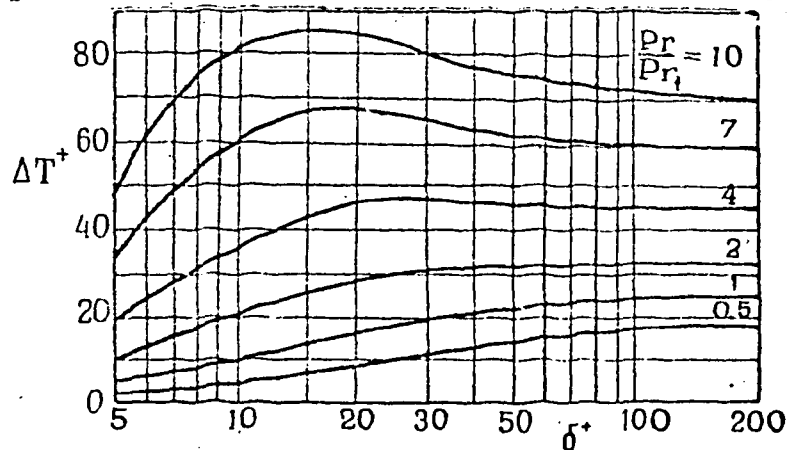


Рис. I. Зависимость безразмерной разности температур ΔT^+ от безразмерной толщины пленки δ^+ и соотношения Pr/Pr_t

потоком пар-вода при $p \approx 1$ определяются потери давления трения, толщина пленки, поток массы в пленке и коэффициент теплообмена. Расчетная модель показывает хорошее соответствие с экспериментальными данными. При испарении область интенсивного распределения пара ($X \rightarrow 1$) отражена не в полной мере, поскольку стенка не равномерно покрыта жидкостью. Для процесса конденсации X принимается близким к единице. Из расчета модели выводится приближенное уравнение для локального коэффициента теплообмена α_x , который вполне пригоден для практического применения. Испарение при восходящем потоке в перпендикулярной трубе

$$Nu_x = \frac{\alpha_x D}{\lambda_f} = 0,04 Re_d^{0,8} Pr_f^{0,5} \left(\frac{\rho_f}{\rho_d}\right)^{0,4} \left(\frac{\eta_d}{\eta_f}\right)^{0,9} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,1} \left[1, \frac{20}{Pr_d} \left(\frac{\rho_f}{\rho_d}\right)^{2/3}\right]^{0,5} \quad (I)$$

Конденсация при нисходящем потоке в перпендикулярной трубе

$$Nu_x = \frac{\alpha_x D}{\lambda_f} = 0,03 Re_d^{0,8} Pr_f^{0,5} \left(\frac{\rho_f}{\rho_d}\right)^{0,4} \left(\frac{\eta_d}{\eta_f}\right)^{0,9} (1-x)^{-0,3} x^{-0,2} \quad (II)$$

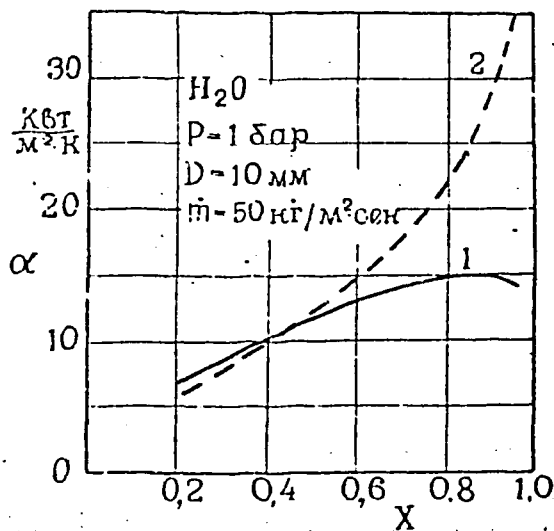


Рис. 2. Эмпира коэффициента теплообмена при испарении (кривая 1) и конденсации (кривая 2) в вертикальной трубе

Область определения:

$$\frac{l}{Fr_d} \left(\frac{\rho_f}{\rho_d} \right)^{2/3} < 0,06.$$

Область исследования:

$$Re_d = 10^4 \dots 3 \cdot 10^6, \quad Pr_f = 0,9 \dots 10,$$

$$\rho_f / \rho_d = 20 \dots 1600, \quad \eta_d / \eta_f = 0,02 \dots 0,2, \quad x \approx 0,1 \dots 1.$$

Уравнения (IО) и (II) дают при сравнении с опытными данными автора и литературными данными для воды при давлениях до 70 бар, R II, R I2 и углеводородов погрешности 15-30%.

На рис.2 изображена эюра коэффициента теплообмена при испарении и конденсации, вычисленная из уравнений (IО) и (II).

Обозначения

C_p - специфическое тепло, D - диаметр труб, $Fr_d = x^2 \dot{m}^2 / \rho_d^2 g D$ - число Фруда; g - ускорение силы тяжести, \dot{M} - поток массы, $\dot{m} = \dot{M} / \frac{\pi D^2}{4}$ - плотность потока массы, Pr - число Прандтля, $Re_d = x \dot{m} D / \eta_d$ - число Рейнольдса для пара, T - температура, u - скорость, $x = \dot{M}_d / (\dot{M}_f + \dot{M}_d)$ - распределение массы пара, y - растяжение до стенки, δ - толщина пленки, η - динамическая вязкость, λ - коэффициент теплопроводности, ν - кинематическая вязкость, ρ - плотность, ρ_k - плотность ядра пара. И н д е к с ы: d - пар, f - жидкость, w - стенка.

Л и т е р а т у р а

1. Huhn J., Wolf J. Zweiphasenströmung gasförmig-flüssig. Leipzig, Fachbuchverlag, 1975.
2. Szablewski W. Monatsber. DAW Berlin, 1970, 12, Nr.5, S.325-332.
3. Dukler A.E. Chem. Engng. Progr. Symp. Ser., 1960, 30, Nr.56, S.I-10.

4. Anderson G.H. u.a. Chem. Eng. Sci., 1961, 16, S.222-230.
5. Hewitt G.F., Taylor N.S.H. Annular two-phase flow. Oxford, Pergamon Press, 1970 oder Moskau, Energija, 1974.
6. Shekrladze I u.a. Int. J. Heat Mass Transfer, 1973, 16, Nr.4, S.715-724.
7. Huhn J. Maschinenbautechnik, 1971, 20, Nr.II, S.523-528.

Технический университет, Дрезден, Г Д Р

Перевод А.П. Повх
Под редакцией В.А. Моргуна