

УДК 532.51

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГРАВИТАЦИИ И ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА ПАРА

Актершев С. П., Алексеенко С. В.

Институт теплофизики им. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Совместное движение газа и пленки жидкости реализуется во многих аппаратах энергетики и химической технологии. Неустойчивость поверхности раздела фаз оказывает сильное влияние на протекание тепломассообменных процессов, прежде всего из-за волнообразования, турбулизации, срыва капель и формирования сухих пятен. Анализ устойчивости свободно стекающей пленки жидкости посвящены многие работы [1]. В [2-4] изучалось устойчивость течения вертикальной пленки жидкости, контактирующей с неподвижным паром. Было показано, что испарение дестабилизирует, а конденсация стабилизирует течение, при этом критическое число Рейнольдса пленки достаточно мало, так что во всех практических ситуациях пленку конденсата можно считать нестабильной. Значительно меньше внимание уделялось изучению волнообразования при совместном движении пара и пленки жидкости [5]. Наличие касательного напряжения на поверхности пленки со стороны движущегося газа оказывает существенное влияние на условия волнообразования даже в отсутствие фазового перехода. В данной работе исследуется влияние фазового превращения на устойчивость ламинарной пленки жидкости, движущейся вдоль наклонной изотермической пластины под действием гравитации и турбулентного потока пара.

УРАВНЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ТЕЧЕНИЯ ПЛЕНКИ

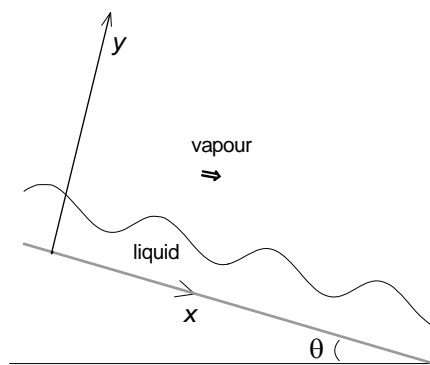


Рис. 1. Схема течения

Введем декартову систему координат Oxy так, что проекция силы тяжести на пластину направлена вдоль оси Ox , ось Oy перпендикулярна пластине, наклоненной под углом θ к горизонту (рис. 1) и рассмотрим совместное движение пара и пленки конденсата при следующих предположениях:

- 1) Пар занимает все полупространство, примыкающее к пленке, давление пара $p_{s0} = const$, скорость пара $V = const$ много меньше скорости звука.
- 2) Температура пластины $T_w = const$, температура межфазной поверхности равна температуре насыщенного пара $T_s = const$.
- 3) Профиль температуры жидкости в пленке линейный: $T = T_w + (T_s - T_w) \cdot y / h$.
- 4) Вкладом реактивной силы, обусловленной фазовым переходом, в нормальное напряжение на межфазной поверхности пренебрегаем.

В рамках такой постановки задачи течение пленки можно рассматривать независимо от движения пара. Воздействие потока пара на пленку учитывается через поток массы и нормальную и касательную компоненты напряжения на межфазной поверхности. Представим, как сделано в [6], касательное напряжение на поверхности пленки τ_s в виде суммы двух слагаемых: $\tau_s = \tau_f + \tau_j$. Здесь слагаемое $\tau_f = C_f \cdot \rho_v V |V| / 2$ обусловлено трением движущегося пара (коэффициент сопротивления C_f считается заданным),

второе слагаемое τ_j учитывает приток (или отток) импульса жидкости вследствие фазового перехода. В случае конденсации происходит приток импульса в пленку из паровой фазы, вследствие чего на поверхность жидкости действует дополнительная сила $\tau_j = j \cdot (V - u_s)$. Здесь $j = -\frac{\lambda}{L} \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=h} = \frac{c_p(T_s - T_w)}{L} \cdot \frac{\rho \cdot a}{h}$ - плотность потока массы на межфазной поверхности, a - температуропроводность жидкости, L - теплота фазового перехода.

Полагая кривизну поверхности пленки малой, запишем в погранслоном приближении уравнения движения пленки

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= g \sin \theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ 0 &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - g \cos \theta \end{aligned} \quad (1)$$

и уравнение неразрывности

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (2)$$

Здесь u, v - компоненты скорости в направлении осей Ox, Oy соответственно; во втором уравнении (1) компонента скорости v считается пренебрежимо малой. На пластине компоненты скорости должны удовлетворять граничным условиям $u|_{y=0} = 0, v|_{y=0} = 0$, на поверхности пленки выполняются условия:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u_s \frac{\partial h}{\partial x} - v_s = \frac{j}{\rho}, \quad p|_{y=h} = p_s - \sigma \cdot h_{xx} \quad (3)$$

Из второго уравнения (1) с учетом граничного условия (3) находим давление в жидкости $p = p_s + \rho g \cos \theta \cdot (h - y) - \sigma \cdot h_{xx}$.

Будем предполагать профиль скорости в пленке квадратичным:

$$u / u_s = (2 - A) \cdot \eta + (A - 1) \cdot \eta^2, \quad \text{где } A = \tau_s h / \mu u_s, \quad \eta = y / h \quad (4)$$

Интегрируя первое уравнение (1) по толщине пленки и преобразуя уравнение неразрывности (2), получаем уравнения интегральной модели течения пленки [7, 8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial x} &= K_2 \cdot \frac{3\tau_v}{2\rho} - K_1 \cdot \frac{3qv}{h^2} - \frac{h}{\rho} \cdot \frac{\partial p_s}{\partial x} + gh \cdot \left(\sin \theta - \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\sigma h}{\rho} \cdot \frac{\partial^3 h}{\partial x^3} \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} &= \frac{j}{\rho} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\text{Здесь } J = \int_0^h u^2 dy, \quad q = \int_0^h u dy, \quad \tau_v = \begin{cases} \tau_f + j \cdot V, & j > 0 \\ \tau_f, & j < 0 \end{cases}, \quad K_1 = \frac{1 + \varepsilon / 2}{1 + \varepsilon / 4}, \quad K_2 = \frac{1 + \varepsilon / 3}{1 + \varepsilon / 4},$$

$\varepsilon = \frac{j \cdot h}{\mu} = \frac{c_p(T_s - T_w)}{L \cdot \text{Pr}}$ - параметр интенсивности фазового перехода, Pr - число Прандтля.

В случае $\varepsilon > 0$ имеем конденсацию, в случае $\varepsilon < 0$ - испарение. Используя (4), находим

$$J = F_0 \cdot \frac{6 \cdot q^2}{5 \cdot h} + F_1 \cdot \frac{4q \cdot h \cdot \tau_f}{5 \cdot \mu} + F_2 \cdot \frac{2\tau_f^2 \cdot h^3}{15 \cdot \mu^2} + \frac{2\varepsilon \cdot V}{15} \cdot (6F_1 q + 2F_2 h^2 \tau_f / \mu + \varepsilon \cdot F_2 \cdot h \cdot V), \quad (6)$$

$$\text{где } F_0 = 1 - \frac{\varepsilon}{(\varepsilon + 4)^2}, \quad F_1 = \frac{1 - \varepsilon / 4}{(\varepsilon + 4)^2}, \quad F_2 = \frac{1}{(\varepsilon + 4)^2}$$

СТАЦИОНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ ПЛЕНКИ

Введем масштаб толщины пленки $h_e = (v^2/g)^{1/3}$, масштаб скорости $u_e = (vg)^{1/3}$ и безразмерные переменные h/h_e , q/v , x/h_e . Оставляя для всех переменных прежние буквенные обозначения, рассмотрим некоторые частные случаи стационарного течения, когда поверхностным натяжением можно пренебречь по сравнению с гравитацией и воздействием потока пара.

Покоящийся пар. Течение пленки на вертикальной пластине с учетом инерционности жидкости. Уравнения (5) в этом случае примут вид

$$F_0 \frac{6}{5} h^2 \frac{d}{dx} \left(\frac{q^2}{h} \right) = h^3 - 3K_1 q \quad (7)$$

$$h \frac{dq}{dx} = \varepsilon$$

Система (7) имеет аналитическое решение:

$$q = h^3 / 3 \cdot (K_1 + 2F_0 \varepsilon / 3), \quad h = \left(h^4(0) + 4 \cdot \varepsilon \cdot x \cdot (K_1 + 2F_0 \varepsilon / 3) \right)^{1/4} \quad (8)$$

В отличие от классического решения Нуссельта [9] в (8) учитывается инерционность пленки коэффициентом $(K_1 + 2F_0 \varepsilon / 3)$, отличным от единицы. Инерционность жидкости имеет существенное значение только для жидких металлов, для которых $\varepsilon \cong 1$.

Движущийся пар Течение без учета инерционности пленки. Пренебрегая инерционным слагаемым в левой части и малым слагаемым $\frac{dh}{dx}$ в правой части первого уравнения (5), а также полагая $K_1 = 1$, $K_2 = 1$ при $\varepsilon \ll 1$, приведем уравнение к виду

$$q = \frac{1}{2} (r_e \cdot h^2 + \varepsilon \cdot R_e h) + \frac{1}{3} h^3 \sin \theta. \quad (9)$$

Здесь $R_e = V/u_e$, $r_e = C_f \frac{\rho_v}{2\rho} R_e |R_e|$; в случае испаряющейся пленки слагаемое $\varepsilon \cdot R_e h$ в скобках отсутствует. Подставляя (9) во второе уравнение (5) и интегрируя по x , получаем зависимость толщины пленки от координаты:

$$\frac{1}{3} r_e \cdot h^3 + \frac{1}{4} (\varepsilon \cdot R_e h^2 + h^4 \sin \theta) = \varepsilon \cdot x. \quad (10)$$

Константа интегрирования выбрана так, что $h(0) = 0$. Асимптотики решения (10): при $x \rightarrow \infty$ $h(x) = (4\varepsilon \cdot x / \sin \theta)^{1/4}$; при $x \rightarrow 0$ в случае конденсации $h(x) = \sqrt{4 \cdot x / R_e}$, в случае испарения $h(x) = (3\varepsilon \cdot x / r_e)^{1/3}$.

На рис. 2 а, б приведены зависимости (10) для спутного и противоточного движения пара при $C_f = 3 \cdot 10^{-3}$, $\varepsilon = 0.01$ и различных значениях R_e . В случае $V < 0$ (направления движения пара и гравитации противоположны) уравнение (10) дает две различные ветви $h(x)$. Для нижней ветви $h_l(x)$ пленка движется против гравитации под действием потока пара. Толщина пленки растет в этом же направлении и в точке ветвления $x = x_*$ достигает предельного значения $h_* = \left(|r_e| + \sqrt{r_e^2 + 2\varepsilon |R_e| \sin \theta} \right) / 2 \sin \theta$, при этом $\left. \frac{dh}{dx} \right|_{x=x_*} \rightarrow \infty$. Для верхней ветви $h_{up}(x) > h_*$ трения движущегося пара недостаточно, чтобы увлечь всю жидкость. На том участке, где пленка тонкая, жидкость движется в направлении потока

пара, а там, где толщина пленки достаточно велика, преобладает действие гравитации и пленка движется вниз.

УСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ ПЛЕНКИ

Влияние газа на развитие малых возмущений толщины пленки $H = a \cdot \cos(kx)$ проявляется через заданные амплитуды флуктуаций касательных и нормальных напряжений на волнистой поверхности пленки. Амплитуды флуктуаций напряжений рассчитаны в [10] из решения задачи о течении газа над твердой волнистой поверхностью на основе квазиламинарной модели турбулентного потока газа [11, 12]. В [13, 14] эти результаты применены к исследованию устойчивости вертикального и

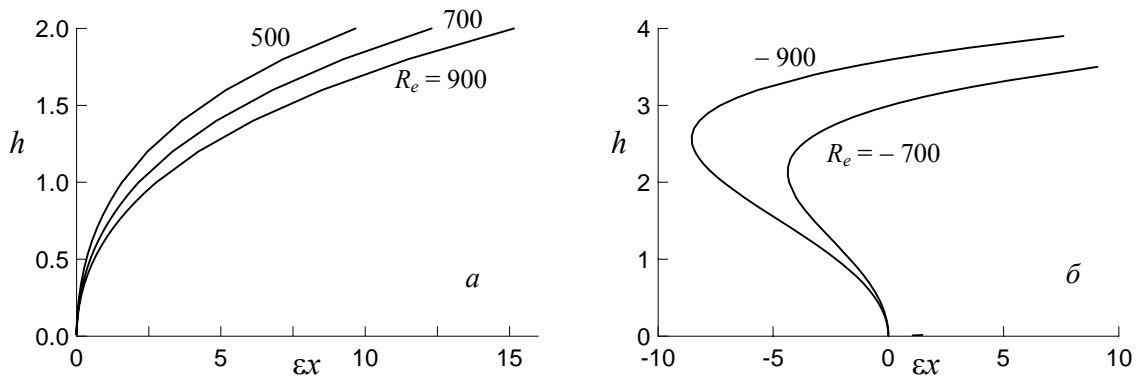


Рис. 2. Распределение толщины пленки конденсата вдоль пластины
а) спутное течение пара; б) противоточное течение пара

горизонтального газопленочного течения на основе уравнения Орра-Зоммерфельда. В [15, 16] квазиламинарная модель использована в интегральном методе для анализа устойчивости совместного движения газа и пленки жидкости.

При наличии фазового перехода устойчивость течения пленки имеет локальный характер. При заданных скорости пара и температурном напоре толщина пленки изменяется с изменением координаты, при этом меняются число Рейнольдса и другие локальные значения безразмерных критериев, от которых зависит устойчивость течения.

Выберем в качестве масштаба толщины пленки и координаты толщину пленки h_m при том значении координаты x , где исследуется устойчивость. Введем масштабы скорости $u_m = gh_m^2/3\nu$ времени $t_m = h_m/u_m$, расхода $q_m = h_mu_m$, напряжения $p_m = \rho gh_m/3$ и введем безразмерные переменные x/h_m , q/q_m , h/h_m , t/t_m , p_s/p_m , оставив для величин прежние буквенные обозначения. Будем полагать $\varepsilon \ll 1$, $K_1 = 1$, $K_2 = 1$, тогда в безразмерных переменных уравнения (5) имеют вид

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial x} = \frac{3}{\text{Re}} \left(h \cdot \left(\sin \theta - \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{1}{2} \left(\tau + \frac{\varepsilon R_v}{h} \right) - \frac{q}{h^2} - \frac{h}{3} \frac{\partial p_s}{\partial x} \right) + \text{We} \cdot h \cdot \frac{\partial^3 h}{\partial x^3} \quad (12)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\varepsilon}{\text{Re} \cdot h}$$

Здесь $\text{Re} = gh_m^3/3\nu^2$ - число Рейнольдса, $\text{We} = (3Fi/\text{Re}^5)^{1/3}$ - число Вебера, $Fi = \sigma^3/\rho^3 g\nu^4$ - пленочное число, $\tau = 3\tau_f/\rho gh_m$ - безразмерное касательное напряжение,

$R_v = V/u_m = R_m/\text{Re}^{2/3}$ и $R_m = V/(3/\nu g)^{1/3}$ - безразмерные скорости пара,

$$J = \frac{6 \cdot q^2}{5 \cdot h} + \frac{q \cdot h \cdot \tau}{20} + \frac{\tau^2 \cdot h^3}{120} + \frac{\varepsilon \cdot R_v}{20} \left(q + \frac{h^2 \tau}{3} + \frac{\varepsilon \cdot R_v \cdot h}{6} \right).$$

Для стационарного невозмущенного течения из (12) получаем распределение толщины пленки:

$$\frac{dh_0}{dx} = \frac{\varepsilon}{\text{Re} \cdot h_0 (3h_0^2 \sin \theta + r \cdot h_0 + \varepsilon \cdot R_v / 2)}. \quad (13)$$

Здесь индекс "0" означает невозмущенное состояние, $r = 3\tau_{f0} / \rho g h_m = r_m / \text{Re}^{1/3}$, $r_m = C_f \rho_v R_m |R_m| / 2\rho$. Будем полагать, что устойчивость исследуется вдали от тех значений $h_0(x)$, при которых знаменатель (13) обращается в ноль.

Рассмотрим линеаризацию (12) относительно малых возмущений стационарного течения, полагая $h(x,t) = h_0 \cdot (1 + H(x,t))$, $q(x,t) = q_0 + Q(x,t)$, $\tau = r \cdot (1 + \tau')$, $p_s = p_{s0} + r \cdot p'$, где H, Q, τ', p' - малые возмущения. В результате линеаризации уравнения (12) примут вид

$$\frac{\partial Q}{\partial t} - a_1 \frac{\partial H}{\partial x} + 2a_2 \frac{\partial Q}{\partial x} + a_3 r \frac{\partial \tau'}{\partial x} = \frac{3}{\text{Re}} \left(H \cdot A - \frac{Q}{h_0^2} + \frac{r\tau'}{2} - \frac{rh_0}{3} \cdot \frac{\partial p'}{\partial x} - \cos \theta \cdot h_0^2 \frac{\partial H}{\partial x} \right) + \text{We} \cdot h_0^2 \frac{\partial^3 H}{\partial x^3}, \quad (14)$$

$$h_0 \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = -\frac{\varepsilon \cdot H}{\text{Re} \cdot h_0}.$$

Здесь $A = h_0 \sin \theta + 2q_0 / h_0^2 - \varepsilon \cdot R_v / 2h_0$,

$$a_1 = -\left(\frac{\partial J}{\partial h} \right)_0 h_0 = \frac{6q_0^2}{5h_0} - \frac{q_0 r h_0}{20} - \frac{r^2 h_0^3}{40} - \frac{\varepsilon R_v h_0}{30} \left(r \cdot h_0 + \frac{\varepsilon \cdot R_v}{4} \right)$$

$$2a_2 = \left(\frac{\partial J}{\partial q} \right)_0 = \frac{12q_0}{5h_0} + \frac{1}{20} (r \cdot h_0 + \varepsilon \cdot R_v)$$

$$a_3 = \left(\frac{\partial J}{\partial \tau} \right)_0 = \frac{q_0 h_0}{20} + \frac{h_0^2}{60} (r \cdot h_0 + \varepsilon \cdot R_v)$$

Для замыкания системы уравнений (14) относительно H, Q необходимо привлечь связь возмущений p', τ' напряжений на межфазной поверхности с деформацией поверхности жидкости:

$$p' = p_R H + \frac{p_I}{k} \frac{\partial H}{\partial x}, \quad \tau' = \tau_R H + \frac{\tau_I}{k} \frac{\partial H}{\partial x} \quad (15)$$

Здесь переменные p_R, τ_R, p_I, τ_I связаны с рассчитанными в [10] вещественными и мнимыми компонентами амплитуд возмущений напряжений соотношениями $\tau_I = T_I k |\tau_0| / \tau_0$, $p_R = F_R k |\tau_0| / \tau_0$, $p_I = F_I k$, $\tau_R = T_R k$, где k - волновое число, T_R, T_I, F_R, F_I - функции одного параметра $R_g = \sqrt{|\tau_0|} / \rho_g / k v_g$.

Подставляя (15) в (14), получаем

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + 2a_2 \frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{3}{h_0^2 \text{Re}} \cdot Q = \frac{3c_0}{\text{Re}} H + b \frac{\partial H}{\partial x} + n_0 \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \text{We} \cdot h_0^2 \frac{\partial^3 H}{\partial x^3}, \quad (16)$$

$$h_0 \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = -\frac{\varepsilon \cdot H}{\text{Re} \cdot h_0}.$$

Здесь $c_0 = A + r \cdot \tau_R / 2$, $n_0 = -r \cdot (a_3 \tau_I / k + p_I h_0 / k \text{Re})$,

$$b = a_1 - \frac{3 \cos \theta \cdot h_0^2}{\text{Re}} + r \cdot \left(\frac{3\tau_I / 2k - p_R h_0}{\text{Re}} - a_3 \tau_R \right).$$

Дисперсионные соотношения. В отличие от случая $\varepsilon = 0$ коэффициенты c_0, b, a_2, n_0 – медленно меняющиеся функции от координаты. Предполагается, что на расстоянии порядка длины волны эти коэффициенты меняются незначительно. Учитывая выбранный масштаб h_m , в (16) полагаем $h_0 = 1$.

Подставим в (16) $H = H_a \exp(ik(x-ct) + \beta t)$, $Q = Q_a \exp(ik(x-ct) + \beta t)$, где $c(k)$, $\beta(k)$ – фазовая скорость и инкремент волны. Из условия существования нетривиального решения получаем дисперсионное уравнение

$$\left(\beta + \frac{3}{\text{Re}} + i \cdot k \cdot (2a_2 - c)\right) \cdot \left(\beta + \frac{\varepsilon}{\text{Re}} - i \cdot k \cdot c\right) = -i \cdot k \cdot \left(\frac{3c_0}{\text{Re}} - n_0 k^2 + i \cdot k \cdot (b - \text{We} \cdot k^2)\right) \quad (17)$$

Уравнение (17) дает две волновых моды. Первая (основная мода) может быть неустойчивой (положительный инкремент), а вторая всегда устойчива. Из (42) следует, что при $k = 0$ $\beta = -\varepsilon/\text{Re}$ или $\beta = -3/\text{Re}$. Таким образом, для основной моды длинноволновые возмущения в случае конденсации устойчивы, а в случае испарения неустойчивы.

Отделяя в (17) вещественную и мнимую части, получим дисперсионные соотношения в виде:

$$\frac{\beta \text{Re}}{3} + \frac{1 + \varepsilon/3}{2} = -\frac{A_0}{2(a_2 - c)} \quad (18)$$

$$\left(\frac{\beta \text{Re}}{3} + \frac{1 + \varepsilon/3}{2}\right)^2 = \left(\frac{k \text{Re}}{3}\right)^2 \left((c - a_2)^2 - B_0\right) + \left(\frac{1 - \varepsilon/3}{2}\right)^2$$

Здесь $A_0 = c_0 - a_2(1 - \varepsilon/3) - n_0 k^2 \text{Re}/3$, $B_0 = a_2^2 - b + \text{We} \cdot k^2$.

Для пленки с фазовым превращением дисперсионные соотношения так же, как в [16], удастся разрешить аналитически. Исключая из (18) инкремент, получим для $\lambda = (c - a_2)^2$ квадратное уравнение:

$$\lambda^2 - \lambda \cdot (B_0 - S \cdot (1 - \varepsilon/3)^2) - A_0^2 \cdot S = 0, \text{ где } S = (3/2k \text{Re})^2,$$

из которого находим

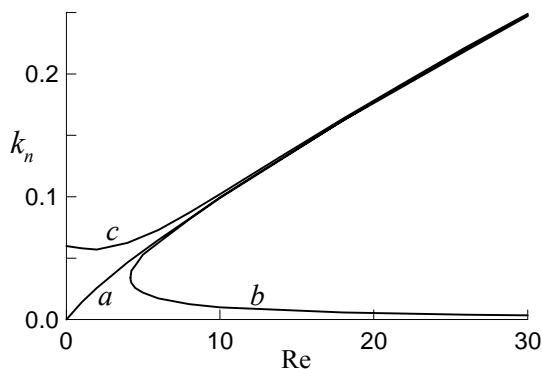


Рис. 3 Нейтральные кривые для неподвижного пара: $a - \varepsilon = 0$; $b - \varepsilon = 0,01$; $c - \varepsilon = -0,05$

$$\lambda = \left(B_0 - S \cdot (1 - \varepsilon/3)^2 + \sqrt{(B_0 - S(1 - \varepsilon/3)^2) + 4A_0^2 \cdot S} \right) / 2,$$

$$c = a_2 \pm \sqrt{\lambda}, \quad \frac{\beta \text{Re}}{3} = -\left(\frac{1 + \varepsilon/3}{2}\right) \pm \frac{A_0}{2\sqrt{\lambda}}$$

(19)

Все соотношения при $\varepsilon = 0$ переходят в выведенные ранее для пленки без фазового перехода.

Результаты расчетов. Ниже приведены результаты расчетов для вертикальной пленки (вода) при $T_s = 373 \text{ K}$, $Fi^{1/3} = 9800$, $C_f = 3 \cdot 10^{-3}$ (значение C_f взято из [17]). На

рис. 3 показаны нейтральные кривые $k_n(\text{Re})$ для неподвижного пара при различных значениях ε ($\varepsilon < 0$ - испарение, $\varepsilon > 0$ - конденсация). В случае отсутствия фазового перехода область неустойчивости ограничена сверху кривой a , а снизу – прямой $k = 0$,

т. е. неустойчивы длинноволновые возмущения. В случае испарения верхняя граница области неустойчивости (кривая c) расположена выше, чем кривая a , т. е. область неустойчивости расширяется (испарение дестабилизирует течение пленки). В случае конденсации область неустойчивости ограничена сверху и снизу двумя ветвями кривой b , причем верхняя ветвь лежит ниже кривой a , нижняя ветвь – выше оси абсцисс. Таким образом, для неподвижного пара конденсация повышает устойчивость пленки, при этом неустойчивость появляется только при значениях числа Рейнольдса больше критического Re_c . Для больших значений Re верхняя ветвь кривой b вместе с кривой c асимптотически стремятся к соответствующей кривой a для пленки без фазового перехода, т. е. при $Re \gg Re_c$ фазовый переход неподвижного пара слабо влияет на устойчивость пленки.

На рис. 4, 5 приведены зависимости $\beta(k)$ для спутного ($r_m = 0,5$) и противоточного ($r_m = -0,5$) движения пара при различных значениях ε . Как видно из графиков, независимо от направления движения пара, испарение дестабилизирует течение пленки (расширяется диапазон волнового числа неустойчивых возмущений). Конденсация повышает устойчивость пленки только в случае противоточного движения пара. В случае спутного течения эффект конденсации неоднозначный. С одной стороны, при любых значениях Re длинноволновые возмущения оказываются устойчивыми. Кроме того, для $Re \ll 1$ оказываются устойчивыми возмущения с любой длиной волны. С другой стороны, с ростом ε увеличивается значение нейтрального волнового числа k_n (верхняя граница области неустойчивости). Влияние параметра ε на устойчивость пленки в случае конденсации показано на рис. 6, 7 в виде нейтральных кривых для противоточного и спутного течения пара при $r_m = -0,5$ и $r_m = 0,5$. Для противоточного течения увеличение ε , так же как и для неподвижного пара, приводит к сужению области неустойчивости и увеличению критического числа Рейнольдса. Для спутного течения при $\varepsilon \geq 10^{-2}$ происходит расширение области неустойчивости и некоторое уменьшение значения Re_c .

Таким образом, в целом противоточное течение вертикальной пленки жидкости и пара при $|r_m| \approx 1$ оказывается более устойчивым, чем спутное течение. Отметим, что для движущегося пара (как для спутного так и для противоточного течений) нейтральные кривые не стремятся асимптотически при больших значениях Re к соответствующей кривой для пленки без фазового перехода, т.е. при $Re \gg Re_c$ конденсация движущегося

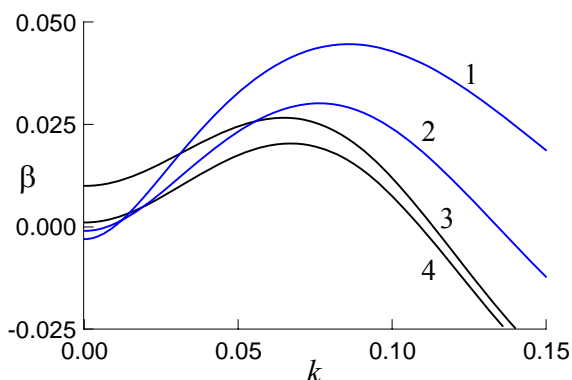


Рис. 4. Инкремент для спутного течения пара при $Re = 10$ и различных значениях ε :
1) 0,03; 2) 0,01; 3) – 0,01; 4) – 0,1

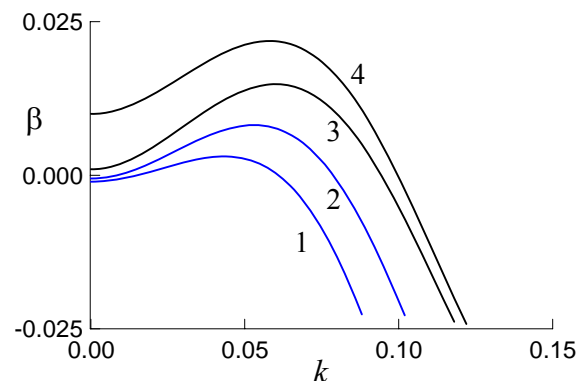


Рис. 5. Инкремент для противоточного течения пара при $Re = 10$ и различных значениях ε :
1) 0,01; 2) 0,005; 3) – 0,01; 4) – 0,1

пара оказывает существенное влияние на устойчивость вертикального пленочного течения. Устойчивость течения пленки конденсата определяется в основном не

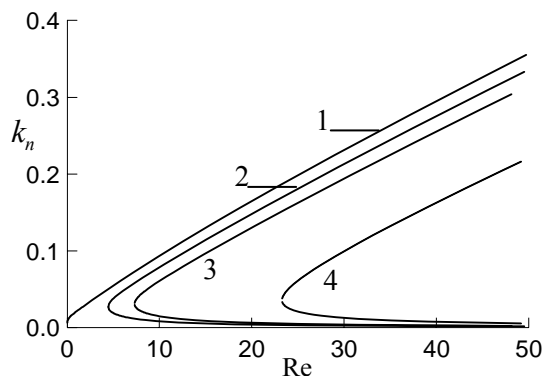


Рис. 6. Нейтральные кривые для противоточного течения пара при различных значениях ε : 1) 0; 2) 0,005; 3) 0,01; 4) 0,03

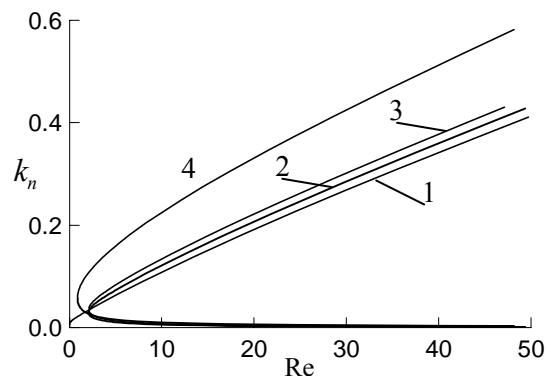


Рис. 7. Нейтральные кривые для спутного течения пара при различных значениях ε , кривые: 1) 0; 2) 0,005; 3) 0,01; 4) 0,05

гравитацией, а взаимодействием с турбулентным потоком пара и существенно зависит от параметра конденсации.

ВЫВОДЫ

1. Для вертикальной пленки противоточное течение в целом оказывается более устойчивым, чем спутное течение.
2. Испарение дестабилизирует течение пленки, а конденсация оказывает стабилизирующее воздействие только в случае неподвижного пара, а также в случае противоточного течения пара.
3. В случае спутного течения пара влияние конденсации на устойчивость пленки неоднозначно. При малых значениях температурного напора конденсация приводит к сужению области неустойчивости, при этом "тонкая" пленка (малые значения Re) становится абсолютно устойчивой. При дальнейшем увеличении интенсивности конденсации область неустойчивости расширяется и смещается в сторону малых Re . С увеличением скорости пара основной вклад в неустойчивость вносит воздействие движущегося пара и конденсация начинает оказывать дестабилизирующее действие на пленку.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-08-01501)

Литература

- [1] Alekseenko S. V., Nakoryakov V. E., Pokusaev B. G. Wave Flow of Liquid Films, Begell House, New York, 1994, 313 p.
- [2] Marshall E., Lee C. Y. Stability of condensate flow down a vertical wall // Int. J. Heat Mass Transfer. 1973, V. 116, No.1. P. 41-48.
- [3] Spindler B. Linear stability of liquid films with interfacial phase change // Int. J. Heat Mass Transfer. 1982, V. 25 No. 2. P. 161-173.
- [4] Unsal M., Thomas W. C. Linear stability analysis of film condensation. // J. Heat Transfer. 1978, V. 100, N.4. P. 629-634.
- [5] Трифонов Ю. Я. Волнообразование при стекании пленки вдоль наклонной поверхности при наличии фазового перехода и касательного напряжения на свободной поверхности // Прик. мех. и техн. физ., 1996, Т. 37, № 2. С. 109-119.
- [6] Seban R. A., Hodgson J. A. Laminar film condensation in a tube with upward vapor flow. // Int. J. Heat Mass Transfer. 1982, V. 25, No. 9. P. 1291-1300.

- [7] Актершев С. П., Алексеенко С. В. Устойчивость пленки конденсата, движущейся под действием гравитации и турбулентного потока пара //Теплоф. высоких темп., 2003, Т. 41, № 1. С. 1-9.
- [8] Aktershev S. P., Alekseenko S. V. Influence of condensation on the stability of a liquid film moving under the effect of gravity and turbulent vapor flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 2005, V.48. P. 1039-1052
- [9] Nusselt W. Die Oberflächen kondensation des wasserdampfes. Z.VDI 50, 1916, P.541-546.
- [10] Демёхин Е. А., Нелинейные волны в пленке жидкости, увлекаемой турбулентным газовым потоком// Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, 1981, № 2. С. 37.
- [11] Benjamin T. B. Shearing flow over a wavy boundary // J. Fluid Mech., 1959, V. 6, N 2. P. 161-172.
- [12] Miles J. W. On the generation of surface wave by shear flow, J. Fluid Mech., 1959, V.6 N 4, pp. 568-596.
- [13] Гугучкин В. В, и др., О линейной и нелинейной устойчивости пленок жидкости, текущих совместно с газовым потоком// Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, 1979, № 1, с. 36
- [14] Демёхин Е. А., Токарев Г. Ю., Шкадов В. Я., Неустойчивость и нелинейные волны в вертикальной пленке жидкости, текущей в противотоке с турбулентным газовым потоком // Теор. основы хим. технол., 1989, Т. 23, № 1. С. 64.
- [15] Alekseenko S. V., Nakoryakov V. E. Instability of a liquid film moving under the effect of gravity and gas flow. Int. J. Heat Mass Transfer, 38, 1995. P. 2127-2134.
- [16] Aktershev S. P., Alekseenko S. V. Interfacial instabilities in an annular two-phase flow // Russ. J. Eng. Thermophys., 1996, V. 6, No. 4. P. 307-320.
- [17] Craic A. D. D. Wind-generated waves in a liquid films // J. Fluid Mech., 1966, V. 26 No. 3. P. 369-392.