

АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ПЛЕНОЧНОЙ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ МЕЛКОРЕБРИСТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Н. В. Зозуля, В. А. Карху

(Киев)

Исследованы закономерности процесса пленочной конденсации пара на вертикальных мелкоребристых поверхностях. Результаты анализа показывают, что вследствие специфичности условий, когда на распределение пленки конденсата по поверхности охлаждения основную роль оказывают силы поверхностного натяжения, эффективность таких поверхностей, по сравнению с гладкими трубами, может возрасти в несколько раз.

Замечено [1,2], что если поверхность конденсации пара сделать мелковолнистой, то вследствие возникновения поверхностных сил на ней происходит такое распределение образующейся жидкой пленки, которое в конечном счете приводит к значительному по сравнению с гладкой трубой увеличению коэффициента теплоотдачи.

Данная работа посвящена аналитическому исследованию закономерностей пленочной конденсации пара на вертикальных поверхностях, профилированных продольными мелкими ребрами, имеющими вид трапеции. В отличие от мелковолнистых (фиг. 1, а), где криволинейный профиль образуется сопряжением двух полуокружностей, рассматриваемые мелкоребристые поверхности (фиг. 1, б) могут иметь некоторое преимущество в связи с широкими возможностями изменения формы ее составных элементов при сравнительно простой технологии их изготовления.

Будем рассматривать явления в условиях максимально выраженного эффекта от сил поверхностного натяжения, величина которого в первую очередь зависит от кривизны поверхности теплообмена. Если принять, что критерий Вебера $W = \sigma / R_1^2 \rho \geq 10$, то можно представить следующую физическую модель процесса;

1) в условиях, когда поверхностные силы на порядок превышают силы тяжести ($W \geq 10$), можно принять, что жидкость, конденсирующая на поверхности выступа, под действием лишь сил поверхностного натяжения движется по кратчайшему пути во впадину;

2) во впадине за счет стока образуется слой конденсата, по толщине во много раз превосходящий его на выступающем элементе. Поэтому конденсацией пара во впадине можно пренебречь и рассматривать только гидродинамическую задачу ламинарного течения жидкости по такому своеобразному каналу.

При указанной постановке общая задача о передаче тепла и гидродинамике движения конденсатной пленки по элементам рассматриваемой поверхности может быть расчленена на две составные: первая — определение толщины конденсата на выступе и скорости его движения во впадину, и вторая — определение скорости движения во впадине под действием сил тяжести и нахождения зоны полного затопления канавки.

1. Конденсация пара на выступе. Приступая к рассмотрению процесса пленочной конденсации пара на выступах, будем исходить из основных предпосылок Нуссельта [3] по теории пленочной конденсации пара на вертикальной поверхности:

1) конденсат образует на поверхности стенки непрерывную пленку и интенсивность теплового потока определяется термическим сопротивлением этой пленки

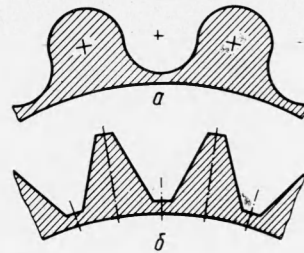
$$q = \frac{\lambda}{\delta_x} (t_s - t_w) \quad (1.1)$$

2) температура стенки по всей высоте трапеции считается постоянной. Это условие может соблюдаться только до известных пределов, поскольку с уменьшением отношения размеров основания трапеции к высоте ребра влияние конечной теплопроводности материала может привести к появлению заметного градиента температур по высоте ребра;

3) температуры пленки на ее границах равны соответственно температуре стенки t_w и температуре насыщенного пара t_s на свободной поверхности, при этом коэффициент теплоотдачи конденсирующего пара определяется из равенства $\alpha = \lambda / \delta_x$;

4) пар считается неподвижным.

Существование пленки конденсата на смачиваемой поверхности стенки обуславливается в общем случае взаимодействием сил тяжести, трения, инерционной силы и сил поверхностного натяжения жидкости на границе.



Фиг. 1. Разновидности мелковолнистых профилей поверхности

Дифференциальное уравнение движения применительно к рассматриваемой плоской задаче стекания жидкости во впадину (фиг. 2) запишется в виде

$$w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\rho - \rho''}{\rho} g \cos(\theta, x) + \nu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} \right) \quad (1.2)$$

При стекании конденсата по выступу, как оговорено ранее, рассмотрим ламинарное движение жидкости при взаимодействии только сил поверхностного натяжения и трения. Уравнение (1.2) значительно упрощается и переходит в следующее:

$$-\frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} = 0 \quad (1.3)$$

После интегрирования находим

$$w_y = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} y^2 + C_1 y + C_2$$

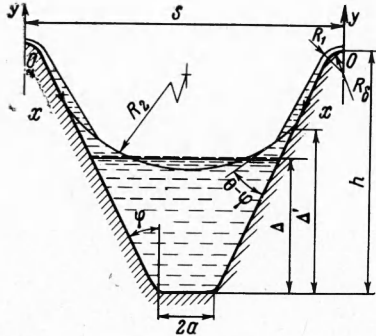
Из граничных условий течения конденсата в пленке имеем

$$y = 0, \quad w_y = 0, \quad C_2 = 0$$

$$y = \delta(x), \quad \frac{\partial w_y}{\partial y} = 0, \quad C_1 = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \delta_x$$

При этом получаем следующее уравнение скоростного поля в поперечном сечении пленки на расстоянии x от верхней кромки выступа

$$w_y = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \left(\frac{y^2}{2} - \delta_x y \right) \quad (1.4)$$



Фиг. 2. Элемент поверхности в условиях конденсации пара

Средняя по толщине пленки скорость потока конденсата на выступе

$$\langle w_y \rangle = \frac{1}{\delta_x} \int_0^{\delta_x} w_y dy = \frac{\delta_x^2}{3\mu} \left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| \quad (1.5)$$

Количество конденсата, проходящего через сечение x , составляет

$$G_x = \rho \langle w_y \rangle \delta_x = \frac{\rho \delta_x^3}{3\mu} \left| \frac{\partial p}{\partial x} \right|$$

Через поперечное сечение на расстоянии dx в направлении движения конденсата по выступу проходит жидкости больше на

$$dG_x = \frac{\rho}{\mu} \left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| \delta_x^3 d\delta_x \quad (1.6)$$

Это приращение происходит за счет конденсации пара. Подставляя в уравнение (1.1) значение $dQ = rdG_x$, получаем

$$dG_x = \frac{\lambda}{r\delta_x} (t_s - t_w) dx \quad (1.7)$$

Приравнявая правые части (1.6) и (1.7), приходим к уравнению

$$\frac{\rho}{\mu} \left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| \delta_x^3 d\delta_x = \frac{\lambda}{r} (t_s - t_w) dx$$

интегрирование которого

$$\delta_x = \left(\frac{4\mu\lambda (t_s - t_w) x}{\rho r \left| \frac{\partial p}{\partial x} \right|} \right)^{1/4} \quad (1.8)$$

дает локальное значение толщины пленки по боковой поверхности трапеции на расстоянии x от верхней кромки выступа. Градиент давления $\partial p / \partial x$ будет отрицательной величиной (впадине соответствует область с пониженным давлением), поэтому в уравнении (1.8) используется абсолютная его величина.

Определив $(\partial p / \partial x)$ как отношение перепада давления между выступом и впадиной

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

к полному пути движения жидкости по выступу, зависящему от местного затопления канавки (фиг. 2) и равному

$$\Delta x = \frac{h - \Delta}{\cos \varphi}$$

находим

$$\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| \approx \frac{\Delta F}{\Delta x} \approx \frac{\sigma \cos \varphi}{R_8 (h - \Delta)} \quad (1.9)$$

При этом учитывается, что на выступе $R_1 \approx R_8$, а во впадине $R_2 \rightarrow \infty$.

После подстановки полученного значения $\partial p / \partial x$ в уравнение (1.8) имеем

$$\delta_x = \left(\frac{4\mu\lambda (t_s - t_w) R_8 (h - \Delta) x}{\rho r \sigma \cos \varphi} \right)^{1/4} \quad (1.10)$$

2. Движение конденсата во впадине. Определим взаимозависимость между количеством стекающего с выступов конденсата и скоростью движения жидкости вдоль впадины по мере ее заполнения. Предполагается, что конденсация пара во впадине отсутствует. Ограничиваемся рассмотрением случая ламинарного течения жидкости во впадине. Предварительно необходимо отметить, что при движении жидкости во впадине, которая по своим размерам может приближаться к капилляру, существенную роль на форму свободной поверхности жидкости и как следствие на величину смачиваемого периметра и скорость течения оказывают влияние краевые углы смачивания θ поверхности жидкостью. Если допустить, что во впадине (фиг. 2) имеется слой жидкости высотой Δ , при наличии эффекта смачивания на свободной поверхности пленки образуется вогнутый мениск и жидкость поднимается по стенкам канала на некоторую добавочную высоту $\Delta' - \Delta$, зависящую от угла смачивания.

Из обычных геометрических построений по фиг. 2 можно найти, что

$$\Delta' = \xi \Delta, \quad \xi = \left(1 + 1.3 \frac{1 - \sin \theta}{\cos \theta} \operatorname{tg} \varphi \right)^{1/2} \quad (2.1)$$

На фиг. 3 изображена половина профиля рассматриваемого нами канала от оси симметрии до боковой стенки трапеции, с некоторым уровнем заполнения Δ' при учете эффекта смачивания поверхности. Кривая линия верхнего уровня пленки для упрощения расчетов заменена прямой $A'B'$, образующей с боковой поверхностью некоторый угол $\theta' \approx \theta - \varphi + \beta$, где β в зависимости от условий смачивания составляет величину порядка $10 \div 20^\circ$.

Представим движение пленки жидкости по вертикали Ol в рассматриваемой половине канала как некоторое семейство плоско-параллельных течений вдоль боковой поверхности трапеции с изменяющейся по координате заполнения l шириной потока $O'B'$ и переменной по ширине этого потока толщиной пленки σ^* . При этом, например, предполагается, что в некоторой точке по оси x^* (координата заполнения l фиксирована) в сечении MM' имеется плоское течение с толщиной пленки, равной δ^* .

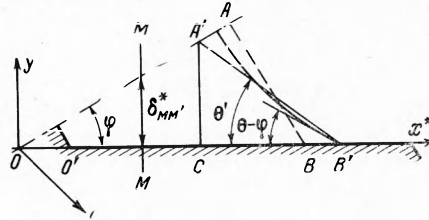
При рассмотрении этой модели течения ограничимся случаем, когда размеры площадки a (основания трапеции) невелики и, следовательно, ее влияние на характер течения жидкости в канале пренебрежимо мало.

Для плоского ламинарного течения жидкости по смачиваемой поверхности Нуссельтом получен известный полупараболический закон распределения скорости по толщине пленки. Считаем, что в каждом (мысленно проведенном перпендикулярно боковой стенке канала) сечении по толщине пленки соблюдается свой полупараболический закон распределения скорости u (от нуля на стенке до некоторого предельного значения на оси симметрии канала, зависящего от местного значения δ^*), который применительно к выбранным здесь обозначениям имеет вид

$$u(y, x^*) = \frac{\rho \cos(g, l)}{\mu} \left[\delta^*(x^*) y - \frac{y^2}{2} \right] \quad (2.2)$$

При этом среднерасходная скорость течения жидкости по впадине

$$\langle u(y, x^*) \rangle = \frac{1}{F} \iint u(y, x^*) dy dx^* \quad \left(F = \iint dy dx^* \right) \quad (2.3)$$



Фиг. 3. К расчету скорости движения жидкости во впадине

Здесь F — площадь живого сечения жидкости в канале.
Отсюда после интегрирования при обозначениях

$$z = \frac{\Delta}{h}, \quad n = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg}(\Theta - \varphi + \beta)}, \quad m = \frac{a}{\xi h \operatorname{tg} \varphi} \quad (2.4)$$

имеем (при $m \leq 0.5$)

$$\langle u(y, x^*) \rangle = \frac{\xi^2 \rho \cos(g, l) \operatorname{tg}^2 \varphi h^2 (z + m)^2}{6 \cos^2 \varphi (1 + n) \mu} \quad (2.5)$$

Значение величины $m \leq 0.5$ принято по ранее введенному ограничению размера a основания трапеции. Расход жидкости через половину впадины

$$G_l = \rho u \bar{r} = \frac{\xi^4 \cos(g, l) \operatorname{tg}^3 \varphi \rho^2 h^4 (z + m)^4}{12 \cos^4 \varphi (1 + n)^3 \mu} \quad (2.6)$$

Изменение расхода

$$dG_l = \frac{\xi^4 \cos(g, l) \operatorname{tg}^3 \varphi \rho^2 h^4 (z + m)^3}{3 \cos^4 \varphi (1 + n)^3 \mu} dz \quad (2.7)$$

С другой стороны изменение расхода на участке пути затопления dl вызвано стоком конденсата с поверхности выступа

$$dG_l = \langle w_y \rangle \rho \delta_x \circ dl \quad (2.8)$$

Здесь $\langle w_y \rangle$, $\delta_x \circ$ — соответственно средняя скорость (1.5) и толщина стекающей с выступа пленки жидкости (1.10) на границе со слоем заполнения.

Введя понятие безразмерной координаты пути L с параметром приведения H (m)

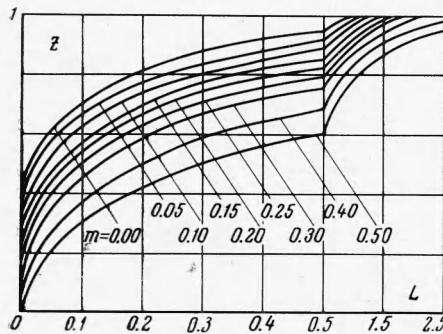
$$L = \frac{l}{H}, \quad H = \frac{0.35 \xi^4 \cos(g, l) \operatorname{tg}^3 \varphi \rho^{1/4} h^{7/2} R_8^{1/4} r^{3/4}}{(1 + n)^3 \cos^{7/2} \varphi \sigma^{1/4} \mu^{3/4} \lambda^{3/4} (t_s t_w)^{3/4}} \quad (2.9)$$

приходим к следующему дифференциальному уравнению течения жидкости во впадине;

$$\frac{(z + m)^3}{\sqrt{1 - z}} dz = dL, \quad m \leq 0.5 \quad (2.10)$$

которое легко интегрируется

$$C_1 (1 - z)^{1/2} - C_2 (1 - z)^{3/2} + C_3 (1 - z)^{5/2} - C_4 (1 - z)^{7/2} + B = L, \quad m \leq 0.5 \quad (2.11)$$



Фиг. 4. Кривые уровня затопления канавки Z по безразмерной координате L для различных значений параметра m

На фиг. 4 в безразмерных координатах $z = f(L)$ изображен ряд кривых, соответствующих уравнению (2.11) и показывающих изменение относительной толщины пленки z по координате L в зависимости от значений «формпараметра» m , определяемого из соотношений между основными геометрическими размерами, характеризующими форму выбранного для конденсации пара профиля поверхности.

$$C_1 = 2 + 6m + 6m^2 + 2m^3$$

$$C_2 = \frac{2}{3} (3 + 6m + 3m^2)$$

$$C_3 = \frac{2}{5} (3 + 3m)$$

$$C_4 = \frac{2}{7}$$

Из граничного условия (при $l = 0$, $z \approx 0$) находится постоянная интегрирования

$$B = -C_1 + C_2 - C_3 + C_4 \quad (2.12)$$

Полученное уравнение (2.11) позволяет определить характер распределения толщины пленки конденсата во впадине при течении по вертикальной поверхности с трапецидальным профилем и найти критическую точку по координате l , в которой наступает полное затопление канавки жидкостью и кончается область, в которой данное аналитическое исследование является справедливым.

3. Коэффициент теплоотдачи. При определении среднего коэффициента теплоотдачи для вертикальной поверхности некоторой длины $L_0 \leq L_*$ (L_* — координата по длине, в которой наступает полное затопление канавки), очевидно, нет необходимости вести расчет теплосъема по всему периметру, поскольку достаточно ограничиться рассмотрением элементарного участка шириной, равной шагу ребер S .

Первоначально для заданных условий процесса и геометрических размеров поверхности определяются значения коэффициентов H (2.9) и m (2.4) и по фиг. 4, или по уравнению (2.11), находится уровень заполнения впадин z при $L = L_0$. По известной величине заполнения z определяется расход жидкости через канавку в конце участка

$$G = \frac{0,167\xi^4 \cos(g, l) \operatorname{tg}^3 \varphi \rho^2 h^4 (z + m)^4}{(1 + n)^3 \cos^4 \varphi \mu} \quad (3.1)$$

исходя при этом из формулы (2.6), дающей расход конденсата через половинку канавки.

Тепло конденсации пара $Q = Gr$ передается через пленку жидкости стенке согласно усреднению в виде

$$Q = \alpha^* (t_s - t_w) F_s \quad (3.2)$$

Здесь F_s — полная поверхность теплообмена на элементе шириной s . Отсюда определяется искомый коэффициент теплоотдачи

$$\alpha^* = \frac{Gr}{(t_s - t_w) F_s} \quad (3.3)$$

Проведенное аналитическое исследование закономерностей процесса пленочной конденсации пара на вертикальных мелкорребристых поверхностях позволяет производить оценку эффективности этих поверхностей в области, ограниченной требованиями выбранной физической модели явления ($W \geq 10$; $m \leq 0.5$).

Предварительные теплотехнические расчеты некоторых практически легко осуществимых вариантов поверхностей показывают, что по коэффициенту теплоотдачи они в 1.5—2 раза, а по суммарному теплосъему с учетом развития поверхности за счет оребрения в 4—6 раз превосходят гладкие трубы.

Поступила 15 VIII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Солодов А. П., Исаченко В. П. Исследование теплоотдачи при конденсации пара на мелковолнистых трубах. Тр. Моск. энерг. ин-та, 1965, вып. 63.
2. Gregorig R. Hautkondensation an feigewellten Oberflächen bei Berücksichtigung der Oberflächenspannungen, Z. angew. Math. und Phys., 1954, Bd. 5, H. 1.
3. Nusselt W. Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. VDI Zeitschrift, 1916, Bd. 60, H. 27, S. 541, H. 28, S. 559.

О СТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМАХ РАБОТЫ ПРОТОЧНОГО ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ХИМИЧЕСКОГО РЕАКТОРА

Ю. П. Гупало, Ю. С. Рязанцев

(Москва)

Задача об определении стационарных режимов работы проточного изотермического реактора в одномерном приближении при учете продольной диффузии вещества сводится к двухточечной краевой задаче для уравнения второго порядка [1]:

$$\frac{d^2\xi}{dx^2} - U \frac{d\xi}{dx} + \bar{R}(\xi) = 0 \quad \left(U = \frac{u}{D}, \quad \bar{R}(\xi) = \frac{r(\xi)}{D} \right) \quad (1)$$

$$x = 0, \quad d\xi/dx = U\xi; \quad x = l, \quad d\xi/dx = 0$$

Здесь ξ — степень продвижения реакции, которая предполагается одноступенчатой (обратимой или необратимой), u — скорость потока, D — эффективный коэффициент продольной диффузии, $r(\xi)$ — скорость реакции, реактор занимает область $0 \leq x \leq l$. За исключением случаев реакций нулевого и первого порядка уравнение (1) нелинейное и задача (1) не имеет аналитического решения. Известны попытки численного решения этой задачи [2,3], однако единственность решения при этом не гарантируется. Между тем вопрос о единственности здесь не тривиален, о чем свидетельствует, например, предпринятая недавно попытка анализа этого вопроса численными методами для одного частного случая гетерогенно-каталитической реакции, показавшая возможность наличия трех стационарных режимов [4].