

вольным начальным условием. Рассмотрен метод, позволяющий обобщить решение задачи на случай изменяющейся со временем скорости конвекции. Указаны приложения полученных решений. Ил. 4. Библ. 4. [Краснодар].

7.78.143. Проблемы теплообмена в монодисперсных потоках / Дмитриев А. С., Клименко А. В. // Тр. 1 Рос. нац. конф. по теплообмену, Москва, 21—25 нояб., 1994. Т. 6 — М., 1994. — С. 67—74. — Рус.; рез. англ.

Проведен анализ современных результатов по изучению ТМО в потоках монодисперсных частиц. Рассмотрен радиационный перенос теплового излучения в слое капель, процессы испарения капельного потока и его устойчивость. Дано описание современных достижений по тепловой диагностике монодисперсных капельных потоков. Обращено внимание на существующие нерешенные экспериментальные и теоретич. проблемы в данной области. Ил. 7. Библ. 17. [Москва].

7.78.144. Испарение жидкости при пленочном течении в конфузоре / Данилов Ю. Б., Ульев Л. М., Кориков В. А. // Тр. 1 Рос. нац. конф. по теплообмену, Москва, 21—25 нояб., 1994. Т. 5 — М., 1994. — С. 57—62. — Рус.

Построена математич. модель течения и испарения тонкой пленки жидкости в круглом конфузоре. Модель откорректирована с помощью экспериментов, проведен-

ных на конич. испарителях с различными углами раствора. На основе модели получены распределения толщины пленки, скорости, t -ры, локального числа Nu и других производных величин. С помощью статистич. обработки численных экспериментов построены регрессионные зависимости от параметров задачи для среднего по поверхности конфузора числа Nu и отн. длины пути испарения. Ил. 3. Библ. 5. [Харьков].

7.78.145. Моделирование двухфазных контуров теплопереноса с высокопарными капиллярными насосами / Киселев В. М., Погорелов Н. П., Белоногов А. Г., Нурутдинов В. А. // Тр. 1 Рос. нац. конф. по теплообмену, Москва, 21—25 нояб., 1994. Т. 5 — М., 1994. — С. 69. — Рус.

Рассматривается проблема увеличения макс. тепло-транспортной способности контурных тепловых труб (КТТ). Получены простые аналитич. соотношения для тепло-транспортной способности КТТ. Выполнены экспериментальные исследования КТТ с высокопарными капиллярными структурами ($\Delta P_p > 4$ кПа). Аналитически и экспериментально найден предел тепло-транспортной способности КТТ с изотропными капиллярными структурами. Делается вывод о том, что для увеличения тепло-транспортной способности КТТ необходимо применять анизотропные капиллярные структуры. Ил. 4. Библ. 4. [Екатеринбург].

УДК 621.1.016:536.42

ТЕПЛОМАССОБМЕН ПРИ КОНДЕНСАЦИИ

Ред. В.И. Кашинский

7.78.146. Теплообмен при конденсации на трубах, помещенных в зернистую среду / Петрик П. Т., Богомолов А. Р. // Тр. 1 Рос. нац. конф. по теплообмену, Москва, 21—25 нояб., 1994. Т. 5 — М., 1994. — С. 126—131. — Рус.

Проведены экспериментальные испытания по пленочной конденсации на вертикальных и горизонтальных изотермич. трубах, погруженных в слой. Представлены результаты для слоя, состоящего из стеклянных шариков размером от 0,8 до 3,2 мм и для труб размером 8 и 22 мм в диаметре. Рабочая жидкость — насыщенный хладон R-12. Экспериментальные результаты сравнены с теоретич. результатами Горина и Цоя (1992) и Нуссельта. Показано, что на теплообмен оказывает влияние существование радиального потока конденсата от поверхности конденсации в пористую среду. Ил. 4. Библ. 8. [Новосибирск].

7.78.147. Локальный теплообмен при конденсации водяного пара внутри вертикальной трубы в ламинарной области течения пленки конденсата / Сударев Б. В., Волков Д. И., Чистяков Д. В. // Тр. 1 Рос. нац. конф. по теплообмену, Москва, 21—25 нояб., 1994. Т. 5 — М., 1994. — С. 147—150. — Рус.

Разработана двумерная математич. модель процесса полной конденсации водяного пара внутри вертикальной трубы при ламинарном режиме течения пленки конденсата, численное решение к-рой позволило предложить ур-ние теплофизич. подобия, удовлетворительно обобщающее опытные данные по локальной теплоотдаче. Предложенное устр-во подобия может быть использовано для инженерных расчетов локальных х-к, теплообмена при конденсации пара внутри вертикальных труб при ламинарном режиме течения пленки конденсата. Ил. 1. Библ. 5. [Санкт-Петербург].

7.78.148. Численное моделирование нестационарных полей скоростей, давления, температуры, концентрации в двумерном объеме / Артемьев В. К., Гусев Н. В., Ефанов А. Д., Номофилов Е. В., Юрьев Ю. С. // Тр. 1 Рос. нац. конф. по теплообмену, Москва, 21—25 нояб., 1994. Т. 6 — М., 1994. — С. 19—24. — Рус.; рез. англ.

Работа посвящена численному моделированию нестационарных процессов теплопереноса в двумер-

ном объеме. Рассмотрена математич. модель, включающая ур-ния движения паровоздушной смеси, ур-ние неразрывности, ур-ние состояния, ур-ние энергии, ур-ние переноса пара, другие соотношения. Для расчета турбулентных х-к использована улучшенная (K— ϵ)-модель. Описаны основные моменты численной методики. Представлены результаты расчетов для одного из режимов течения в объеме с учетом интенсивности конденсации. Ил. 4. Библ. 3. [Обнинск].

7.78.149. Мониторинг теплообмена в паровом конденсаторе. Spremljanje prenosa toplote v kondenzatorju pare / Repič Vladimir, Tuma Matija // Strojn. vestn. — 1994 — 40, № 5 - 6. — С. 201—209. — Парал. словен., англ.

Представлен простой способ расчета влияния на теплообмен отложений на охлаждающих поверхностях парового к-ра, к-рый является вполне универсальным для расчета любых ТО с конденсацией пара. Даны предложения по мониторингу влияния отложений на теплообмен, к-рые включают использование соответствующего измерительного оборудования. Детальный анализ показал, что накопленные отложения со стороны охлаждающей воды даже толщиной в одну сотую миллиметра снижают общий КПД на 85—92% от первоначального значения, в то время как отложения толщиной уже более двух десятых миллиметра снижают КПД всего на 33—50%. Это означает увеличение т-ры конденсации при соответствующем уменьшении общего коэф. теплообмена. Ил. 4. Библ. 2.

7.78.150. Термосифон для охлаждения мощных полупроводниковых приборов / Яценко Е. С. // Тр. 1 Рос. нац. конф. по теплообмену, Москва, 21—25 нояб., 1994. Т. 5 — М., 1994. — С. 169—172. — Рус.

Экспериментальное устр-во демонстрирует преимущество монолитной однополостной конструкции, включая обрешетку, по сравнению с модульной, включающей в себя тепловую трубу как автономный элемент. Преимущество заключается в достижении термич. сопротивления всего устр-ва, т. е. между его контактной поверхностью и окружающим воздухом, порядка 0,1 К/Вт. Термосифон имеет зону конденсации в виде системы обрешеток снаружи труб и зону испарения в виде пластины с системой параллельных глухих каналов, снабженных сепараторами и вставками из капиллярно-пористых материалов. Ил. 3. Библ. 3. [Истра].

ИСПАРЕНИЕ ЖИДКОСТИ ПРИ ПЛЕНОЧНОМ ТЕЧЕНИИ В КОНФУЗОРЕ

Ю. Б. Данилов, Л. М. Ульев, В. А. Коровко
(Харьков)

Большой практический интерес в химической технологии представляет создание выпарных аппаратов с утилизацией энергии. Конструктивно такие аппараты могут быть выполнены из соосно расположенных конических теплообменных элементов, с одной стороны которого подадут греющий пар, а с другой стекает пленка выпариваемого раствора. Выпаренная вода обогревает находящийся рядом теплообменный элемент и т. д.

Целью настоящей работы является определение и создание методов расчета конусных испарителей.

Для этого разработана математическая модель процесса, которая корректировалась с помощью результатов экспериментов, проведенных на конусных элементах с углами раствора $2\alpha = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$. Радиус

входного отверстия $R_{вх}$ и длина образующей L (рис. 1) были одинаковы и равны 0,54 м и 0,474 м соответственно. Конусные элементы изготавливались из шлифованных стальных листов толщиной $1,5 \times 10^{-3}$ м. Над конусом располагалось переливное распределительное устройство высотой $d=0,05$ м, на которое подавалась вода, предварительно нагретая до температуры насыщения.

Эксперименты проводились при изменении расхода жидкости в пределах $Q = 7 \times 10^{-5} \dots 2,5 \times 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$ (ламинарное течение) и полезной разности температур $\Delta T = T_a - T_v = 5 \dots 25^\circ \text{ К}$, где T_a, T_v — температура греющего пара и насыщения в конфузоре. Контролировались также расходы упаренной жидкости, выпаренного и греющего пара.

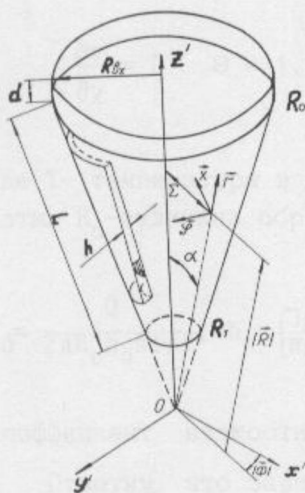


Рис. 1.

Для исследования течения и испарения запишем уравнения движения и теплообмена в биконических координатах [1], вершина кото-

рых совпадает с вершиной конуса (рис.1), где $z' = r \cos \alpha + x \sin \alpha$, $y' = (r \sin \alpha - x \cos \alpha) \sin \phi$, $z'' = (r \sin \alpha - x \cos \alpha) \cos \phi$, и после сравнительной оценки членов в уравнениях они в безразмерных величинах

$$\xi = \frac{r}{d_s}, \quad \chi = \frac{x}{d_s}, \quad v = \frac{V_r}{V_0}, \quad \delta = \frac{h}{d_s}, \quad \Theta = \frac{T - T_a}{\Delta T}, \quad \sigma = \xi \sin \alpha - \chi \cos \alpha$$

примут вид

$$\frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial \chi} \left[\sigma \frac{\partial v}{\partial \chi} \right] + 48 = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \chi} \left[\sigma \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \right] = 0, \quad (2)$$

при граничных условиях

$$v = 0, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} = Bi \Theta, \quad \chi = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \chi} = 0, \quad \Theta = 1, \quad \chi = \delta, \quad (4)$$

где T - температура в пленке, r, x - радиальная и поперечная координаты, R_0 - величина образующей (рис.1), h - толщина пленки, $d_s = 4h_0$,

$$V_0 = \frac{Q}{2\pi R_0 h_0 \sin \alpha}, \quad h_0 = \left[\frac{3\mu Q}{\pi \rho g R_0 \sin 2\alpha} \right]^{1/3}, \quad Bi - \text{число Био, } \mu - \text{динамический}$$

коэффициент вязкости, ρ - плотность, V_r - радиальная скорость.

Отметим, что зависимость (1,2) от ξ не является характеристикой развивающегося конвективного теплообмена, а характеризует влияние кривизны поверхности теплообмена на распределение скорости и температуры в пленке для каждого сечения по ξ .

Уравнения баланса жидкости можно записать, учитывая условие Стефана на границе раздела фаз, но, т.к. $\frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \gg \frac{\partial \Theta}{\partial \xi}$, и считая,

что в газовой фазе $\nabla\Theta=0$, мы можем условие для теплового потока перенести на твердую границу и получить

$$\frac{d}{d\xi} \left[\xi \int_0^{\delta} v d\chi \right] = -\xi \frac{Ste}{Pe} \left[\frac{d\Theta}{d\chi} \right]_{\chi=0}, \quad (5)$$

где $Ste = c \Delta T/H$, $Pe = V_0 d_s/a$, c - теплоемкость, a - температуропроводность, H - удельная теплота парообразования.

Получим решения (1,2) с условиями (3,4) и, учитывая, что $\chi/\xi \ll 1$, а $\text{ctg} \alpha$ в пределах пленки изменяется незначительно, запишем их в виде

$$v = 24 \delta^2 \left[1 - \left(\frac{\chi}{\delta} - 1 \right)^2 \right],$$

$$\Theta = \frac{1 + Bi \chi}{1 + Bi \delta}.$$

И тогда из (5) получим

$$\frac{d\delta}{dl} = \frac{1}{48\delta^2} \frac{Ste}{Pe} Nu + \frac{\delta}{3(\xi_0 - 1)}, \quad (6)$$

с начальным условием $\delta = \delta_0 = 0,25$ при $l=0$, где $l = \xi_0 - \xi$, $\xi_0 = R_0/d_s$,

$$Nu = Bi \Theta \Big|_{\chi=0} = \frac{Bi}{1 + Bi \delta}. \quad (7)$$

На характер теплообмена оказывает существенное влияние образование поверхностных волн на пленке. Для их учета можно вычислять Nu с поправкой Зозули [2]

$$Nu_s = Nu \times 0,8 (Re/4)^{0,11} \quad (8)$$

где число $Re = 4\rho V d_s \delta / \mu = Re_0 \delta V / \delta_0$, $Re_0 = 4\rho V h_0 / \mu$, $V = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} v d\chi = 16\delta^2$

и тогда

$$Re = 64 Re_0 \delta^3. \quad (9)$$

Влияние волнообразования изучалось сопоставлением величины

удельного паросъема $w = \rho V_0 (1 - 64 \epsilon_0 \delta_1^3) / 2 \xi_1 (1 - \epsilon_0)^2$ (где $\epsilon_0 = \xi_1 / \xi_0 = R_1 / R_0$ (рис. 1), δ_1 - толщина пленки на выходе из конфузора), полученной с помощью численного интегрирования (6) при Nu , вычисляемым по (7) и (8) с экспериментальными данными. Число Bi оценивалось с учетом термического сопротивления стенки и пленки конденсата греющего пара.

Сравнение экспериментальных и теоретических результатов приведено на рис. 2 для зависимости w от расхода. Здесь а) 1 и 'Δ' - для случая с $\Delta T = -15^\circ K$ и $2\alpha = 60^\circ$, 2 и 'x' - для $\Delta T = -20^\circ K$ и $2\alpha = 60^\circ$, 3 и '□' - для $\Delta T = -15^\circ K$ и $2\alpha = 45^\circ$, 4 и 'o' - для $\Delta T = -20^\circ K$ и $2\alpha = 45^\circ$, б) - для $\Delta T = -5^\circ K$ и $2\alpha = 30^\circ$. 'Δ', 'x', '□', 'o', '+' - экспериментальные данные с 95% доверительной областью. Пунктирные линии для расчета по (7), сплошные по (8).

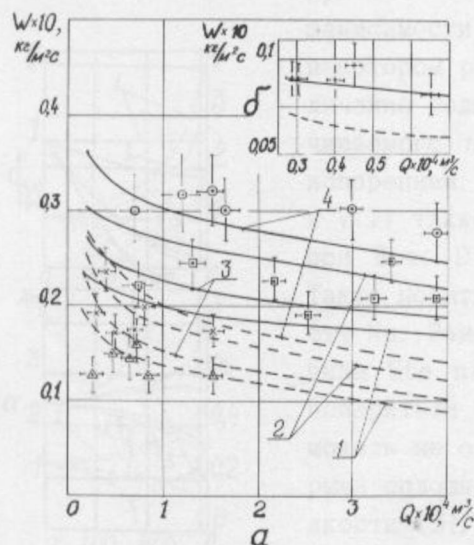


Рис. 2.

Наблюдаем хорошее согласие результатов эксперимента для $2\alpha = 30^\circ$ и 45° , и Nu , вычисленном по (8) при переменном Q , а $\Delta T = \text{const}$. Для $2\alpha = 60^\circ$ хорошее совпадение наблюдается при Nu , рассчитанным по (7). При $Q = \text{const}$ и изменяющемся ΔT получаем аналогичное соотношение между экспериментом и расчетом. Такой результат можно объяснить, рассматривая отношение инерционных сил к вязким

$Re / Fr = \rho g d_s^2 / \mu V_0 = 48 / \cos \alpha$ (Fr - число Фруда), т.е. при возрастании α вязкостные эффекты могут подавлять волнообразование. Для плоского течения подобные эффекты наблюдались в [3]. Подобное влияние на волнообразование может оказывать и изменение кривизны поверхности [4] и увеличение толщины пленки. Далее будем предполагать, что влияние волн на теплообмен при $\alpha < 25^\circ$ существенно и его необходимо учитывать, а при $\alpha > 25^\circ$ нет.

В качестве примера рассмотрим испарение пленки в конфузоре при $2\alpha = 60^\circ$, $Re = 209$, $Bi = 6,1$, $\xi_0 = 1405$ и различных Ste . Результаты

расчета показаны на рис. 3 в виде зависимостей от безразмерной длины l : а) числа Нуссельта — сплошные линии, безразмерной толщины пленки δ — пунктирные, б) безразмерного расхода $\tilde{Q} = Q/Q_0 = 16\varepsilon\delta^3/\delta_0$ — сплошные ($\varepsilon = \xi/\xi_0$), средней скорости V — пунктирные, где 1 — $Ste=0$; 2 — $Ste=-0,911 \times 10^{-2}$; 3 — $Ste=-0,273 \times 10^{-1}$; 4 — $Ste=-0,287 \times 10^{-1}$; 5 — $Ste=-0,365 \times 10^{-1}$.

В случае $Ste=0$ толщина пленки вдоль конфузора только возрастает, что очевидно приводит к уменьшению Nu , а средняя скорость растет как δ^2 . Уменьшение Ste приводит к увеличению скорости фазового перехода, и рост δ вдоль l замедляется. При $Ste = -0,273 \times 10^{-1}$ наблюдается экстремум в зависимости δ от l , это связано с тем, что на некотором расстоянии от входа в конфузор увеличение толщины пленки за счет уменьшения смачиваемого периметра начинает преобладать над испарением. В этом случае зависимости $Nu(l)$ и $V(l)$ также экстремальны. А \tilde{Q} во всех случаях при $Ste < 0$ очевидно только уменьшается с l . Также понятно, что уменьшение δ приводит к росту Nu . Заметим, что начиная с некоторой величины Ste пленка в конфузоре должна полностью испариться (случай 5), и, хотя рассматриваемая модель не отражает всей глубины процессов разрыва сплошности и высыхания текущей пленки жидкости [5], как правило, в тех случаях, когда длина пути испарения находилась в пределах конуса, в эксперименте наблюдалось появление сухих пятен или полное высыхание пленки.

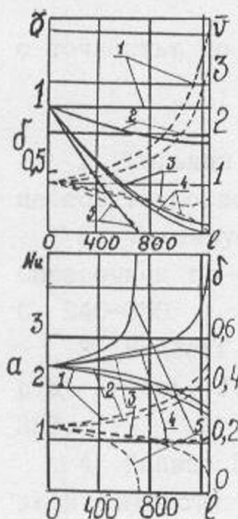


Рис. 3.

Чтобы получить расчетную зависимость для $Nu = 2 \int_{\xi_1}^{\xi_0} \xi d\xi / (\xi_0^2 - \xi_1^2)$

перепишем (6) в виде

$$\frac{d\delta}{d\varepsilon} = - \frac{1}{48\delta^2} \xi_0 \frac{Ste}{Pe} Nu + \frac{\delta}{3\xi} \quad (10)$$

Легко видеть, что \overline{Nu} будет зависеть от параметров $Sc = \left[\varepsilon_0 \frac{Ste}{Pe} \right]$, Bi , а также, как ранее выяснили, от α . Далее, проводя численные эксперименты и обрабатывая их результаты, получаем зависимость

$$\overline{Nu} = 2,51 \left[\varepsilon - 0,056 + 3 \left[1 - \varepsilon \right]^2 - 2,41 \left[1 - \varepsilon \right]^3 \right] Sc^{0,024} Bi^{0,224} (\cos \alpha)^{0,383}$$

с среднеквадратичным относительным отклонением от эксперимента 15%. Относительную длину пути испарения можно оценить по зависимости

$$\varepsilon_v = 1 - 1,35 \left[0,48 - Sc + 0,8 Sc^2 - 0,23 Sc^3 + 0,02 Sc^4 \right] Bi^{-0,0432}$$

с точностью до 25%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольдин А. М., Карамзин В. А. Гидродинамические основы процессов тонкослойного сепарирования. М.: Агропромиздат, 1985.
2. Баттеруорт Д. Пленочная конденсация чистого пара/ В кн. Справочник по теплообменникам. М.: Энергоатомиздат, 1987. Т. 1. С. 340-350.
3. Bankoff S.G. Stability of liquid flow down a heat inclined plate// Int. J. Heat Mass Transfer. 1971. Vol. 14, No. 2. P. 377-385.
4. Капица П. Л., Капица С. П. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости. III. Опытное изучение волнового режима течения. ЖЕТФ. 1949. Т. 19. Вып. 2. С. 107-120.
5. Банкоф. Динамика и устойчивость тонких пленок в нагретой жидкости// Современное машиностроение. Сер. А. 1991. №1. С. 26-38.