

11. Бенилов М. С., Бочкарев Г. Г. и др. Расчет диффузного протекания тока в пограничных слоях плазмы продуктов сгорания.— Там же.
12. Messerle H. K., Manglick A. Temperature sheaths on probes or electrodes in MHD plasmas.— J. Phys. D.: Appl. Phys., 1978, v. 11, N 7.
13. Bates J. L., Daniel J. L. et al Performance of US electrodes-insulators tested in USSR U — 02: phase III.— In: Proc. of 18th Symposium Engineering Aspects of MHD, Butte, Mont., USA, 1979.
14. Телегин Г. П. Автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. техн. наук. М.: ИВТАН, 1978.
15. Мостинский И. Л., Бергман П. Д. Ионизирующаяся присадка.— В кн.: Магнито-гидродинамическое преобразование энергии. Открытый цикл. М.: Наука, 1979.

Поступила 19/VI 1984 г.

УДК 532.546; 536.242; 536.423.4

КОНДЕНСАЦИЯ ПАРА НА НАКЛОННОЙ ПЛАСТИНЕ, ПОМЕЩЕННОЙ В ПОРИСТУЮ СРЕДУ

В. А. Мухин, В. Е. Накоряков, П. Т. Петрик, Г. С. Сердаков

(Новосибирск)

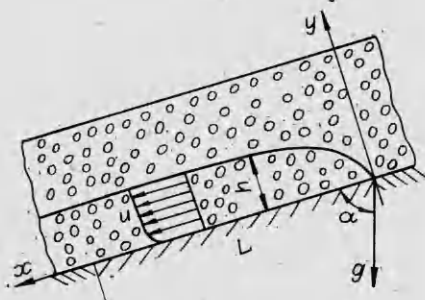
В химической технологии, теплоэнергетике и других отраслях техники находится широкое распространение процесс нагрева поверхностей при конденсации на них пара. Процесс конденсации пара на гладких поверхностях изучен достаточно хорошо [1—6]. Теоретические и экспериментальные исследования в этой области позволили расширить представления о процессах, происходящих при конденсации пара, и создать методики для инженерных расчетов конденсационных аппаратов.

В последнее время в ряде областей техники приходится сталкиваться с процессами конденсации, протекающими в более сложных условиях, например в узких щелях или на поверхностях, помещенных в пористую среду. Вопрос этот пока изучен слабо. Появились первые теоретические работы [7, 8]; экспериментальные работы, посвященные исследованию конденсации пара на поверхностях, помещенных в пористую среду, в литературе отсутствуют.

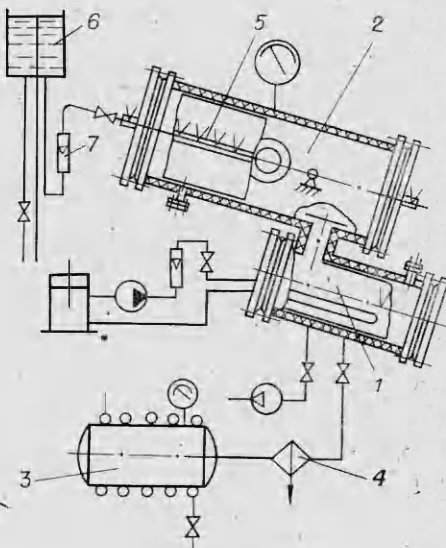
Рассмотрим задачу о конденсации пара на наклонной плоской поверхности, помещенной в пористую среду (фиг. 1). Пар конденсируется на наружной поверхности движущейся пленки конденсата.

Основные допущения: 1) силы инерции, возникающие в пленке, малы по сравнению с силами вязкости и тяжести; 2) трение на границе жидкой и паровой фаз отсутствует, температура внешней поверхности пленки конденсата остается постоянной и равной температуре насыщения; 3) передача тепла осуществляется за счет теплопроводности (эффективной) жидкости поперек пленки, переносом тепла в продольном направлении можно пренебречь; 4) физические свойства жидкости не зависят от температуры.

Для расчета профилей скорости в пленке жидкости, движущейся вдоль наклонной поверхности, воспользуемся уравнением фильтрации



Ф и г. 1



Ф и г. 2

Бринкмана [9], которое представляет, по существу, простую суперпозицию закона Дарси и уравнения вязкого течения в пористой среде. Для плоского течения в пористой среде под действием силы тяжести оно имеет вид

$$(1) \quad \mu' d^2 u / dy^2 - \mu' u / \Pi + (\rho' - \rho'') g_\varphi = 0,$$

а граничные условия для него: $y = 0, u = 0; y = \delta, du/dy = 0$, где u — приведенная скорость движения; y — поперечная координата; $g_\varphi = g \cos \varphi$; φ — угол между исследуемой поверхностью и вертикалью; μ', ρ' — вязкость, плотность жидкости; ρ'' — плотность пара; Π — проницаемость пористой среды; δ — толщина пленки. Решение уравнения (1):

$$u = \frac{\Pi}{\mu'} (\rho' - \rho'') g_\varphi (1 - e^{-y/\sqrt{\Pi}}).$$

Видно, что скорость движения жидкости изменяется только в пределах топкого пристенного слоя и остается неизменной по основной части пленки. Толщину пристенного слоя определим из условия, что на его границе скорость отличается на 1% от скорости на внешней поверхности пленки:

$$\delta_r \approx 4,6 \sqrt{\Pi}.$$

Мы рассматриваем только случай «толстых» пленок жидкости, когда толщина пленки много больше размера элемента засыпки. Для этих условий

$$(2) \quad \bar{u} = \frac{\Pi}{\mu'} (\rho' - \rho'') g_\varphi.$$

При принятых допущениях уравнение энергии имеет вид

$$d^2 t / dy^2 = 0, \quad y = 0, t = t_c; \quad y = \delta, t = t_n.$$

Решение этого уравнения:

$$(t - t_c) / (t_n - t_c) = \frac{y}{\delta}.$$

Коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \frac{q}{t_n - t_c} = \frac{\lambda_{\text{эф}} (dt/dy)_{y=0}}{t_n - t_c} = \frac{\lambda_{\text{эф}}}{\delta}.$$

Для определения толщины пленки конденсата воспользуемся уравнением

$$(3) \quad \frac{\lambda_{\text{эф}}}{\delta} (t_n - t_c) = r \frac{dG}{dx},$$

где r — теплота конденсации; $G = \rho \bar{u} \delta$ — поток массы конденсата на единицу ширины щели; $\lambda_{\text{эф}}$ — коэффициент эффективной теплопроводности.

Эффективная теплопроводность в зернистом слое обычно [10] определяется формулами вида

$$\lambda_{\text{эф}} / \lambda = A + B \text{Re Pr}.$$

Для зернистого слоя, состоящего из нетеплопроводных элементов, A и B — постоянные величины. В области малых Re вторым слагаемым можно пренебречь.

Подставляя (2) в (3) и интегрируя, получим

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \lambda_{\text{эф}} \Delta t \mu' x}{\rho' \Pi r (\rho' - \rho'') g_\varphi}}, \quad \alpha = \sqrt{\frac{\rho' (\rho' - \rho'') \Pi r g_\varphi \lambda_{\text{эф}}}{2 \mu' \Delta t x}}.$$

Средний коэффициент теплоотдачи

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{L} \int_0^L \alpha(x) dx = \sqrt{\frac{2 \rho' (\rho' - \rho'') \Pi r g_\varphi \lambda_{\text{эф}}}{\mu' \Delta T L}}.$$

В безразмерном виде

$$\bar{Nu} = (2Ar^*PrK)^{1/2},$$

где

$$\text{или } Ar^* = \frac{g_{\Phi} L \Pi}{\nu^2} \left(1 - \frac{\rho'}{\rho''}\right), \quad Pr_{\text{эф}} = \frac{\nu}{a_{\text{эф}}}, \quad K = \frac{r}{c \Delta T}, \quad Nu = \frac{\alpha L}{\lambda_{\text{эф}}},$$

$$(4) \quad \bar{Nu} = \left(2 \frac{\Pi}{L^2} Ar Pr K\right)^{1/2}, \quad Ar = \frac{g_{\Phi} L^3}{\nu^2} \left(1 - \frac{\rho'}{\rho''}\right).$$

Выражение (4) совпадает с результатами, полученными в [8] при больших значениях критерия К. Формулу (4) можно записать в виде

$$(5) \quad N^* = 2Re^{-1},$$

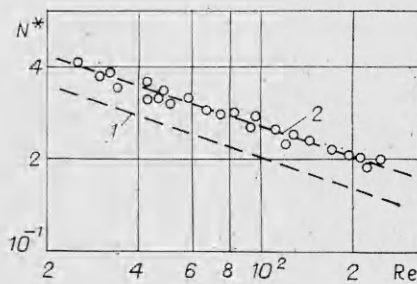
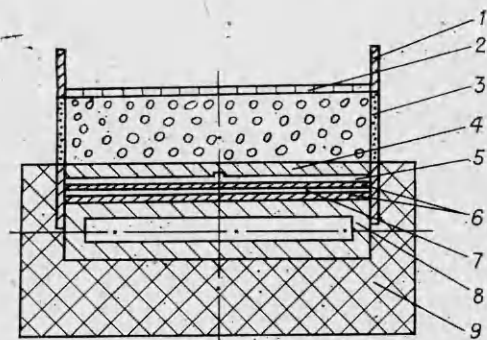
где

$$N^* = Nu/Ar^*; Re = qL/r\mu.$$

Для проведения опытов по конденсации в пористых средах спроектирован и изготовлен специальный стенд, схема которого показана на фиг. 2. Основные части стенда: испаритель 1 и конденсатор 2. Установка изготовлена на рабочее давление 1,5 МПа. Система смонтирована таким образом, что блок испаритель — конденсатор может поворачиваться вокруг горизонтальной оси, угол наклона может изменяться в пределах 0—90°. В качестве рабочего тела в опытах использовался хладон-12. Основным достоинством хладонов является незначительное и контролируемое количество примесей, которые практически не влияют на процесс конденсации [6]. При первоначальном заполнении рабочие сосуды тщательно вакуумируются, а затем хладон-12 из ресивера 3 через фильтр 4 поступает в испаритель и конденсатор до полного их заполнения жидким хладоном, что позволяет вытеснить из конденсатора остатки воздуха. После полного заполнения рабочих сосудов жидкость из конденсатора перегонялась обратно в ресивер, оставался заполненным только испаритель.

В конденсаторе установлен рабочий участок 5, принципиальная схема которого приведена на фиг. 3. Прямоугольный металлический канал 8 с трех сторон окружен слоем теплоизоляции 9. По бокам канала установлены ребра 1, изготовленные из стеклопластика, со встроенными в них смотровыми стеклами 3. Для измерения теплового потока, выделяющегося при конденсации хладона, на верхней поверхности прямоугольного канала помещен тепломер, состоящий из двух термометров сопротивления 6 и разделяющей их пластины 7. Сверху на тепломер положена медная пластина 4 с зачеканенными в нее термопарами 5. Пространство между медной пластиной 4 и сеткой 2 заполнялось засыпкой из различных частиц. Внутри прямоугольного металлического канала циркулировала вода, которая воспринимала тепло, выделяющееся при конденсации хладона. Охлаждающая вода поступала из бака постоянного уровня 6 (см. фиг. 2) через расходомер 7 (см. фиг. 2). Наружная поверхность испарителя и конденсатора теплоизолирована и снабжена охранными нагревателями. Тепломер тарировался на специально для этого разработанном устройстве по мощности, выделяемой на электрическом нагревателе. При подаче горячей воды из термостата в теплообменник испарителя некоторое количество образовавшегося в нем пара поступало в конденсатор и конденсировалось на рабочем участке. Жидкий хладон стекал по наклонной поверхности обратно в испаритель. Температура корпуса конденсатора с помощью охранного нагревателя поддерживалась равной (или была на доли градуса выше) температуре насыщения при данном давлении.

Для измерения распределения температуры по высоте зернистого слоя была изготовлена специальная передвижная рамка с термопарами, которая устанавливалась в различных местах слоя. Во время опытов измерялись также расход и температура греющей и охлаждающей воды, температура и давление в паровом пространстве конденсатора.



Ф и г. 3
Ф и г. 4

Для проверки работоспособности проведены опыты по конденсации пара на наклонной плоской поверхности в отсутствие засыпки. Результаты этих опытов показаны на фиг. 4, где 1 — решение Нуссельта для гладкой пленки [1], записанное в виде [4]

$$(6) \quad N^* = \bar{Nu} Ar^{-1/3} = 0,925 Re^{-1/3},$$

что соответствует формуле $\bar{Nu} = 0,943(Ar Pr K)^{1/4}$; 2 — выражение, учитывающее влияние волнообразования на теплообмен [4],

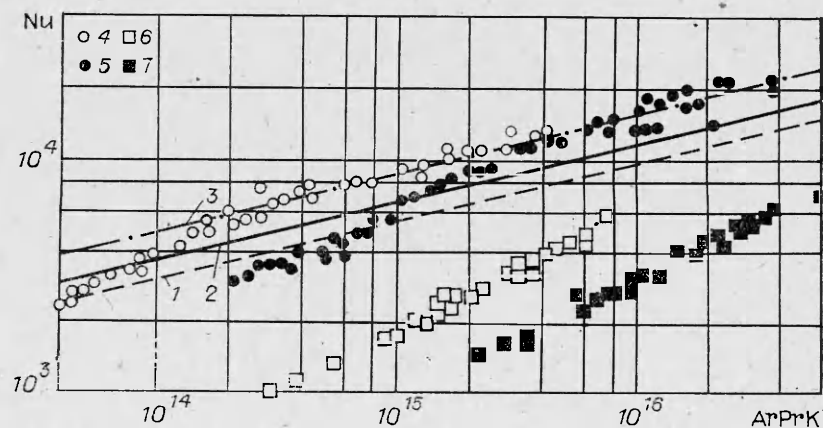
$$(7) \quad N^* = 1,18 Re^{-1/3}$$

и соответствующее формуле [2]

$$\bar{Nu} = 1,13 (ArPr K)^{1/4}.$$

Видно, что полученные результаты хорошо совпадают с зависимостью (7).

Первая серия основных опытов проведена при использовании засыпки из стеклянных шариков диаметром 3,2 мм. Толщина пленки конденсата изменялась приблизительно от $3 \cdot 10^{-3}$ до $7 \cdot 10^{-3}$ мм, т. е. была много меньше размера стеклянных шариков. Результаты этих опытов обозначены цифрами 4 и 5 на фиг. 5. Видно, что характер зависимости Nu от $Ar Pr K$ изменяется при увеличении толщины пленки. При малой толщине пленки опытные значения чисел зависят от $ArPrK$ так же, как и в теории Нуссельта, но линия 3, усредняющая экспериментальные данные, располагается приблизительно на 30% выше зависимости 2, соответствующей формуле (7) (цифрой 1 обозначена кривая, полученная по формуле (6)). Это, по-видимому, можно объяснить тем, что из-за увеличения толщины пленки вблизи поверхности шариков (смачиваемость поверхности) уменьшается толщина пленки в промежутке между шариками. Факт такой интенсификации теплообмена при конденсации получен, например, в [11].



Ф и г. 5

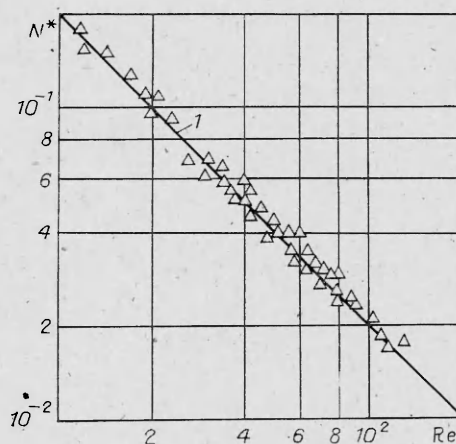
Возвращаясь к фиг. 5, отметим тот факт, что при увеличении толщины пленки жидкости (уменьшение комплекса $ArPrK$) опытные данные отклоняются от зависимости $Nu \sim (ArPrK)^{1/4}$ и начинают соответствовать зависимости $Nu \sim (ArPrK)^{1/2}$ (сказывается тормозящее влияние шариков).

Таким образом, при увеличении толщины пленки характер течения в ней изменяется. Течение в тонкой пленке определяется силой тяжести и силой трения о пластину, при увеличении толщины пленки средняя скорость возрастает (решение Нуссельта). В случае относительно толстой пленки существенное влияние приобретает трение о поверхность шариков, средняя скорость в пленке в таких условиях не зависит от ее толщины (плечное движение в зернистой среде).

На фиг. 5 показаны также опыты по конденсации паров хладона на участках разной длины, когда в качестве засыпки служил речной песок, средний эквивалентный диаметр частиц которого 0,8 мм (размер частиц колебался от 0,6 до 1 мм). Результаты этих опытов обозначены цифрами 6 и 7. Свойства зернистой среды (проницаемость, пористость, эффективный коэффициент теплопроводности) существенно зависят от конкретной формы элементов и их упаковки, последняя определяется условиями засыпки среды в измерительный объем. Для определения проницаемости (и пористости) песка изготовлен специальный рабочий участок, который соответствовал форме и размерам канала, заполненного песком (зернистой средой) в основных опытах по конденсации. Отличие состояло только в том, что вместо сетки устанавливалась непроницаемая для жидкости стенка. Заполнение вспомогательного и основного участков песком производилось в одинаковых условиях. Проницаемость и пористость засыпки определялись обычным способом [10].

На фиг. 6 в виде зависимости $Nu/Ar^* \sim Re$ представлены опытные данные по теплообмену при конденсации пара на плоской наклонной поверхности, помещенной в песок ($d \sim 0,8$ мм). Эффективный коэффициент теплопроводности вычислялся по показаниям термопар, заложенных в песок на разных расстояниях от стенки. Как уже отмечалось выше, при пленочном движении жидкости в зернистой среде скорость течения определяется только проницаемостью среды и углом наклона опытного участка и не зависит от толщины пленки. Это приводило к тому, что Re , построенное по скорости жидкости в поровом пространстве, диаметру элементов и вязкости жидкости, в условиях наших опытов (для песка $d \sim 0,8$ мм) изменялось в сравнительно узком диапазоне ($Re_d \sim 3-20$). В таких условиях изменение температуры по толщине пленки было линейным и не зависело от Re_d .

Полученные результаты по эффективной теплопроводности качественно согласуются с данными, приведенными в [10] для того же диапазона Re . Опытные данные по теплообмену (см. фиг. 6) удовлетворительно совпадают с расчетной зависимостью (5).



Ф и г. 6

ЛИТЕРАТУРА

1. Nusselt W. Die Oberflächen kondensation des Wasserdampfes.— Z. VBI, 1916, Bd 60, S. 540.
2. Кутателадзе С. С. Теплопередача при конденсации и кипении. М.— Л.: Машгиз, 1949.
3. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. Новосибирск: Наука, 1970.

4. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.
5. Исаченко В. П. Теплообмен при конденсации. М.: Энергия, 1977.
6. Гогонян И. И., Дорохов А. Р., Сосунов В. И. Теплообмен при конденсации на вертикальной трубе.— ИФЖ, 1978, т. 35, № 16.
7. Parmentier E. M. Two phase natural convection adjacent to a vertical heated surface in a permeable medium.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1979, v. 22, p. 849.
8. Ping Cheng. Film condensation along an inclined surface in a porous medium.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1981, v. 24, p. 983.
9. Brinkman H. C. A calculation of the viscous force exerted by flowing fluid on a dense swarm of particles.— Appl. Sci. Research, 1949, v. A1, N 1.
10. Азров М. Э., Тодес О. М., Наринский Д. А. Аппараты со стационарным зернистым слоем. Л.: Химия, 1979.
11. Риферт В. Г., Барабаш П. А., Голубев А. Б. Интенсивность конденсации водяного пара на горизонтальных профилированных проволокой трубах.— Изв. вузов. Энергетика, 1980, № 7.

Поступила 22/VI 1984 г.

УДК 532.529

О ВЛИЯНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КАПЕЛЬ БЛИЗКИХ РАЗМЕРОВ НА СКОРОСТЬ РОСТА И ЗАПАЗДЫВАНИЕ ЧАСТИЦ КОНДЕНСАТА В ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКАХ

В. А. Архипов, В. Г. Бутов, И. М. Васенин, Ф. Г. Гапонич,
А. М. Подвысоцкий, В. Ф. Трофимов, А. А. Шрайбер

(Томск, Киев)

Получена новая обобщенная зависимость для параметра Φ коагуляции и дробления капель при столкновениях, отличающаяся детальным учетом взаимодействия частиц близких размеров. Проведены численные исследования особенностей одномерного полидисперсного течения в соплах Лавала. Показано, что использование новой зависимости для Φ позволяет более точно определить параметры течения.

Исследованию закономерностей течения полидисперсных двухфазных смесей посвящено значительное количество работ (см. обзор в [1]). В последнее время разработан ряд математических моделей такого течения, в которых учитываются процессы коагуляции и дробления частиц при столкновениях, полидисперсный состав вторичных частиц-осколков и т. д. Для практического использования этих моделей необходима дополнительная экспериментальная информация о переносе массы и импульса при взаимодействии капель. В [2] получена формула

$$(1) \quad \Phi_{ji} = 1 - 0,247 \operatorname{Re}_{ji}^{0,434} Lp_i^{-0,133} \Delta_{ji}^{-0,273}$$

для области $35 < \operatorname{Re}_{ji} < 385$; $5 < Lp_i < 600$; $2 < \Delta_{ji} < 12$. Здесь $\operatorname{Re}_{ji} = |u_j - u_i| \delta_j \rho / \eta$ — число Рейнольдса; $Lp_i = \delta_i \sigma \rho / \eta^2$ — число Лапласа; $\Delta_{ji} = \delta_i / \delta_j$ ($\delta_j < \delta_i$); δ , u — диаметр и скорость частиц; ρ , η , σ — плотность, динамическая вязкость и коэффициент поверхностного натяжения жидкости; Φ_{ji} — среднестатистическое отношение изменения массы частицы i за некоторое время к общей массе столкнувшихся с ней частиц j .

Недостатком формулы (1) является то, что она непригодна для описания взаимодействия частиц близких размеров ($\Delta_{ji} < 2$). Следует отметить, что в реальных условиях частицы близких размеров, как правило, движутся с мало различающимися скоростями, однако в ряде случаев частота столкновений этого типа (а следовательно, и вклад их в общую скорость роста крупных частиц) может быть значительной. В соответствии с [1] скорость изменения размера частиц i в квазиодномерном приближении равна

$$(2) \quad \frac{d\delta_i}{dx} = \frac{u_r \rho r}{2 \rho u_i \delta_i^2} \sum_{j=1}^{i-1} \frac{E_{ji} \Phi_{ji} (\delta_i + \delta_j)^2 \mu_j |u_j - u_i|}{u_j}$$