

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. А. Гухман, Л. С. Аксельрод, В. Г. Пронько, А. Б. Буланов, Д. А. Казенин, Г. М. Леонова, Некоторые результаты исследования теплообмена между жидкостью и высокоперегретой стенкой, *ТВТ*, 1968, том 6, выпуск 4, 691–697

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 44.211.24.175

9 ноября 2024 г., 12:37:07





УДК 536.24

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООБМЕНА МЕЖДУ ЖИДКОСТЬЮ И ВЫСОКО ПЕРЕГРЕТОЙ СТЕНКОЙ

*А. А. Гухман, Л. С. Аксельрод, В. Г. Пронько,
А. Б. Буланов, Д. А. Казенин, Г. М. Леонова*

В работе обсуждаются экспериментальные данные по тепловому взаимодействию криогенных жидкостей со стенкой трубы при вынужденном течении в условиях действия эффекта Лейденфроста. Данные авторов, полученные методом квазистационарного охлаждения, сопоставляются с результатами исследований, основанных на использовании других методов. На основе двухступенчатой модели процесса теплообмена и предположения об определяющем характере термического сопротивления передачи тепла жидкой фазе при сравнительно невысокой степени развития ее поверхности предложены методы обработки полученных экспериментальных данных и оценки интенсивности теплоотдачи в рассматриваемой области.

Особенности теплообмена и гидродинамики течения. Цель настоящей работы заключается в исследовании тепло- и массообмена в области температур стенки, превышающих физически возможные температуры метастабильного состояния жидкости (т. е. превосходящих температуру предельного перегрева) в условиях вынужденного движения в трубах. В экспериментальной части исследования в качестве рабочих жидкостей использовались азот и кислород. Безусловно специфические свойства этих низкокипящих жидкостей оказывают существенное влияние на характер количественных зависимостей. Однако значительно более важное значение для развития процесса теплообмена в рассматриваемой температурной области имеет большой перегрев стенки трубы по отношению к температуре насыщения жидкости.

Если перегрев в зоне соприкосновения жидкости со стенкой выше границы устойчивости метастабильного состояния, существование жидкой фазы на поверхности стенки становится физически невозможным, и стенка трубы блокируется паровым кольцом. Внутри этого кольца осуществляется течение жидкости, причем формы ее движения могут быть различными. Рассматриваемое явление — невозможность контакта жидкости с поверхностью достаточно высокой температуры ($T > T_*$) — получило название эффекта Лейденфроста. Будем называть специфическую форму процесса взаимодействия рабочей среды и стенки трубы, перегретой выше температуры T_* , режимом типа Лейденфроста.

Вопрос об определении границы физически осуществимых предельных перегревов жидкости был теоретически рассмотрен Дерингом [1]. В работе Шпиглера и др. [2] была предложена следующая приближенная формула для оценки температуры предельного перегрева T_* при давлении, далеких от критического: $T_* = \frac{27}{32} T_{кр}$. Для кислорода, азота и водорода эта оценка дает 131, 107 и 28,2° К соответственно. При исследовании использовался метод квазистационарного охлаждения стенки трубы от начальной температуры до температуры предельного перегрева, ниже кото-

рой начинается смачивание стенки. Таким образом, каждый опыт позволял охватывать весь исследуемый температурный диапазон.

Нестационарный метод неоднократно использовался различными исследователями. Так, Мерт и Кларк [3] с успехом применяли методику квазистационарного охлаждения медного шара для получения кривой кипения жидкого азота. Их данные в области пленочного кипения хорошо совпадают с результатами, полученными в стационарных условиях. В работах Вайсхаупта [4], а также Берка и Раудона [5] квазистационарное охлаждение массивных медных колец использовалось для изучения пленочного кипения в трубах.

Специфика локального теплообмена стенки трубы с двухфазным потоком обусловлена гидродинамической структурой потока, отличающейся чрезвычайно разнообразием форм, в свою очередь зависящих от теплового состояния трубы. Границы между различными режимами двухфазного потока не являются четко определенными, тем более в условиях теплообмена.

В последнее время опубликован ряд работ, в которых сообщаются результаты визуального исследования структуры двухфазного потока криогенных жидкостей. Так, Леверти и Розенов [6] в опытах с течением азота в обогреваемой прозрачной трубе наблюдали при малых паросодержаниях характерный режим движения с жидким ядром и паровым пристенным слоем — обращенный кольцевой режим. С увеличением паросодержания наблюдалось разрушение ядра и переход к дисперсной структуре жидкости с несущей паровой фазой. Американские исследователи Чи и Ветер [7] в опытах по охлаждению медной трубы жидким водородом наблюдали через прозрачную секцию, установленную после экспериментального участка, снарядный режим течения жидкости, который в дальнейшем будем называть обращенным снарядным. Кроме того, в той же работе при помощи высокоточных измерений температуры потока было установлено наличие диспергированной жидкой фазы в паровых промежутках между жидкими снарядами. Анализ данных, приведенных в указанных выше работах, показывает, что в диапазоне значений скорости течения, практически встречающихся в условиях охлаждения криогенных трубопроводов, ориентация трубы не оказывает влияния на структуру потока и локальные значения теплового потока.

Экспериментальные данные. Большая часть экспериментальных данных, рассматриваемых в статье, получена авторами при исследовании нестационарного процесса охлаждения труб при подаче в них жидких кислорода и азота (см. доклад А. А. Гухмана и др. *). Диапазон замеренных значений удельного теплового потока ($q = 0,1-7$ ккал/м²сек) определяется областью изменения параметров: диаметр экспериментальных участков трубопровода $d = 1-46$ мм, температура стенки $T_w = 160 \div 310^\circ$ К, давление на входе в трубопровод $1,2 \div 4$ ата, массовая скорость $j = 20-5000$ кг/м²сек.

Методика получения опытных данных по тепловым нагрузкам подробно рассмотрена в докладе А. А. Гухмана и др. *. Следует заметить, что значения теплового потока рассчитывались при помощи графического дифференцирования кривых охлаждения стенки. Температура стенки в ряде сечений по длине трубы измерялась при помощи медь-константановых термопар с диаметром электрода 0,2 мм, приваренных к внешней поверхности труб, и записывалось электронными потенциометрами ЭПП-09.

Погрешность определения локальных тепловых потоков, возникающая из-за пренебрежения внешним теплопритоком, а также из-за ряда других причин (наличие осевой составляющей теплового потока, инерционность термоприемника, абсолютная погрешность замера температур, неточность

* А. А. Гухман и др. Вопросы теплообмена при охлаждении криогенных трубопроводов. Докл. на III Всесоюз. конф. по теплообмену и гидравлическому сопротивлению при движении двухфазных потоков в элементах энергетических машин и аппаратов, Л., 1967.

графического дифференцирования), согласно нашей подробной оценке, составляет 5%.

При обработке экспериментальных результатов использовались также опытные данные Розенова и Леврти [6] по интенсивности теплоотдачи в условиях пленочного кипения азота в диапазоне $\Delta T = T_w - T_s \leq 200^\circ \text{K}$ при вынужденном движении по вертикальной трубе с электрическим обогревом (диаметр трубы составлял $d = 8,1 \text{ мм}$, давление $P = 1,5 \text{ ата}$, массовая скорость $j = 95 \div 292 \text{ кг/м}^2\text{сек}$).

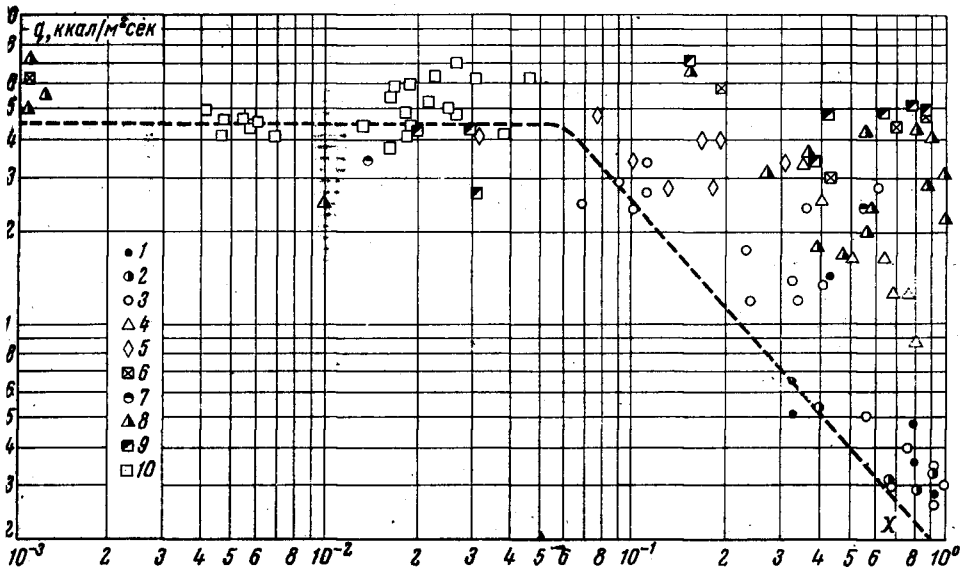


Рис. 1. Удельный тепловой поток q как функции равновесного паросодержания X 1—6 азот; 7—10 — кислород. Внутренний диаметр (мм) соответственно равен: 1 — 1,1; 2 — 2,3; 3—3,4; 4—7 [5], 5—8,1 [6]; 6 — 21; 7—10; 8—20; 9—43; 10—46

Известный интерес представляло также сравнение наших данных с результатами Берка и Раудона [5], полученными нестационарным методом для $\Delta T = 200^\circ \text{C}$ (охлаждение теплоемких колец, установленных на трубке $d = 7 \text{ мм}$, в которую подавался жидкий азот при давлении $P = 1,20 \text{ ата}$ с массовой скоростью $j = 21 \text{ кг/сек} \cdot \text{м}^2$).

Обсуждение экспериментальных результатов. Интервал рассматриваемых в работе экспериментальных данных весьма обширен. Он соответствует изменению весового расходного паросодержания X на три порядка. Равновесное паросодержание, определяемое в виде

$$X = 4 \int_0^z q dz / djr, \quad (1)$$

является, вообще говоря, фиктивной величиной, но поскольку его в любом случае легко вычислить по тепловому балансу, удобство применения этого параметра как количественной характеристики локального теплового потока очевидно. Из-за условности величины X зависимость q от X носит оценочный характер, вследствие чего наблюдается заметный разброс экспериментальных данных (при $X > 0,07$), показанных на рис. 1. Однако уже при рассмотрении результатов обработки данных в этих координатах обращает на себя внимание отчетливость нижней ограничивающей кривой, в которой, по-видимому, отражается какой-то предельный закон.

Несмотря на большое разнообразие форм течения, обусловленное большим интервалом изменения X , общим для режима типа Лейденфроста

является то обстоятельство, что теплоотдача от поверхности к жидкости осуществляется через пленку пара. Таким образом, основной особенностью во всех рассматриваемых случаях является двухступенчатость исследуемого процесса: тепло передается от стенки к пару, а от пара — к жидкости. При этом полный температурный напор определен как $\Delta T = T_w - T_s$. В квазистационарном приближении можно записать, следовательно,

$$qF_w = \Delta T \left(\frac{1}{\alpha_w F_w} + \frac{1}{\alpha_i F_i} \right)^{-1} \quad (2)$$

или

$$q = \Delta T \left(\frac{1}{\alpha_w} + \frac{1}{\alpha_i} \frac{F_w}{F_i} \right)^{-1}, \quad (2a)$$

причем термическое сопротивление пленки пара включено в первое слагаемое (т. е. в сопротивление перехода от стенки к пару).

На основании измерений температуры потока, проведенных авторами, а также другими исследователями, можно считать установленным факт термической неравновесности двухфазного потока, т. е. значительного перегрева газовой фазы относительно температуры насыщения, соответствующей данному давлению. Из этого следует вывод о доминирующем влиянии на процесс теплоотдачи термического сопротивления передачи тепла от пара к жидкости, т. е.

$$\frac{1}{\alpha_w} \ll \frac{1}{\alpha_i} \frac{F_w}{F_i}. \quad (3)$$

Эта оценка показывает, что интенсивность теплоотдачи к двухфазному потоку существенно зависит от степени развития поверхности раздела фаз. Очевидно, чем меньше отношение F_i/F_w при прочих фиксированных параметрах, тем меньше тепловой поток. Эти соображения позволяют объяснить существование нижней предельной кривой $q(X)$. Анализ экспериментальных точек, лежащих на этой кривой, показывает, что все они (при $X > 0,07$) относятся к опытам на трубах малого диаметра ($d = 1-3$ мм). В этих условиях диаметр каплей жидкости соизмерим с диаметром трубы, и таким образом осуществляется обращенный снарядный режим течения, характеризующийся малыми значениями параметра F_i/F_w . Распад жидкого стержня на снаряды-капли происходит при некотором значении параметра X . Можно предположить, что дальнейшему увеличению X соответствует увеличение паровых промежутков между жидкими снарядами. Слабое развитие поверхности раздела фаз в условиях стесненного движения (трубки малых диаметров) приводит к сильному перегреву пара и, следовательно, к заметному уменьшению теплосъема на участках, заполненных паром. Фактически осредненный по времени локальный тепловой поток будет определяться соотношением длины жидкого снаряда и парового промежутка. Таким образом, q должно убывать с ростом X , что и подтверждается конфигурацией нижней ограничивающей кривой (при $X > 0,07$) на рис. 1.

Опыты, проведенные в трубах больших диаметров, дают (при тех же X) более высокие значения q . Это вполне объяснимо на основе принятой схемы. Действительно, оставаясь в рамках «односкоростной» модели среды, т. е. в пренебрежении скольжением пара относительно жидкости, естественно принять, что интенсивность теплообмена между паром и диспергированной жидкостью пропорциональна теплопроводности газообразной (паровой) фазы и обратно пропорциональна размеру, характерному для совокупности каплей. Соответственно полагаем

$$\alpha_i \sim \lambda_T/d_K. \quad (4)$$

Далее

$$F_i / F_w \sim d^2 \Omega / d, \quad \Omega \sim (1 - \varphi) / d_k, \quad (5)$$

где λ_r — коэффициент теплопроводности газа, d — диаметр трубы, d_k — среднесплощностный диаметр капельной смеси, $(1 - \varphi)$ — истинное объемное влагосодержание потока и Ω — поверхность раздела фаз в единице объема капельной смеси. Тогда, на основании (2а), (3), (4), (5) получаем

$$q \sim \lambda_r \Delta T d (1 - \varphi) / d_k^2, \quad (6)$$

т. е. при фиксированном среднем диаметре капель q должно возрастать с увеличением d .

При отсутствии скольжения в двухфазном потоке величину $(1 - \varphi)$ можно однозначно связать с расходным паросодержанием, а именно:

$$1 - \varphi = \frac{\rho_r (1 - X) / \rho_{ж}}{X + \rho_r (1 - X) / \rho_{ж}}. \quad (7)$$

Заметим, что при расчете истинного влагосодержания не следует использовать значения равновесного паросодержания X , определяемые формулой (1). Ранее было принято, что термическое сопротивление передачи тепла от стенки к газу пренебрежимо мало, т. е. имеет место предельный случай поперечной теплопроводности газа до температуры стенки. В связи с принятой схемой следует определить X как

$$X' = 4 \int_0^z q dz / dj (r + c_p \Delta T), \quad (8)$$

а в качестве ρ_r в уравнении (7) брать плотность газа при температуре стенки.

Следует отметить, что соотношения (2) — (8) соответствуют лишь приближенной схематизации реального двухфазного потока, не учитывающей ни возможной вариации диаметра капель, ни скольжения пара относительно жидкости, ни особенностей передачи тепла от стенки к газу. Однако анализ этих уравнений производился лишь для качественной оценки и выбора характерных переменных процесса. Необходимо подчеркнуть, что в предположении инвариантности величины среднего диаметра капель структура соотношения (6) дает основание думать, что целесообразно попытаться представить рассматриваемые экспериментальные данные в координатах $q / \lambda_r \Delta T$ и $1 / d (1 - \varphi)$. Разумеется, не составляет труда привести характерные переменные процесса к безразмерной форме, но это только затемнило бы физическую картину явления.

Как видно из рис. 2, обработка в этой системе координат приводит к лучшей группировке экспериментальных точек. Этот график может быть использован для оценки интенсивности теплоотдачи в рассматриваемой области изменения переменных.

На рис. 2, кроме экспериментальных данных авторов, показаны также результаты, полученные в работах [5, 6]; данные Розенова и Леверти относятся к части исследованной ими области, теплообмену при перегреве стенки $\Delta T = 200^\circ \text{C}$. Для больших значений перегрева интенсивность теплообмена при разрушении жидкого стержня существенно возрастает. Розанов и Леверти объясняют этот факт тем, что при больших нагрузках в результате разрушения стержня образуются капли меньшего диаметра, что приводит к интенсификации теплообмена.

Можно полагать, что идея предлагаемого подхода в принципе может быть применена и к этой, не рассматриваемой в настоящей работе области, а также и к другим рабочим жидкостям, значительно отличающимся по своим физическим свойствам от кислорода и азота. Однако для этого

необходимо оценить вариацию среднего размера капель смеси в зависимости от физических свойств жидкости и режимных параметров. Особое место на рис. 1 занимает область значений q , соответствующих примерно $X < 0,07$. В данном случае, учитывая небольшие паросодержания потока, можно предположить, что основным режимом движения среды является обращенное кольцевое течение с жидкостью в виде стержня в ядре потока. Отметим, что изменение массовой скорости потока практически не отражается на значениях q . Более того, значения q в этой области незначительно отличаются как от экспериментальных данных, полученных для

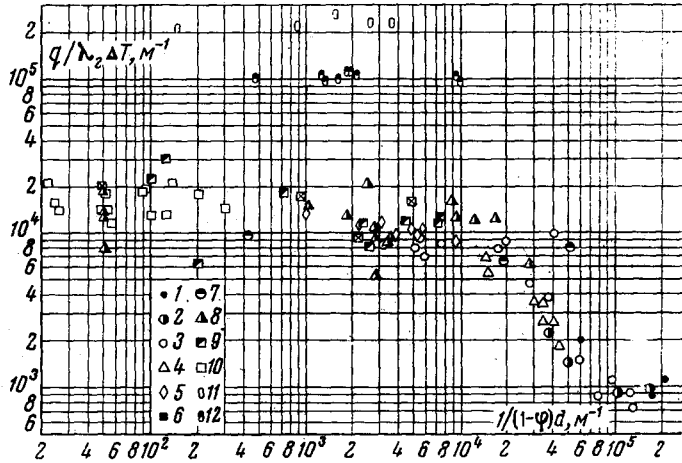


Рис. 2. Обработка экспериментальных данных в координатах $q/\Delta T \lambda_T = f[1/(1-\phi)d]$

1-6 — азот, 7-10 — кислород, 11, 12 — водород. Внутренний диаметр (мм) соответственно равен: 1-1,1; 2-2,3; 3-3,4; 4-7 [5]; 5-8,1 [6]; 6-21, 7-10; 8-20; 9-43; 10-46; 11-7,92 [8]; 12-14 [8]

плочного кипения на трубах в большом объеме при соответствующих $\Delta T = T_w - T_s$, так и от расчетных данных по уравнению Бромлея

$$q = 0,62 \left[\frac{\lambda_T^3 \rho_T (\rho_{ж} - \rho_T) \Delta i (T_w - T_s)^3}{d \mu} \right]^{0,25} \quad (9)$$

Известно, что уравнение (9) является аналогом решения, предложенного Нуссельтом для задачи о пленочной конденсации при ламинарном стекании пленки жидкости и с точностью до постоянного коэффициента соответствует экспериментальным данным, полученным при исследовании плочного кипения на трубах в большом объеме.

Объяснение тому факту, что интенсивность теплоотдачи в условиях эффекта Лейденфроста почти не изменяется при переходе к вынужденному движению, следует, по-видимому, искать в неоднородности пристенного слоя, насыщении его мельчайшими капельками жидкости. Существование такого газо-жидкостного дисперсоида должно, по мнению авторов, сильно повлиять на картину распределения температуры в слое. Наличие чрезвычайно развитой поверхности раздела фаз в слое приводит к тому, что парообразование происходит в основном именно здесь, в объеме, а не на границе с жидким ядром.

Источники парообразования резко увеличивают эффективную теплоемкость слоя. Если, кроме того, учесть, что присутствие тяжелой взвеси (капель жидкости) в газе увеличивает коэффициент эффективной теплопроводности, то можно считать, что весь перепад температуры ($T_w - T_s$)

реализуется в ламинарной пленке пара, в слое молекулярной теплопроводности.

С этой точки зрения режимы типа Лейденфроста в большом объеме и при вынужденном движении имеют много общего. Отмечалось, например, что при пленочном кипении на вертикальной трубке в большом объеме [9], [10] основное термическое сопротивление оказывает тонкий пристенный слой пара, в то время как в остальной части паровой пленки градиент температуры близок к нулю. Таким образом, обращенному дисперсно-кольцевому режиму в трубах больших диаметров, по-видимому, соответствует другой предельный случай рассматриваемой квазистационарной схемы. Определяющее влияние на процесс оказывает в этих условиях термическое сопротивление пристенного слоя молекулярной теплопроводности.

Московский институт химического
машиностроения

Всесоюзный научно-исследовательский институт
кислородного машиностроения

Поступила в редакцию
5 VI 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Döring. *Phys. Chem. B.*, **36**, 5/6, 371, 1937.
2. Spiegler et al. *Internat. J. Heat and Mass Transfer*, **6**, № 11, 987, 1963.
3. H. Merte, J. A. Clark. *Advances Cryogenic Engineering*, **7**, 546, 1962.
4. J. Weishaupt. *Kältetechnik*, NT-8, 240, 1963.
5. J. C. Burke, A. H. Rawdon. Paper ASME, № HT-37, 1965.
6. M. F. Lavery, W. H. Rosenow. Paper ASME, № WA/HT-26, 1965.
7. J. W. H. Chi, A. M. Vetere. *Advances Cryogenic Engineering*, **9**, 243, 1964.
8. R. W. Graham et al. *Advances Cryogenic Engineering*, **6**, 517, 1963.
9. В. М. Боришанский и др. *Тр. ЦКТИ*, **57**, 59, 1965.
10. В. М. Боришанский, Б. С. Фокин. *Тр. ЦКТИ*, **57**, 43, 1965.