

Отражение вызовет образование на длине ТВЭЛ стоячих волн. Если предположить, что частота колебаний основной гармоники в условиях проводимых опытов равна 1020 *гц*, то другие возможные частоты следующие:

$$f_1 = 2f_0 = 2040 \text{ гц}; f_2 = 3f_0 = 3060 \text{ гц}; f_3 = 4f_0 = 4080 \text{ гц и т. д.}$$

На среднем графике рис. 2 проведены горизонтальные линии на уровне, соответствующем величинам указанных частот, а справа по оси абсцисс указаны номера гармоник. Как видно из приведенных данных, опытные значения частот весьма близки к расчетным. Некоторые отклонения могли быть вызваны ошибками измерений и изменением скорости звука, а следовательно, и величины f_0 , вследствие изменения температуры спирта и количества паровой фазы в потоке жидкости.

Возникновение гармонических колебаний упорядочивает процесс поверхностного кипения: заставляет паровые пузырьки возникать и конденсироваться в такт колебаниям давления. При повышении давления возможность образования паровых пузырьков подавляется вследствие того, что уменьшается перегрев жидкости в пристеночном слое, а возможность их конденсации облегчается, так как увеличивается недогрев жидкости до температуры насыщения в ядре потока. При понижении давления картина меняется на обратную.

Москва

Поступило в редакцию
3 XI 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Gunther. Trans. ASME, 72, № 2, 1951.
2. Г. Г. Трещев. Теплоэнергетика, № 2, 1961.
3. В. И. Образцов. Применение ультразвуки к исследованию веществ, № 13, 1961.
4. Rayleigh. Phil. Mag., 34, 94, 1917.
5. Н. И. Семенов, С. И. Ростерин. Теплоэнергетика, № 6, 1964.

УДК 536.248.2

О МЕХАНИЗМЕ КАПЕЛЬНОЙ КОНДЕНСАЦИИ ПАРОВ МЕТАЛЛОВ

М. Н. Ивановский, Ю. В. Милованов, В. И. Субботин

Исследование, результаты которого излагаются ниже, было проведено на ртути, поскольку ртуть, обладая характерными свойствами металлов (высокое поверхностное натяжение и теплопроводность), имеет невысокую температуру кипения (356° С) и дает устойчивую капельную конденсацию на поверхности стали 1X18Н9Т.

По теории и по нашим экспериментальным данным необходимое для начала интенсивной конденсации переохлаждение ртутного пара в случае идеально однородной несмачиваемой поверхности превышает 100° С, что связано с высоким поверхностным натяжением ртути (~450 *дин/см*). Однако значение этого переохлаждения, полученное авторами в опытах с конденсацией ртути на стенке из стали 1X18Н9Т, составляет, вследствие неоднородности стенки, всего около 1 ÷ 2° С (рис. 1, кривые 1 и 2). Центрами конденсации являются смачиваемые ртутью несплошности (дефекты) окисной пленки, которых очень много (> 10⁶ *см*⁻²) на поверхности нержавеющей стали. Их средний размер около 0,1 μ . Когда разность температур Δt между паром и стенкой больше 2° С, коэффициент теплоотдачи α не зависит от Δt (рис. 1, кривые 1 и 2). По данным работ [1—3], α приблизительно обратно пропорционален Δt . На рис. 1 пунктирной кривой показана зависимость α от Δt по данным [2]. Уменьшение α с ростом Δt , как показали наши опыты с введением в пар малых примесей воздуха и сделанные расчетные оценки, объясняется присутствием в паре некоторого количества неконденсирующихся газов. В работах [1, 2] таким газом был воздух, а в работе [3], — по-видимому, газообразные продукты разложения тефлоновой прокладки. Тефлон начинает разлагаться при температуре около 230° С, при дальнейшем увеличении температуры скорость его разложения растет. Справедливость такого предположения подтверждается при представлении данных работы [3] в координатах α — температура пара t (рис. 2, кривая 4).

Чтобы иметь ртутный пар без примесей воздуха, мы использовали небольшую цельносварную экспериментальную установку. Все сварные швы установки проверялись гелиевым течеискателем. Залитая в парогенератор ртуть имела чистоту 99,999 вес.%. Стенки установки перед заливкой в нее ртути тщательно промывались эфиром.

Экспериментальный участок был выполнен в виде медного цилиндра диаметром 48 *мм* и длиной 70 *мм* в тонкой (0,25 *мм*) оболочке из стали 1X18Н9Т. Диффузионное сцепление между медью и сталью достигалось при заливке расплавленной меди

в толстостенный стальной стакан, боковые стенки и дно которого стачивались затем до необходимой толщины. Конденсация ртутного пара происходила на полированной стальной поверхности торца цилиндра. Тепло конденсации отводилось от противоположного торца водой или воздухом. Чтобы исключить погрешности, связанные с градуировкой термопар, измерение температур пара и стенки производилось одной и той же термопарой. Для измерения температуры пара термопара помещалась в тонкостенную гильзу, расположенную в паре вблизи поверхности конденсации. Затем термопара поочередно вставлялась в сверления (диаметр 1 мм), сделанные в медном цилиндре на расстояниях 4,3, 8,3, 23,3 и 43,3 мм от поверхности конденсации. Измеренное таким образом распределение температур по длине цилиндра использовалось для нахождения теплового потока и температуры поверхности конденсации.

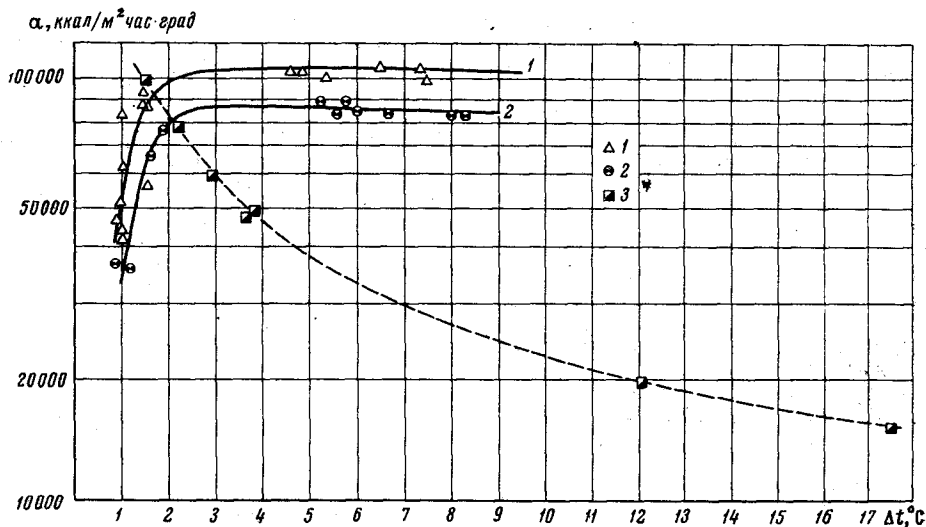


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи от разности температур между паром и стенкой

1 — температура пара 276° С; 2 — температура пара 207° С; 3 — данные [2], температура пара 285° С

Опыты были проведены при горизонтальном («потолочном») и вертикальном положении поверхности конденсации. Результаты этих опытов представлены на рис. 2 в координатах $\lg \alpha - t$. Кривая 1 аппроксимирует опытные точки, полученные для вертикальной поверхности, кривая 2 — для горизонтальной. Кривая 3 описывает результаты для вертикальной поверхности, предварительно окисленной при температуре 550° (в течение 50 мин.) на воздухе, чтобы получить окисную пленку с очень малым числом дефектов. Ход кривых 1, 2 и 3 показывает, что свободная от капель поверхность стенки практически не участвует в процессе массо- и теплопереноса. Все тепло конденсации выделяется на границе пар — капля. Общее термическое сопротивление $1/\alpha$ складывается из сопротивления фазового перехода $R_\phi = 1/\Phi\alpha_\phi$ на границе пар — капля и сопротивления процесса теплопроводности через капли R_λ/Φ , так что

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\Phi} \left(\frac{1}{\alpha_\phi} + R_\lambda \right), \quad (1)$$

где Φ — отношение суммарной поверхности капель к поверхности стенки; $R_\lambda^{-1} = 0,417 \lambda / \bar{r}$ (λ — коэффициент теплопроводности, \bar{r} — средний радиус капель); α_ϕ подсчитывается по известной из газокINETической теории формуле (см. например, [4]). Формула (1) справедлива для $\Phi > 1$. На стенке из нержавеющей стали с окисной пленкой, образованной на воздухе при комнатной температуре, отношение Φ лежит в пределах 1,2 ÷ 1,5, а средний радиус капель \bar{r} равен ~0,04 мм для вертикальной стенки и 0,15 мм для горизонтального потолка. Доля поверхности стенки, занятая основаниями капель, составляла около 15%. В случае $\Phi < 1$, т. е. для поверхности с очень малым числом центров конденсации (рис. 2, кривая 3) к правой части выражения (1) следует добавить член $\Delta R_{ст} = R_{ст} - \delta / \lambda_{ст}$, учитывающий увеличение термического сопротивления стенки толщиной δ в результате уменьшения суммарной площади контакта капель со стенкой. Коэффициенты теплоотдачи для окисленной при 550° С поверхности очень низки (рис. 2, кривая 3), что объясняется малым числом центров конденсации (дефектов окисной пленки) и соответственно небольшой величиной Φ ($\Phi \ll 1$). Термическое сопротивление самой окисной пленки пре-

небрежно мало ($< 0,1\%$ от $1/\alpha$). Коэффициенты теплоотдачи для горизонтальной поверхности (кривая 2) меньше, чем для вертикальной (кривая 1), что связано с увеличением среднего размера капель на «потолке» из-за отсутствия очищения поверхности конденсации стекающими по ней каплями.

В области низких температур, где термическое сопротивление теплопроводности через капли мало по сравнению с термическим сопротивлением фазового перехода, коэффициенты теплоотдачи для горизонтальной и вертикальной поверхности отличаются меньше.

Таким образом, при капельной конденсации веществ с большим поверхностным натяжением, каковыми являются жидкие металлы, несмачиваемая поверхность стенки, не покрытая основаниями капель, практически не участвует в процессе массо-

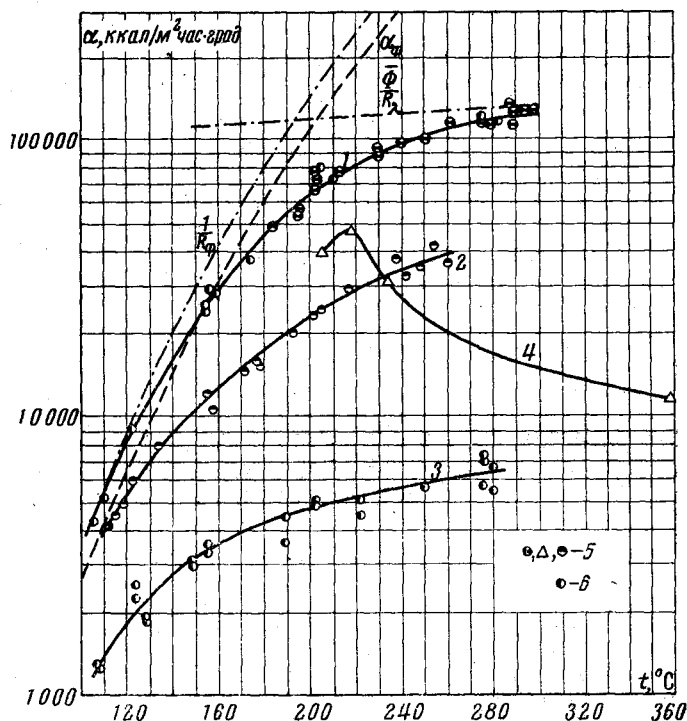


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры пара

1 — опыты на вертикальной стенке; 2 — опыты на горизонтальном «потолке»; 3 — опыты на окисленной при 550°C вертикальной стенке; 4 — данные [3]; 5 — охлаждение водой; 6 — охлаждение воздухом

и теплопереноса, так как образование на ней микропенки жидкости термодинамически невозможно, а интенсивность поверхностной диффузии атомов мала. Поэтому коэффициенты теплоотдачи при капельной конденсации жидких металлов могут быть в зависимости от среднего радиуса капель \bar{r} и от числа дефектов окисной пленки как выше, так и существенно ниже, чем при пленочной. Как известно, коэффициент теплоотдачи при пленочной конденсации $\alpha_{пл}$ определяется по формуле

$$\frac{1}{\alpha_{пл}} = \frac{1}{\alpha_f} + \frac{1}{\alpha_\lambda}, \quad (2)$$

где $1/\alpha_\lambda$ — термическое сопротивление процесса теплопроводности через пленку конденсата. Для ртути расчет по теории Нуссельта и эксперимент дают величину $1/\alpha_\lambda$ около $1/200\,000 \text{ м}^2\text{час град/ккал}$ [5]. Сравнение полученных нами коэффициентов теплоотдачи при капельной конденсации ртути с коэффициентами теплоотдачи при пленочной конденсации, рассчитанными по формуле (2), показывает, что переход на пленочную конденсацию (например, в результате постепенного разрушения окисной пленки на поверхности стали) приводит к ухудшению теплоотдачи только в области низких температур, и то при условии $\Phi > 1$.

У веществ с низким поверхностным натяжением (вода и др.) уже при относительно небольших переохлаждениях пара (порядка нескольких градусов) жидкая фаза может образовываться даже на несмачиваемых участках стенки. На этих участ-

ках периодически возникает и рвется на капли микропенка жидкости. Коэффициент теплоотдачи при таком режиме конденсации (назовем его микропеночно-капельным) особенно высок [6]. Для воды режим чисто-капельной конденсации имеет место только при $\Delta t < 1^\circ \text{C}$ [7]. Для ртути и других металлов с высоким поверхностным натяжением режим чисто-капельной конденсации имеет место в гораздо более широком диапазоне Δt . Так, в опытах со ртутью переход от чисто-капельного на микропеночно-капельный режим конденсации не происходил даже при $\Delta t = 30^\circ \text{C}$.

Физико-энергетический институт

Поступило в редакцию 1 VII 1966

ЛИТЕРАТУРА

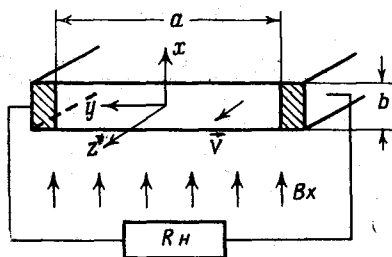
1. А. Н. Ложкин, М. И. Корнеев, Л. И. Гельман. Особенности эксплуатации ртутно-паровых установок. Тр. ЦКТИ, кн. 23. Машгиз, 1952.
2. Л. И. Гельман. Сб. «Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред». Госэнергоиздат, 1961.
3. B. Misra, C. Bonilla. Preprint 11 presented at the Heat Transfer Symposium National meeting, Louisville, Kentucky, March 20—23, 1955 (см. также B. Misra, C. Bonilla. Chem. Engng. Progr., Symposium series, No 18, 52, 7—21, 1956).
4. В. И. Субботин, М. Н. Ивановский, В. П. Сорокин, Б. А. Чулков. Теплофизика высоких температур, 2, № 4, 616, 1964.
5. S. P. Sukhatme, W. M. Rohsenow. Trans. ASME, Ser. C, 88, No. 1, 19, 1966.
6. В. П. Исаченко. Теплоэнергетика, №№ 9, 12, 1962.
7. A. Umur, P. Griffith. Trans. ASME, Ser. C, 87, № 2, 275, 1965.

УДК 538.4

НЕУСТАНОВИВШЕЕСЯ ДВИЖЕНИЕ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОСТОЯННОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ

А. Г. Рябинин

Неустановившееся движение вязкой проводящей несжимаемой жидкости в плоском канале с идеально проводящими или изоляционными стенками под действием внезапно приложенного постоянного градиента давления рассмотрено в [1—4]. В [5] решение этой задачи обобщено на случай произвольно проводящих стенок. В настоящей статье дается решение задачи для случая неустановившегося движения проводящей жидкости в плоском канале конечной ширины, две стенки которого, перпендикулярные внешнему магнитному полю B_0 , являются идеальными изолято-



рами, две боковые — идеальными проводниками, замкнутыми через сопротивление внешней нагрузки R_H (рис. 1). Жидкость приводится в движение внезапно приложенным постоянным градиентом давления.

Систему основных уравнений, описывающих магнитогидродинамический процесс, удастся свести к одному уравнению для скорости при условии, что ширина канала a значительно превышает его высоту b и $Re_m \ll 1$ [6, 7]. При отсутствии магнитного поля это ограничение снимается.

1. Уравнения магнитной гидродинамики в рассматриваемом случае могут быть записаны в виде

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \eta \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} \right) - j_y B_x,$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} + \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\frac{\partial B_z}{\partial t}, \quad j_y = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial B_z}{\partial x}, \quad i_y = \sigma(E_y + v_z B_x). \quad (1)$$