

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

V. V. Sevast'yanov, A. T. Sinitsin, F. L. Yakaytis, Study of Heat-Exchange Process in Supercritical Region of Parameters under Conditions of High-Frequency Pressure Oscillations,
TVT, 1980, Volume 18, Issue 3, 546–553

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt10131>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use
<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.175

May 14, 2025, 02:38:27



УДК 536.24:534.22

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕПЛООБМЕНА В СВЕРХКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ ПАРАМЕТРОВ ПРИ НАЛИЧИИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ДАВЛЕНИЯ

Севастьянов В. В., Сеницин А. Т., Якайтис Ф. Л.

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование теплообмена в турбулентном потоке жидкости сверхкритического давления при наличии высокочастотных колебаний параметров. Получены уравнения для вторичных динамических и тепловых потоков в стоячей волне давления, учитывающие переменность параметров течения и теплофизических свойств жидкости по сечению канала. Численное решение системы дифференциальных уравнений позволило найти зависимости локального и среднего коэффициентов теплоотдачи от амплитудно-частотных характеристик колебаний. Кратко описана экспериментальная установка. Представлены результаты опытов, находящиеся в удовлетворительном согласии с теорией.

В результате многочисленных исследований установлено, что течение жидкости сверхкритических параметров может сопровождаться высокочастотными (ВЧ) колебаниями давления и повышением коэффициентов теплоотдачи. Указанный режим возникает в турбулентном потоке жидкости, когда температура стенки находится в области сверхкритических, а температура ядра потока — докритических значений. Ранее было установлено, что улучшение теплообмена при наличии высокочастотных колебаний носит акустический характер и связано с резкой интенсификацией вторичных течений в стоячей звуковой волне, вызванной наличием пристеночного слоя жидкости с малой скоростью звука [1].

Приближенные аналитические решения для вторичных акустических процессов позволили объяснить ряд экспериментальных фактов. Однако получение количественных результатов, учитывающих переменность параметров потока, требует численного решения дифференциальных уравнений, описывающих поставленную задачу.

Рассмотрим турбулентное течение жидкости при малом числе Маха в плоском или осесимметричном канале бесконечной длины. Пусть на осредненное течение наложено акустическое поле, вызванное стоячей волной высокой интенсивности. Система уравнений, описывающая процесс, имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^k} \frac{\partial}{\partial x_i} r^k \rho W_i = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left[\frac{\partial W_i}{\partial t} + W_j \frac{\partial W_i}{\partial x_j} \right] = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{r^k} \frac{\partial}{\partial x_j} r^k \tau_{ij} - \tau_{33} \frac{\partial \ln r^k}{\partial x_i}, \quad (2)$$

$$\rho \left[\frac{\partial h}{\partial t} + W_i \frac{\partial h}{\partial x_i} \right] = \frac{\partial P}{\partial t} + W_i \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{r^k} \frac{\partial}{\partial x_k} r^k q_k + \tau_{ij} \frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \tau_{33} W_i \frac{\partial \ln r^k}{\partial x_i}, \quad (3)$$

$$\tau_{ij} = \tau_{ij}^0 - \langle m_i' W_j' \rangle, \quad q_k = q_k^0 - \langle m_k' h' \rangle,$$

где $i, j=1, 2$; $k=0$ (плоский канал) или 1 (осесимметричный канал).

Решение системы уравнений ищется в виде разложения по малому параметру, в качестве которого взято число Маха для пульсационной скорости в волне M_1 . Это разложение для произвольной величины имеет вид

$$Z = Z_0 + Z_1 + Z_2 + \dots, \quad (4)$$

$$Z_0 = Z_{00} + Z_{02} + Z_{04} + \dots \quad (5)$$

Величина Z_0 обозначает стационарное значение параметра; Z_n — его пульсационные составляющие, имеющие частоту $n\omega$ и пропорциональные величине M_1^n . Величина Z_{00} представляет собой значение параметра при отсутствии звукового поля; Z_{0n} — величины осредненных акустических потоков n -го порядка.

Задача состоит в получении уравнений и их решении для вторичных динамических и тепловых потоков, т. е. величин T_{02} и W_{02} . Предварительно сделаем следующие допущения.

1. При определении вторичных акустических потоков жидкость считается несжимаемой, т. е.

$$\nabla W_{02} = 0. \quad (6)$$

2. Введем турбулентную вязкость согласно формулам

$$-\langle W_i' W_j' \rangle = \varepsilon_0 \left(\frac{\partial W_i}{\partial x_j} + \frac{\partial W_j}{\partial x_i} \right) \quad (i, j = 1, 2), \quad (7)$$

$$-\langle W_3' W_3' \rangle = \varepsilon_0 2k W_2 / r^k \quad (k = 0, 1)$$

и предположим, что ε_0 определяется турбулентностью невозмущенного течения и зависит только от поперечной координаты

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_{00}(r). \quad (8)$$

3. Скорость и температура теплоносителя в невозмущенном течении зависят только от поперечной координаты

$$T_{00} = T_{00}(r), \quad W_{00} = U_{00}(r). \quad (9)$$

4. Скорости вторичных акустических течений намного меньше скорости невозмущенного потока

$$|W_{02}| \ll |W_{00}|. \quad (10)$$

5. Толщина ламинарного поделоя имеет один порядок с толщиной колебательного пограничного слоя и намного меньше ширины канала

$$\delta_1 \sim 1/\beta_1 \ll r_0. \quad (11)$$

6. Работа сил вязкости и давления пренебрежимо мала по сравнению с величинами тепловых потоков на стенке канала.

Уравнение для вторичных динамических потоков может быть получено путем исключения давления из уравнений (2), подстановки в них разложений (4), (5) и сохранения членов второго порядка малости с последующим осреднением по времени. Пренебрегая нелинейными членами, вводя функцию тока в соответствии с допущениями 1, 4 и принимая во внимание допущения 2 и 3, получим

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^k} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_0 r^k \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^k} \frac{\partial \psi_{02}}{\partial r} \right) \right) \right) + 2\mu_0 \frac{1}{r^k} \frac{\partial^3}{\partial r \partial x^2} \left(r^k \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\psi_{02}}{r^k} \right) \right) - \\ & - \rho_0 U_{00} \frac{\partial^3}{\partial r \partial x^2} \left(\frac{1}{r^k} \frac{\partial \psi_{02}}{\partial r} \right) + \frac{d\mu_0}{dr} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{1}{r^k} \frac{\partial \psi_{02}}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\psi_{02}}{r^k} \right) \right) + \left(\frac{\mu_0}{r^k} \frac{\partial^4}{\partial x^4} - \right. \\ & \left. - \frac{2k\mu_0}{r^{2k+1}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{d^2\mu_0}{dr^2} \frac{1}{r^k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{k\rho_0}{r^{k+1}} \frac{dU_{00}}{dr} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\rho_0}{r^k} \frac{d^2U_{00}}{dr^2} \frac{\partial}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

$$\left. - \frac{\rho_0 U_{00}}{r^k} \frac{\partial^3}{\partial x^3} \right) \psi_{02} = L, \quad \mu_0 = \mu_{00} + \rho_{00} \varepsilon_{00}. \quad (12)$$

Величина L учитывает нелинейное взаимодействие скоростей колебательного движения первого приближения и имеет вид

$$L = \left\langle \frac{\partial^2}{\partial r \partial x} (V_1^2 - U_1^2) + \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) V_1 U_1 + \right. \\ \left. + k \left(\frac{V_1 U_1}{r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial V_1 U_1}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_1^2}{\partial r} \right) \right\rangle. \quad (13)$$

Решение уравнения (12) ищется в виде функции, гармонической по x

$$\psi_{02} = \psi_{02}^1 \cos 2\bar{k}k_0 \bar{x} + \psi_{02}^2 \sin 2\bar{k}k_0 \bar{x}. \quad (14)$$

Определить величину L можно с помощью формул, описывающих поля скоростей первого приближения. Для покоящейся изотермической жидкости такие формулы получены в ряде работ [2]. Уточненные формулы, учитывающие наличие сносящего потока и переменность скорости звука по сечению канала, получены авторами для плоского случая ранее и приводятся в [1]. В этом случае величина L определяется выражением

$$L = U_{10}^2 \left(-2\bar{k}k_0 \frac{1}{\bar{c}} \frac{d\bar{c}}{d\bar{y}} \eta_0(\bar{y}) + \frac{\bar{k}^2 k_0^2}{2\beta_1 \text{sh } \bar{k}k_0} \frac{1}{\bar{c}^2} \left(\eta_0(\bar{y}) \text{sh } \bar{k}k_0 (1-\bar{y}) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{\bar{k}k_0} \left(\frac{d\eta_0(\bar{y})}{d\bar{y}} - \frac{2}{\bar{c}} \frac{d\bar{c}}{d\bar{y}} \eta_0(\bar{y}) \text{ch } \bar{k}k_0 (1-\bar{y}) \right) \right) \right) + \bar{k}k_0 \beta_1 e^{-\bar{\beta}_1 \bar{y}} (4 \cos \beta_1 \bar{y} + \\ + 2 \sin \beta_1 \bar{y} - 2e^{-\bar{\beta}_1 \bar{y}}) + \frac{1}{k_0} \frac{d^2}{d\bar{y}^2} \left(\frac{d\eta_0(\bar{y})}{d\bar{y}} e^{-\bar{\beta}_1 \bar{y}} \cos \beta_1 \bar{y} \right) \sin 2\bar{k}k_0 \bar{x}, \quad (15)$$

$$\eta_0(\bar{y}) = \begin{cases} \text{ch } \bar{\kappa}_1 (1-\bar{y}), & \delta_1 < \bar{y} \leq 1, \\ \frac{\text{ch } \bar{\kappa}_1 (1-\delta_1)}{\cos \bar{\kappa}_2 \delta_1} \cos \bar{\kappa}_2 \bar{y}, & 0 \leq \bar{y} \leq \delta_1, \end{cases}$$

$$\bar{\kappa}_2 \approx \frac{\delta_1}{T_{001} - T_{000}} \int_{T_{000}}^{T_{001}} \left(\frac{1}{\bar{c}^2} - 1 \right) d\bar{T} = \frac{\delta_1}{T_{001} - T_{000}} I_0; \quad \bar{\kappa}_1^2 \approx \delta_1 \bar{\kappa}_2^2.$$

Для определения функции тока ψ_{02} необходимо решить краевую задачу для уравнения (12), которая определяется граничными условиями

$$\frac{1}{\bar{r}^k} \frac{\partial \psi_{02}}{\partial \bar{x}} \Big|_{\bar{r}=0} = \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\frac{1}{\bar{r}^k} \frac{\partial \psi_{02}}{\partial \bar{r}} \right) \Big|_{\bar{r}=0} = \frac{1}{\bar{r}^k} \frac{\partial \psi_{02}}{\partial \bar{r}} \Big|_{\bar{r}=1} = \frac{1}{\bar{r}^k} \frac{\partial \psi_{02}}{\partial \bar{x}} \Big|_{\bar{r}=1} = 0. \quad (16)$$

Уравнение для вторичных тепловых потоков получено подстановкой разложения (4) и (5) в уравнение (3) с последующим осреднением по времени. При этом сохранены члены только второго порядка малости. С учетом допущения 6 уравнение энергии принимает вид

$$\frac{1}{\bar{r}^k} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{r}^k a_0 \frac{\partial T_{02}}{\partial x_i} \right) - \bar{\rho}_{00} (W_{i00} + W_{i02}) \frac{\partial h_{02}/c_{pm}}{\partial x_i} - \langle \bar{\rho}_1 W_{i1} \rangle \frac{\partial h_{02}/c_{pm}}{\partial x_i} = \\ = \bar{\rho}_{00} W_{i02} \frac{\partial h_{00}/c_{pm}}{\partial x_i} + \langle \bar{\rho}_1 W_{i1} \rangle \frac{\partial h_{00}/c_{pm}}{\partial x_i} + \\ + \bar{\rho}_{00} \left\langle W_{i1} \frac{\partial h_1/c_{pm}}{\partial x_i} \right\rangle + (W_{i00} + W_{i02}) \left\langle \bar{\rho}_1 \frac{\partial h_1/c_{pm}}{\partial x_i} \right\rangle, \quad (17)$$

где $\bar{\rho} = \rho/\rho_m$; ρ_m, c_{pm} — некоторые масштабные величины.

В общем случае необходимо учитывать зависимость плотности и изобарной теплоемкости от суммарной энтальпии и решать нелинейную систему уравнений, что встречает непреодолимые трудности. Поэтому будем считать указанные параметры постоянными и различными в ламинарном подслое и в ядре потока

$$\rho_m, c_{pm} = \begin{cases} \rho_{m1}, c_{pm1} & \text{для } 1 - \delta_1 < \bar{r} \leq 1 \\ \rho_{m2}, c_{pm2} & \text{для } 0 \leq \bar{r} \leq 1 - \delta_1. \end{cases} \quad (18)$$

Оценки членов уравнения (17), проведенные на основании решений уравнений первого приближения [1], показывают, что двойными корреляциями плотности и энтальпии, скорости и энтальпии, скорости и плотности можно пренебречь и учитывать вклад в улучшение теплоотдачи, вносимый скоростями вторичных динамических потоков.

Тогда уравнение (17) можно переписать в виде

$$\frac{1}{r^k} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^k a_{0j} \frac{\partial T_{02}}{\partial r} \right) - (W_{100} + W_{102}) \frac{\partial T_{02}}{\partial x_1} = W_{102} \frac{\partial T_{00}}{\partial x_1}, \quad (19)$$

$$a_{0j} = \lambda / c_{pmj} \rho_{mj} \quad (j=1, 2).$$

Решение уравнения (19) ищем в виде гармонического ряда по x

$$T_{02} = F_{00} + \sum_n (F_{n1} \cos 2n\bar{k}k_0\bar{x} + F_{n2} \sin 2n\bar{k}k_0\bar{x}). \quad (20)$$

Допущение 4 позволяет считать величину $\xi = |W_{02}| / |W_{00}|$ малой и находить значения коэффициентов в формуле (20) в виде разложения по малому параметру

$$F_{ij} = \sum_k F_{ijk} \xi^k. \quad (21)$$

В этом случае легко показать, что с точностью до ξ^2 можно ограничиться двумя первыми членами ряда (20), которые определяются из системы обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{1}{r^k} \frac{d}{dr} \left(r^k a_{0j} \frac{dF_{00}}{dr} \right) - \bar{k}k_0 (q_1 F_{12} - s_1 F_{11}) - \frac{1}{2} \left(q_2 \frac{dF_{11}}{dr} + s_2 \frac{dF_{12}}{dr} \right) = 0,$$

$$\frac{1}{r^k} \frac{d}{dr} \left(r^k a_{0j} \frac{dF_{11}}{dr} \right) - 2\bar{k}k_0 F_{12} - q_2 \frac{dF_{00}}{dr} = q_2 \frac{dT_{00}}{dr}, \quad (22)$$

$$\frac{1}{r^k} \frac{d}{dr} \left(r^k a_{0j} \frac{dF_{12}}{dr} \right) + 2\bar{k}k_0 F_{11} - s_2 \frac{dF_{00}}{dr} = s_2 \frac{dT_{00}}{dr},$$

$$s_1 = \frac{1}{r^k} \frac{d\psi_{02}^1}{dr}, \quad q_1 = \frac{1}{r^k} \frac{d\psi_{02}^2}{dr}, \quad s_2 = \frac{2\bar{k}k_0}{r^k} \psi_{02}^1, \quad q_2 = \frac{2\bar{k}k_0}{r^k} \psi_{02}^2.$$

Граничные условия к системе (22) получены, исходя из того, что стационарный тепловой поток через стенку не меняется при паложении акустического поля, и имеют вид

$$\left. \frac{dF_{11}}{dr} \right|_{r=r_0} = \left. \frac{dF_{12}}{dr} \right|_{r=r_0} = \left. \frac{dF_{00}}{dr} \right|_{r=r_0} = 0, \quad (23)$$

$$\left. \frac{dF_{11}}{dr} \right|_{r=0} = \left. \frac{dF_{12}}{dr} \right|_{r=0} = \left. \frac{dF_{00}}{dr} \right|_{r=0} = 0.$$

Система дифференциальных уравнений, определяющая вторичные динамические и тепловые потоки, состоит из двух уравнений четвертого порядка, которые получаются из (12) подстановкой в них (14), и трех уравнений второго порядка (22). Эта система должна решаться при гра-

ничных условиях (16), (23). Следует отметить, что уравнение (12) можно решать независимо от тепловой задачи.

В соответствии с принятой «двухслойной» схемой потока были найдены аналитические решения в ламинарном подслое. При этом в уравнении (12) сохранялся лишь член с высшей производной, что позволило его проинтегрировать. Решение системы (22) удалось найти с помощью рядов, принимая, что в ламинарном подслое $\psi_{02} \sim (1-\bar{r})^2$.

Краевая задача, описывающая вторичные течения в ядре потока, решалась численно с учетом переменности температуры и скорости сносающего потока, а также турбулентной вязкости и температуропроводности.

Согласно [3], коэффициенты турбулентного переноса рассчитывались по формуле Рейхардта

$$\frac{\varepsilon_{00}}{\nu_{00}} = \begin{cases} k_2(\eta - \eta_1 \operatorname{th}(\eta/\eta_1)), & 0 \leq \eta \leq 50 \\ k_2 \eta^2 / 3(0,5 + \bar{r}^2)(1 - \bar{r}^2), & \eta > 50, \end{cases} \quad (24)$$

где $k_2 = 0,4$; $\eta_1 = 11$; $\eta_2 = U^* r_0 / \nu_{00}$.

При этом переменность свойств учитывалась в соответствии с «двухслойной» схемой

$$\eta = \begin{cases} \sqrt{\tau_{00} \rho_{m1} y / \mu_{m1}}, & \eta < \eta_1 \\ \eta_1 + \sqrt{\tau_{00} \rho_{m2} (y - y_1) / \mu_{m2}}, & \eta > \eta_1. \end{cases} \quad (25)$$

Решение уравнения (12) находилось методом пристрелки; системы (22) — методом матричной прогонки. Вычисления проводились на ЭЦВМ БЭСМ-6.

Найденные значения температур вторичного течения позволяют определить величины локальных и средних коэффициентов теплоотдачи при наличии акустического поля

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{1 + \bar{F}_{00} + |\bar{F}| \sin 2k k_0 \bar{x}} = \frac{1}{1 + \bar{F}_{00}} \left[1 + \sum_n (-1)^n \xi^n \sin^n 2k k_0 \bar{x} \right], \quad (26)$$

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{1 + \bar{F}_{00}} \left[1 + \sum_n \frac{(2n-1)!!}{(2n)!!} \xi^{2n} \right], \quad (27)$$

$$\bar{F}_{ij} = (F_{ij}(1) - F_{ij}(0)) / (T_{001} - T_{000}), \quad |\bar{F}| = \sqrt{\bar{F}_{11}^2 + \bar{F}_{12}^2}, \quad \xi = |\bar{F}| / (1 + \bar{F}_{00}).$$

Легко показать, что параметрами, определяющими вторичные динамические и тепловые потоки, являются величины k_0 , Re_{00} и $B = M_1^2 I_0$. Оказалось, однако, что физически более обосновано принять за исходную величину φ , которая представляет собой отношение толщин ламинарного подслоя и колебательного пограничного слоя.

Расчеты показывают, что величина ξ во всем диапазоне исследуемых параметров не превосходит 0,7 и ее вклад в улучшение среднего теплообмена, как это следует из (27), не превосходит 30%.

Следовательно, основной величиной, определяющей средний коэффициент теплоотдачи, является $(1 + \bar{F}_{00})^{-1}$, ξ определяет изменение $\bar{\alpha}$ по длине канала. Поэтому результаты расчетов представлены в виде зависимостей $(1 + \bar{F}_{00})^{-1}$ от величин B , k_0 , Re_{00} или B , φ , Re_{00} .

На рис. 1 показана зависимость степени улучшения теплообмена от амплитудно-частотных характеристик колебаний. При этом величина B характеризует амплитуду колебаний, а φ зависит лишь от частоты колебаний в силу постоянства числа Re_{00} , т. е. толщины ламинарного подслоя. Коэффициенты теплоотдачи $\bar{\alpha}$ и $\bar{\alpha}$ возрастают с увеличением амплитуды и частоты колебаний.

Кривые, соответствующие постоянным значениям параметров φ и B (рис. 2), сравнительно слабо зависят от числа Рейнольдса, особенно в диапазоне $Re_{00} = (5-15) \cdot 10^4$. В этом заключается одна из причин введения

величины φ , учитывающей влияние как частоты, так и скорости сносящего потока.

Непосредственное влияние числа Рейнольдса на процесс видно на рис. 3, где кривые построены для постоянных значений амплитудно-частотной характеристики колебаний. Увеличение скорости сносящего потока приводит к уменьшению интенсификации теплоотдачи.

Исследование влияния амплитудно-частотных характеристик колебаний на теплообмен проводилось также экспериментально на установке, представляющей собой разомкнутый гидравлический контур. Эксперимен-

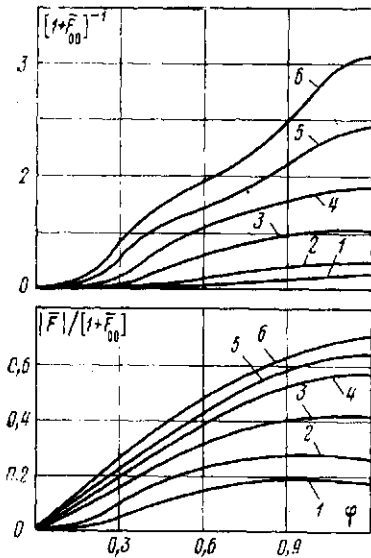


Рис. 1

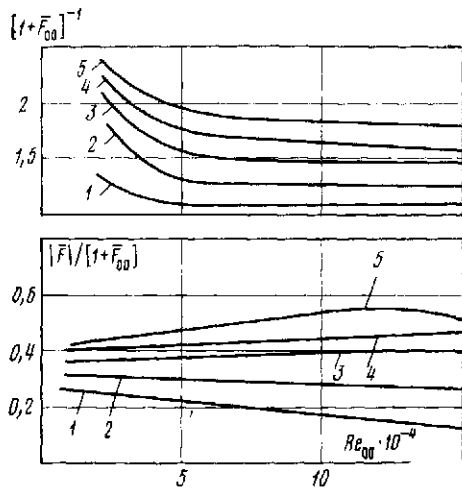


Рис. 2

Рис. 1. Влияние амплитудно-частотных характеристик колебаний на теплоотдачу при постоянной скорости сносящего потока ($Re_{00} = 5 \cdot 10^4$): 1 — $B = 0,001$; 2 — $0,002$; 3 — $0,005$; 4 — $0,01$; 5 — $0,015$; 6 — $0,02$

Рис. 2. Влияние скорости сносящего потока на теплоотдачу при постоянном значении $\varphi = 0,6$: 1 — $B = 0,002$; 2 — $0,005$; 3 — $0,01$; 4 — $0,015$; 5 — $0,02$

тальным участком являлась трубка из стали 1X18H9T диаметром $2,6 \times 3,0$ и общей длиной $0,36$ м. Нагреваемая за счет омического сопротивления часть трубки составляла $0,059 - 0,248$ м. При проведении экспериментов измерялись расход, давление и температура жидкости на входе и на выходе из экспериментального участка, сила тока и падение напряжения на обогреваемой части. Температура наружной поверхности измерялась шестью термомпарами, расположенными по образующей трубки. Температура внутренней теплоотдающей поверхности определялась путем пересчета. По измеренным величинам вычислялись локальные температуры потока и коэффициенты теплоотдачи в шести точках по длине нагреваемого участка.

Методика определения амплитудно-частотных характеристик колебаний отличалась от общепринятой. В большинстве исследований датчики высокочастотных колебаний давления располагались по образующей рабочего участка, что обеспечивало измерение единичным датчиком случайной величины, а не действительной амплитуды колебаний, так как фаза стоячей волны в месте установки датчика имела случайное значение.

В данных опытах характеристики колебаний давления измерялись с помощью двух пьезоэлектрических датчиков высокой чувствительности, установленных на торцах трубки. Указанное расположение датчиков наряду с особенностями подвода теплоносителя дало возможность превратить рабочий участок в акустически замкнутую систему. Известно, что при

возникновении пульсации давления в таком канале устанавливаются стоячие волны, имеющие пучности давления на его концах. Это дает возможность регистрировать амплитуду высокочастотных колебаний без искажений.

Теплоносителями в экспериментах служили углеводороды с хорошо известными теплофизическими свойствами: н-гексан, диэтиловый эфир и толуол. Опытные результаты охватывали диапазон массовых скоростей сносящего потока $\rho U_{00} = (0,25-2) \cdot 10^4$ кг/(м²·с); приведенных давлений $\bar{P} = 1,5-4$; приведенных температур теплоотдающей поверхности $\bar{T} = 0,9-1,5$ и соответствовали измеренным частотам $f = 1-50$ кГц и ампли-

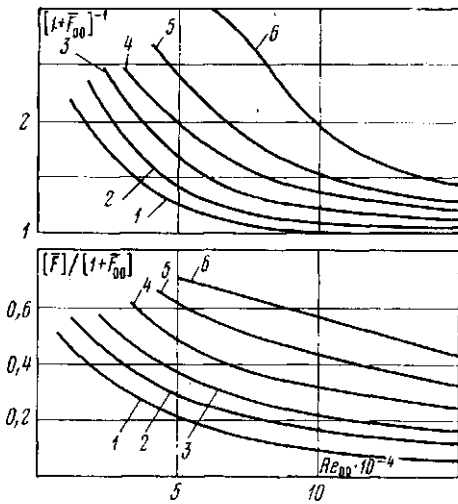


Рис. 3

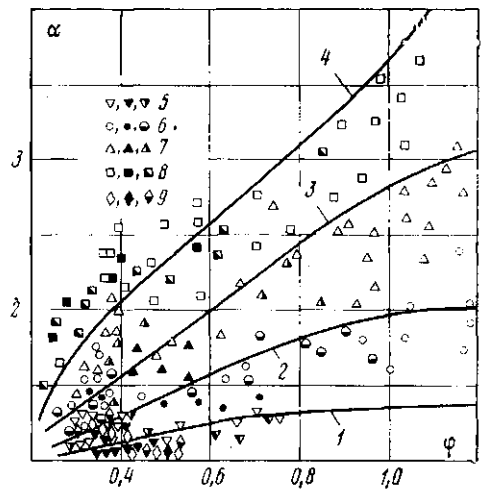


Рис. 4

Рис. 3. Влияние скорости сносящего потока на теплоотдачу при постоянной амплитудно-частотной характеристике колебаний $B = 0,02$: 1 - $k_0 = 0,01$; 2 - 0,017; 3 - 0,035; 4 - 0,075; 5 - 0,15; 6 - 0,3

Рис. 4. Сравнение теоретических и экспериментальных данных по среднему коэффициенту теплоотдачи в акустическом поле ($Re_{00} = 6 \cdot 10^4$): 1 - $B = 0,002$; 2 - 0,006; 3 - 0,012; 4 - 0,02; 5 - $B = 0,001-0,002$; 6 - 0,002-0,006; 7 - 0,006-0,012; 8 - 0,012-0,02; 9 - $B < 0,001$. Светлые значки - н-гексан; зачерпненные - толуол; перечеркнутые - эфир

туда $\Delta P = (1-50) \cdot 10^5$ н/м². При этом безразмерные параметры, определяющие процесс, лежали в пределах $I_0 = 4-25$; $B = (1-22) \cdot 10^{-3}$; $k_0 = 0,01-0,3$; $\phi = 0,1-1,2$; $Re_{00} = 10^4-5 \cdot 10^5$.

Результаты теоретических (кривые) и экспериментальных (точки) исследований представлены на рис. 4. Теоретические кривые получены по формуле (27) с привлечением данных, помещенных на рис. 1-3. Опытные точки разбиты на четыре диапазона по параметру B , так как точность измерения амплитуд высокочастотных колебаний и трудности при вычислении величины I_0 таковы, что разброс экспериментальных данных велик.

Однако результаты измерений средних коэффициентов теплоотдачи лежат между кривыми, соответствующими границам теоретических диапазонов при значениях $\phi \geq 0,4$. При малых значениях ϕ , особенно в области небольших B , экспериментальные точки лежат несколько выше теоретических кривых.

Анализ теоретических и экспериментальных данных, а также результатов работ по влиянию переменности свойств жидкости на теплоотдачу [4] позволяет составить полную картину теплообмена в области сверхкритических давлений и температур.

По мере увеличения теплового потока температура теплоотдающей поверхности входит в область околоскритических значений, при которых

существенно изменяются свойства жидкости, что приводит к интенсификации теплообмена в пределах 10–40%. Далее, когда температура стенки приближается к значению, соответствующему минимуму скорости звука, возможно возникновение высокочастотных колебаний давления. Однако они реализуются при соблюдении целого ряда условий [5]: определенные акустические свойства канала, турбулентное течение жидкости и т. д. В противном случае колебания не возникают, и весь процесс определяется лишь теплофизическими свойствами жидкости.

На начальной стадии развития высокочастотных колебаний, характеризующейся малыми значениями параметров φ и B , коэффициент теплоотдачи определяется совместным действием теплофизического и акустического механизмов. Эта область лежит в диапазоне значений $\varphi \leq 0,4$; $B \leq 10^{-3}$ (рис. 4).

Дальнейшая интенсификация колебательного процесса приведет к преобладанию акустического механизма теплообмена. Следовательно, при достаточно высоких амплитудно-частотных характеристиках колебаний величины φ , Re_{00} , B полностью определяют процесс, и изложенная здесь теория позволяет вычислять средние и локальные коэффициенты теплоотдачи в этих условиях.

Обозначения: x, y, z, r — декартовы и полярные координаты; P, ρ, T, h — давление, плотность, температура и энтальпия жидкости, $\bar{P} = P / P_{кр}$, $\bar{T} = T / T_{кр}$; μ, ν, λ, a — динамическая и кинематическая вязкости, теплопроводность, температуропроводность жидкости; ϵ — коэффициент турбулентной вязкости; c_p — изобарная теплоемкость; $W = \{W_1, W_2\} = \{U, V\}$ — вектор скорости; ψ — функция тока; $c, \bar{c} = c / c_0$ — скорость звука; r_0 — радиус или полуширина канала; $\bar{r} = r / r_0$; $\bar{y} = 1 - \bar{r}$; $\delta_1, \bar{\delta}_1 = \delta_1 / r_0$ — толщина ламинарного подслоя; M, Re, P_r — числа Маха, Рейнольдса, Прандтля

$$k_0 = \frac{\omega r_0}{c_0}, \quad \bar{\beta}_1 = \sqrt{\frac{\omega}{2\nu_0}} r_0, \quad \varphi = \bar{\beta}_1 \bar{\delta}_1, \quad I_n = \int_{\bar{T}_{000}}^{\bar{T}_{001}} \left(\frac{1}{c^2} - 1 \right) d\bar{T}.$$

Индексы: 0 — стационарная величина; 00, 000, 001 — в сносящем потоке, на стенке и на оси соответственно; 02 — вторичный акустический поток.

Ленинград

Поступила в редакцию
11 IV 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Т. Сеницин. В сб. Нелинейные волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск, 1977.
2. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников. Введение в нелинейную акустику. «Наука», 1966.
3. Б. С. Петухов, В. Д. Виленский, Н. В. Медвецкая. ТВТ, 15, 3, 1977.
4. Б. С. Петухов. ТВТ, 6, 4, 1968.
5. В. В. Севастьянов, А. Т. Сеницин, Ф. Л. Якайтис. В сб. Тезисы докл. и сообщ. VI Всес. конф. по теплообмену и гидравлическому сопротивлению при движении двухфазного потока в элементах энергетических машин и аппаратов, 1978. Секц. 2. Л., 1978, стр. 143.