АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том V 1959 Вып 1

ВЛИЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ НА ПРОЦЕСС КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА

П. Н. Кубанский

Рассматриваемый вопрос является частью общей проблемы о влиянии вторичных потоков на конвективный теплообмен. Объяснены причины интенсификации процесса теплоотдачи с помощью колебаний при естественной конвекции в опытах Мартинелли, Бельтера и Лемлиха. Изложены результаты экспериментального исследования теплоотдачи от стенки цилиндра к воздуху в стоячей акустической волне большой амплитуды в условиях естественной и вынужденной конвекции. Найдены критерии подобия, характеризующие изучаемые явления, и приведены полученные критериальные уравнения. Дано объяснение полученных результатов.

Вторичные потоки в вязкой сжимаемой жидкости могут возникать вследствие влияния формы стенки, а также под действием акустических колебаний большой амплитуды. Такие потоки возникают при движении жидкости в круглых изогнутых трубах и в прямых каналах некруглого поперечного сечения при турбулентном течении жидкости [1]. Движение этих потоков происходит в плоскостях, перпендикулярных направлению течения главного потока. Синусоидальная форма стенки также вызывает появление вторичных течений. К аналогичным явлениям приводит наличие в стенке углублений (резонаторов, пазов, борозд). Вторичные потоки могут возникать при колебании твердых тел, а также у неподвижных тел, находящихся в акустическом поле большой амплитуды. Эти потоки носят название акустического ветра или течения. Вторичные потоки оказывают существенное влияние на процесс конвективного теплообмена. Хотя скорости этих потоков малы, но движение их осуществляется в нормальном направлении по отношению к стенке твердого тела. Вторичные потоки проникают в область пограничного слоя и ламинарного подслоя, где скорости их уже не будут малы сравнительно с наблюдающимися там скоростями движения жидкости. Распределение скоростей и температур вблизи поверхности твердого тела характеризуется быстрым изменением в направлении, нормальном к поверхности. Если в этом же направлении происходит перемещение частиц жидкости, теплообмен усиливается [2]. В данной статье рассматривается вопрос о влиянии акустических течений на процесс теплоотдачи, что является частью общей проблемы о влиянии вторичных потоков на конвективный теплообмен.

Мартинелли и Бельтер [3] исследовали влияние колебаний цилиндра на теплообмен в условиях естественной конвекции. Цилиндр совершал вертикальные колебания с частотой 0 — 40 *гц* в воде. Разность температур между стенкой и водой изменялась в пределах от 4,5 до 25°. Во время опытов измерялись мощность, потребляемая нагревателем цилиндра, температуры стенки цилиндра и воды, частота и амплитуда колебаний. Результаты наблюдений были обработаны в критериях подобия Nu, Re и $Gr \cdot Pr$. Значения критерия Рейнольдса подсчитывались по формуле $Re=\rho a\omega d/\mu\sqrt{2}$, где $a\omega/\sqrt{2}$ — среднее значение колебательной скорости. В пределах значений $5 \cdot 10^5 < Gr \cdot Pr < 5 \cdot 10^6$ при $Re = 1000$ какого-либо влияния колебаний на теплоотдачу не отмечалось. В этом случае естественная конвекция преобладала над возмущениями, вызываемыми колебаниями цилиндра. При

значении $Re > 7000$ влияние колебаний уже заметно сказывается на теплоотдаче, которая быстро возрастает с увеличением Re. При дальнейшем увеличении Re теплопередача зависит уже не от естественной конвекции, а от критерия Re, при $Re = 10\,000$ возрастает в четыре раза. Исследователи предложили эмпирическую формулу, связывающую между собой критерии

$$Re = Nu \sqrt{12000 - 20 \frac{(Gr \cdot Pr)^2}{Nu^8}}. \qquad (1)$$

Физическая сущность происходящих явлений исследователями не была раскрыта, хотя работы Шлихтинга [4] и Эндреда [5], в которых исследуются акустические течения у колеблющегося цилиндра, были опубликованы значительно ранее их работы. Шлихтинг рассчитал плоское периодическое движение в пограничном слое у колеблющегося цилиндра, построил линии тока возникающего акустического течения и провел эксперименты в водной среде, подтвердившие его теоретические выкладки. Эндред наблюдал и сфотографировал акустические течения у цилиндра, помещенного в стоячую акустическую волну в воздухе. Построенные Шлихтингом линии тока, а также фотографии, полученные Шлихтингом и Эндредом, позволяют установить, что причиной увеличения теплоотдачи от стенки колеблющегося цилиндра к воде в опытах Мартинелли и Бельтера служит появление акустических течений у стенок цилиндра и в его окрестности. Попытки Мартинелли и Бельтера интенсифицировать процесс теплоотдачи от стенки колеблющегося цилиндра к воздуху успеха не имели. Эффект при тех частотах и смещениях, которые применялись в опытах, оказался пренебрежимо мал.

Лемлих [6] исследовал теплоотдачу от колеблющихся проволок (диаметром 0,64; 1,0 и 2,06 *мм*) к воздуху в условиях естественной конвекции. Проволокам сообщались поперечные колебания с частотами 39 — 122 *гц* и амплитудами 1,78—4,83 *мм*. Разность между температурами проволок и воздуха составляла величину от нескольких градусов до 316°. Под влиянием колебаний коэффициент теплоотдачи возрастает с увеличением амплитуды и частоты. Направление колебаний не влияет на полученный результат. Максимальное увеличение коэффициента теплоотдачи в четыре раза превышало его нормальное значение. Если обозначить через α коэффициент теплоотдачи от колеблющейся проволоки и через α' — от неподвижной, то для вычисления относительного увеличения коэффициента теплоотдачи $\frac{\alpha}{\alpha'}$ Лемлих рекомендует следующую формулу:

$$\frac{\alpha}{\alpha'} = 0{,}75 + 0{,}0031 \frac{Re^{2,05} (\beta \Delta t)^{0,33}}{(Gr)^{0,41}}, \qquad (2)$$

где $Re = \frac{D\bar{v}\rho}{\mu}$, D — диаметр проволоки, $\bar{v}$ — средняя скорость за период. Распространяя результаты своих исследований на двухатомные газы и жидкости, Лемлих нашел формулу:

$$Nu = \left[0{,}75 + 0{,}0022 \frac{Re^{2,05} (\beta \Delta t)^{0,33}}{Pr^{1,54} Gr^{0,41}}\right] [0{,}63 + 0{,}35 (Gr \cdot Pr)^{0,17}]^2. \qquad (3)$$

Результаты опытов Лемлиха близко совпадают с данными Мартинелли и Бельтера. Причину интенсификации процесса теплоотдачи Лемлих видит в том, что пограничный слой, окружающий нагретую проволоку, растягивается. Однако в результате колебаний с такими большими амплитудами у проволоки должны получить развитие акустические течения. В этом можно убедиться, обратившись к работе Веста [7]. Он изучил акустические течения в окрестности колеблющейся цилиндрической шпильки диаметром 0,77 *мм*. Амплитуды смещения составляли 0,18 —

0,55 *мм*, частота — от нескольких герц до 550 *гц*. В окрестности шпильки было получено четыре течения, так же как и в опытах [5, 6]. Для амплитуд, превосходящих 0,45 *мм*, течения усложнялись. В области, ближайшей к поверхности шпильки, получали развитие внутренние течения, направленные в обратную сторону по отношению к наружным. Истинной причиной интенсификации процесса теплоотдачи в опытах Лемлера следует считать появление у проволок акустических течений.

Если на процесс конвективного теплообмена влияют акустические течения, то теплоотдача определяется тепловыми и гидродинамическими явлениями. Тогда процесс теплоотдачи можно описать системой уравнений теплообмена, теплопроводности, движения и сплошности. Уравнение теплообмена

$$\alpha = -\frac{\lambda}{\theta}\frac{\partial t}{\partial n} \tag{4}$$

и уравнение теплопроводности

$$\frac{dt}{d\tau} = a\nabla^2 t \tag{5}$$

имеют одинаковый вид как для случая естественной конвекции, так и при вынужденном движении окружающей среды, когда поток создается вентилятором. Уравнения (4) и (5) не отличаются от обычных уравнений, применяемых в теории теплопередачи. Обработка их по методу теории подобия позволяет получить общеизвестные критерии: Фурье (*Fo*), Пеклé (*Pe*), Нуссельта (*Nu*). Уравнение сплошности

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \nabla(\rho u) = 0 \tag{6}$$

не приводит к каким-либо критериям. Новые критерии подобия можно получить из уравнения движения. Чтобы установить вид этих критериев, рассмотрим отдельно случаи естественной и вынужденной конвекции.

Движение в случае естественной конвекции складывается из поступательного, создаваемого естественной конвекцией, колебательного и движения акустического течения. Уравнение такого движения можно получить, складывая, соответственно, левые и правые стороны уравнений, написанных в одинаковой форме, для установившегося движения вязкой сжимаемой жидкости и акустического течения. В качестве первого возьмем за исходное следующее:

$$p_0(\vec{u}_c\nabla)\vec{u}_c + \vec{u}_c\nabla(p_0\vec{u}_c) = -\nabla P - \rho_0\beta\vec{g}\theta + \frac{4}{3}\mu\nabla\nabla\vec{u}_c - \mu\cdot\nabla\cdot\nabla\cdot\vec{u}_c, \tag{7}$$

где $\vec{u}_c$ — вектор скорости установившегося движения, создаваемого естественной конвекцией; $\theta = t_w - t_f$ разность между температурами стенки и жидкости.

Исключим из уравнения (7) градиенты, применив операцию ротора для обеих частей уравнения:

$$\nabla\cdot[\rho_0(\vec{u}_c\cdot\nabla)\vec{u}_c + \vec{u}_c\nabla\cdot(\rho_0\vec{u}_c)] = -\rho_0\beta\nabla\cdot\vec{g}\theta - \mu\nabla\cdot\nabla\cdot\nabla\cdot\vec{u}_c. \tag{8}$$

Для описания акустического течения воспользуемся уравнением Вестервельта [8]:

$$\nabla\cdot\nabla\cdot\rho_0\overline{\vec{u}_1\vec{u}_1} = -\mu\nabla\cdot\nabla\cdot\nabla\cdot\vec{u}_2, \tag{9}$$

где $\vec{u}_1$ — вектор скорости колебательного движения, $\vec{u}_2$ — вектор скорости акустического течения, $\rho_0\overline{\vec{u}_1\vec{u}_1}$ — среднее значение тензора давления акустической радиации. Складывая, соответственно, левые и правые части уравнений (8) и (9), получим:

$$\nabla\cdot[\rho_0(\vec{u}_c\cdot\nabla)\vec{u}_c + \vec{u}_c\nabla\cdot(\rho_0\vec{u}_c)] + \nabla\cdot\nabla\rho_0\overline{\vec{u}_1\vec{u}_1} = \rho_0\beta\nabla\cdot\vec{g}\theta - \mu\nabla\cdot\nabla\cdot\nabla(\vec{u}_c + \vec{u}_2). \tag{10}$$

Из уравнения (10) можно получить новый критерий подобия

$$K_c = \frac{|\rho_0 \overline{\vec{u}_1 \vec{u}_1}|}{\rho_0 \beta \vec{g} \theta l}. \tag{11}$$

Он представляет собой отношение градиента модуля давления акустической радиации $\frac{|P|}{l} = \frac{|\rho_0 \overline{\vec{u}_1 \vec{u}_1}|}{l}$ к подъемной силе единицы объема жидкости $\rho_0 \beta \vec{g} \theta$. Именно эти величины определяют характер протекания данного явления. Чем больше это отношение и, следовательно, критерий, тем сильнее должно сказываться влияние акустических течений на процесс теплоотдачи. Характерный размер, входящий в критерий подобия, следует выбирать в зависимости от условий опыта.

Перейдем к случаю вынужденной конвекции. Если движение среды создается вентилятором, то для установившегося движения вязкой сжимаемой жидкости можно написать следующее уравнение:

$$\rho_0 (\vec{u}_b \cdot \nabla) \vec{u}_b + \vec{u}_b \nabla \cdot (\rho_0 \vec{u}_b) = -\nabla P + \frac{4}{3} \mu \nabla \nabla \vec{u}_b - \mu \nabla \cdot \nabla \cdot \vec{u}_b, \tag{12}$$

где $\vec{u}_b$ — скорость установившегося вынужденного движения потока. Применив к этому уравнению операцию ротора, получим:

$$\nabla \cdot [\rho_0 (\vec{u}_b \cdot \nabla) \vec{u}_b + \vec{u}_b \nabla \cdot (\rho_0 \vec{u}_b)] = -\mu \nabla \cdot \nabla \cdot \nabla \cdot \vec{u}_b. \tag{13}$$

Сложив, соответственно, левые и правые стороны уравнений (9) и (13), получим:

$$\nabla \cdot [\rho_0 (\vec{u}_b \nabla) \vec{u}_b + \vec{u}_b \nabla \cdot (\rho_0 \vec{u}_b)] + \nabla \cdot \nabla \cdot \rho_0 \overline{\vec{u}_1 \vec{u}_1} = -\mu \nabla \cdot \nabla \cdot \nabla \cdot (\vec{u}_b + \vec{u}_2). \tag{14}$$

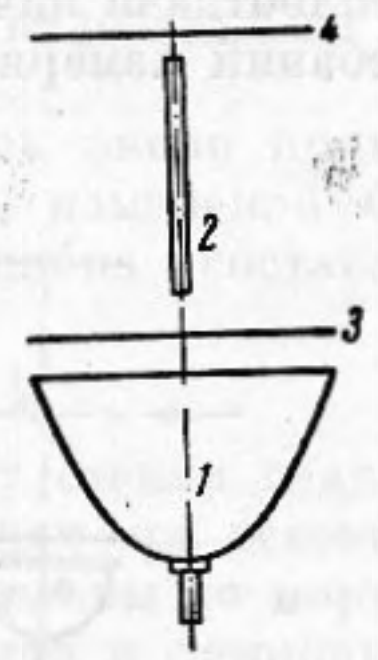
Из уравнения (14) может быть получен новый критерий для вынужденного движения

$$K_b = \frac{|\rho_0 \overline{\vec{u}_1 \vec{u}_1}|}{\rho_0 u_b^2}. \tag{15}$$

Этот критерий является аналогом критерия Эйлера и представляет собой отношение модуля давления акустической радиации к динамическому давлению. Содержание этого критерия отвечает физическому смыслу наблюдаемых явлений, так как влияние акустических течений на теплообмен должно возрастать с увеличением интенсивности колебаний и уменьшаться с увеличением скорости потока. Критериальные уравнения конвективного теплообмена будут иметь следующий вид: для естественной конвекции $Nu = f(K_c)$ и для вынужденной $Nu = f(K_b)$. За определяющую температуру, как обычно, будем принимать для естественной конвекции среднюю температуру пограничного слоя $t_m = \frac{t_w + t_f}{2}$ и для вынужденного движения температуру потока t_f.

Для выяснения влияния акустических течений на процесс теплоотдачи были проведены опыты. При естественной конвекции определялся коэффициент теплоотдачи α для различных значений произведения $Gr \cdot Pr$, причем нагретый цилиндр с гладкой поверхностью помещался в акустическую стоячую волну, характеризовавшуюся различной длиной и интенсивностью. Ось цилиндра была направлена перпендикулярно фронту волны. Схема опыта показана на фиг. 1, где *1* — свисток Гартмана, помещенный в параболический рефлектор; *2* — гладкая латунная калориметрическая трубка диаметром 2,4 *см* и длиной 32,5 *см*; *3* — бумажная перегородка толщиной 30 μ, задерживающая потоки воздуха, исходящие от вибратора; *4* — отражающая перегородка, необходимая для получения стоячих волн. Калориметрическая трубка была снабжена электрическим нагревателем и термопарой для измерения температуры стенки.

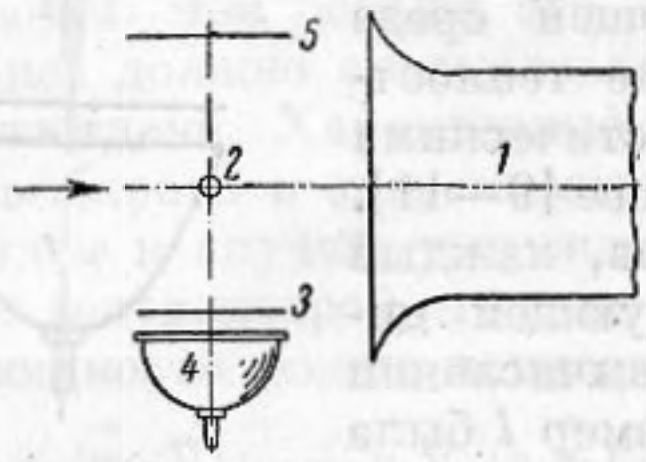
Интенсивность акустических колебаний измерялась радиометром и во время опытов изменялась в пределах 0,03—0,16 *вт/см*². Длина волны замерялась трубкой Кундта, причем частота колебаний изменялась от 8 до 30 *кгц*. Значения $(Gr \cdot Pr)_m$ изменялись от $25 \cdot 10^3$ до $100 \cdot 10^3$. Результаты опытов были обработаны в критериях подобия и нанесены в логарифмической анаморфозе на график. Несмотря на некоторый разброс точек, они группируются около прямой, выражаемой уравнением $Nu_m = 10(K_c)_m^{0,15}$. При интенсивности колебаний в центральной части пучка $I_0 = 0{,}16$ *вт/см*² и длине волны $\lambda = 2{,}5$ *см* теплоотдача от стенки нагретого цилиндра к окружающей среде возрастала примерно в два раза. Увеличение теплоотдачи вызывалось осесимметричными акустическими течениями, характер которых был описан ранее [9—11]. Это ряд встречных осесимметричных потоков, каждый из которых имеет протяжение вдоль образующей цилиндра, равное полуволне. Поэтому при вычислении критерия подобия K_c за характерный размер l была принята величина $\frac{\lambda}{2}$. Дальнейшие опыты проводились с нагретым цилиндром, в стенках которого помещалась резонансная система. Устройство таких калориметрических трубок описано в более ранней работе [12]. Собственная частота колебаний резонаторов составляла величину $f = 13{,}6$ *кгц*. Резонансная система возбуждалась внешними колебаниями, интенсивность которых изменялась в пределах от $I_0 = 0{,}0455$ *вт/см*² до $I_0 = 0{,}237$ *вт/см*² и значение $(Gr \cdot Pr)_m$ от $38 \cdot 10^3$ до $58 \cdot 10^3$. Результаты опытов могут быть выражены эмпирической формулой $Nu_m = 80\,(K_c)_m^{0,35}$. Этот результат характерен, конечно, только для исследованной резонансной системы. Вообще же достигаемый эффект зависит от количества резонаторов в стенке цилиндра, их размеров и формы. Обращает на себя внимание значительный наклон прямой, отвечающей эмпирической формуле, что свидетельствует о большом влиянии интенсивности внешних колебаний на процесс теплоотдачи. При интенсивности внешних колебаний $I_0 = 0{,}237$ *вт/см*² и длине волны $\lambda = 2{,}5$ *см*, теплоотдача от стенки цилиндра к окружающей воздушной среде возрастала примерно в пять раз. Увеличение процесса теплоотдачи вызывается акустическими течениями, форма которых была описана ранее [12, 13]. У каждого резонатора возникает характерное, симметричное по отношению к оси резонатора, течение, вызывающее очень сильные возмущения в ламинарном подслое и пограничном слое цилиндра.



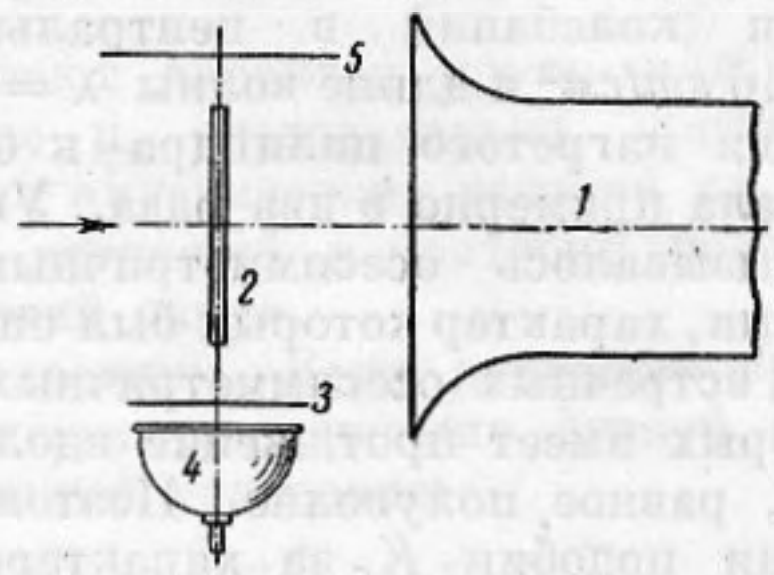
Фиг. 1

Эффект интенсификации процесса теплоотдачи под действием акустических течений наблюдается и при вынужденной конвекции. Акустические течения возможно создать у стенки твердого тела, омываемого потоком. С помощью этих течений можно влиять на пограничный слой, окружающий тело, как уже было описано ранее [14]. Изменения в пограничном слое влияют на процесс теплоотдачи. Для выяснения влияния акустических течений на конвективный теплообмен при вынужденной конвекции были проведены опыты по схеме, приведенной на фиг. 2, где *1* — входной участок аэродинамической трубы; *2* — гладкая цилиндрическая латунная трубка с электрическим нагревателем и термопарой для измерения температуры стенки; 3 — бумажная перегородка; *4* — свисток Гартмана; *5* — отражающее плоское препятствие. Стрелкой показано направление потока воздуха, втекающего в аэродинамическую трубу. Этот поток омывает цилиндр поперечно. Под действием стоячих волн у стенки цилиндра возникали плоские акустические течения, направленные против обратных гидродинамических течений, имеющих место в кормовой части цилиндра и вызывающих отрыв пограничного слоя. Вследствие компенсации этих течений линия отрыва пограничного слоя перемещалась к корме

цилиндра и угол обхвата цилиндра слоем возрастал. Изменения в пограничном слое влияли на интенсивность процесса теплоотдачи. При проведении экспериментов измерялись следующие величины: скорость потока, температуры стенки цилиндра и окружающей среды, электрическая мощность, потребляемая нагревателем трубки, интенсивность акустических колебаний и длина волны. Методика опытов по определению коэффициента теплоотдачи ничем не отличалась от обычно принятой. Интенсивность колебаний измерялась радиометром, длина волны — трубкой Кундта. Эти



Фиг. 2



Фиг. 3

измерения акустического поля выполнялись при остановленном вентиляторе. Маломощность акустического излучателя позволяла организовать наблюдения только в узком диапазоне частот и интенсивностей излучаемых колебаний. Ограниченная мощность излучателя устанавливала предел также для скорости потока, величина которой 1,45 — 1,7 *м/сек*, и отвечала числу Рейнольдса от 1450 до 1775. Наблюдения велись при двух значениях длин волн: $\lambda = 2$ *см* и $\lambda = 2{,}5$ *см*. Интенсивность в центральной части пучка (I_0) изменялась в пределах от 0,031 до 0,336 *вт/см*^{2}. Максимальное увеличение коэффициента теплоотдачи составляло около 50%. После обработки результатов опытов получено уравнение связи между критериями $Nu_f = 27(K_b)_f^{0,2}$. Заметное увеличение теплообмена наблюдается, когда среднее значение колебательной скорости в акустической волне приближается к величине поступательной скорости потока.

Теплообмен возрастает также в том случае, если стоячая волна устанавливается вдоль образующей цилиндра. Схема такого опыта приведена на фиг. 3. Обозначения на этой фигуре те же, что и на фиг. 2. В этом случае пограничный слой деформируется иначе. Как было показано [14], в этом случае плотность воздуха в пограничном слое меняется на отдельных участках, каждый из которых имеет длину, равную полуволне.

Теплоотдача заметно увеличивается также и при продольном омывании потоком воздуха цилиндра, находящегося в акустическом поле стоячих волн. Особый характер носят явления, развивающиеся при омывании потоком цилиндров, в стенках которых устроены резонансные системы. Даже при отсутствии внешних акустических колебаний теплоотдача от стенок таких цилиндров к омывающему их потоку значительно выше, чем от цилиндров с гладкими стенками. Об этом уже сообщалось в более ранней работе [15]. При возбуждении резонансной системы внешними колебаниями возможно получить дополнительное увеличение теплоотдачи за счет изменений в пограничном слое цилиндра [12]. Возникающие у возбужденных резонаторов акустические течения столь сильны, что легко пронизывают и возмущают пограничный слой. Для небольших скоростей потока, порядка 1,5—3,0 *м/сек*, теплоотдача от стенки цилиндра к потоку при поперечном омывании возрастала в 1,5—2 раза. Эффект интенсификации процесса теплоотдачи ощущался и при скоростях потока свыше 20 *м/сек*. Дополнительное возрастание коэффициента теплоотдачи под влиянием акустических течений при таких скоростях составляло величину 20—25%. При постоянной скорости потока эффект интенсификации теплоотдачи нарастает с увеличением интенсивности внешних колебаний.

Для поперечного обтекания цилиндра, при значении $Re_f = 4750$, было получено критериальное уравнение $Nu_f = 115\ (K_b)_f^{0,25}$. Интенсивность внешних колебаний I_0 изменялась в пределах 0,0455—0,327 *вт/см*². При тех же условиях для продольного обтекания получено уравнение связи между критериями подобия $Nu_f = 95\ (K_b)_f^{0,62}$. Обращает на себя внимание значительный наклон прямых, описываемых полученными уравнениями. Это свидетельствует о большом влиянии интенсивности колебаний на процесс теплоотдачи.

Судя по степени разброса экспериментальных точек около прямых, описываемых критериальными уравнениями, точность измерений была достаточна. Суммарная относительная возможная ошибка составляла величину порядка 10—12%.

Выводы

Осесимметричное и плоское акустические течения у стенки гладкого цилиндра оказывают заметное влияние на теплообмен как при естественной, так и вынужденной конвекции. Эти течения направлены по нормали к поверхности и глубоко проникают в пограничный слой и ламинарный подслой. Вследствие этого состояние пограничного слоя и ламинарного подслоя претерпевает различные изменения, такие как деформация слоя, смещение в иное положение, турбулизация. Результатом этих изменений и является интенсификация процесса теплоотдачи. Осесимметричные акустические течения у возбужденных резонансных систем пронизывают пограничный слой и внедряются в поток, вызывая сильные возмущения в ламинарном подслое, пограничном слое и в потоке, омывающем цилиндр. Следствием этого является значительное увеличение теплоотдачи при естественной и вынужденной конвекции. Во втором случае, когда теплоотдача от стенки с резонансной системой к потоку вообще значительно выше, чем от гладкой стенки, возбуждение резонаторов внешними колебаниями дает заметный дополнительный эффект.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Прандтль. Гидроаэромеханика. М., ИЛ, 1951.
2. А. А. Гухман. Некоторые вопросы теории процессов конвективного теплообмена высокой интенсивности. Ж. техн. физ., 1953, **23**, 6, 1064—1114.
3. R. C. Martinelli, L. M. K. Boelter. The effect of vibration upon free convection from horizontal cylinders. Heating-Piping and Air Conditioning, 1939, **11**, 8, 525—527.
4. H. Schlichting. Berechnung ebener periodischer Grenzschichtströmmungen. Phys. Zeitschr., 1932, **33**, 8, 327—335.
5. E. N. Da C. Andrade. On the circulations caused by the vibration of air in a tube. Proc. Roy. Soc. A, 1931, **134** A, 824, 445—470.
6. R. Lemlich. Effect of vibration on natural convective heat transfer. Industr. and Engng Chem., 1955, **47**, 6, 1175—1180.
7. G. D. West. Circulations occurring in acoustic phenomena. Proc. Phys. Soc. B, 1951, **64**, 6, 378, 483—487.
8. P. J. Westervelt. The theory of steady rotational flow generated by a sound field. J. Acoust. Soc. America, 1953, **25**, 1, 60—67.
9. П. Н. Кубанский. Течение у нагретого твердого тела в стоячей акустической волне. Докл. АН СССР, 1952, **82**, 4, 585—588.
10. П. Н. Кубанский. Течение у нагретого твердого тела в стоячей акустической волне. Ж. техн. физ., 1952, **22**, 4, 585—592.
11. П. Н. Кубанский. Осесимметричное акустическое течение у стенок цилиндра. Ж. техн. физ., 1957, **27**, 6, 1272—1275.
12. П. Н. Кубанский. Поведение резонансной системы в поле акустических волн большой амплитуды. Ж. техн. физ., 1952, **22**, 9, 1483—1493.
13. П. Н. Кубанский. Осесимметричное акустическое течение у резонатора. Акуст. ж., 1957, **3**, 4, 337—341.
14. П. Н. Кубанский. Влияние акустических колебаний конечной амплитуды на пограничный слой. Ж. техн. физ., 1952, **22**, 4, 593—601.
15. П. Н. Кубанский. Поведение резонансной системы в потоке. Ж. техн. физ., 1957, **27**, 1, 180—188.

Ленинградский технологический институт

Поступила в редакцию 25 октября 1957 г.