

Куликов Ю.А.¹, д.т.н., Гончаров А.В.¹, Семенова Н.Ю.²

1 — ВНУ им. В. Даля, г. Луганск, 2 — Политехнический колледж ЛНАУ, г. Луганск

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В РАДИАТОРАХ СИСТЕМ ОХЛАЖДЕНИЯ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ АВТОМОБИЛЕЙ

Проведены теоретические и экспериментальные исследования процесса конвективного теплообмена на поверхности пластин с просечками в виде жалюзи радиатора системы охлаждения двигателя внутреннего сгорания автомобиля.

Введение

В конструкции многих автомобильных радиаторов применяются в ореляющих пластинах отогнутые просечки, расположенные навстречу потоку воздуха в виде жалюзи по их поверхности. Эти просечки выполнены с целью периодического разрушения пограничного слоя, который формируется вдоль ореляния, увеличивая при этом термическое сопротивление теплопередаче, что, в свою очередь, уменьшает теплоотдачу от ребер радиатора к воздуху. Отогнутые просечки схематично представлены на рис. 1.

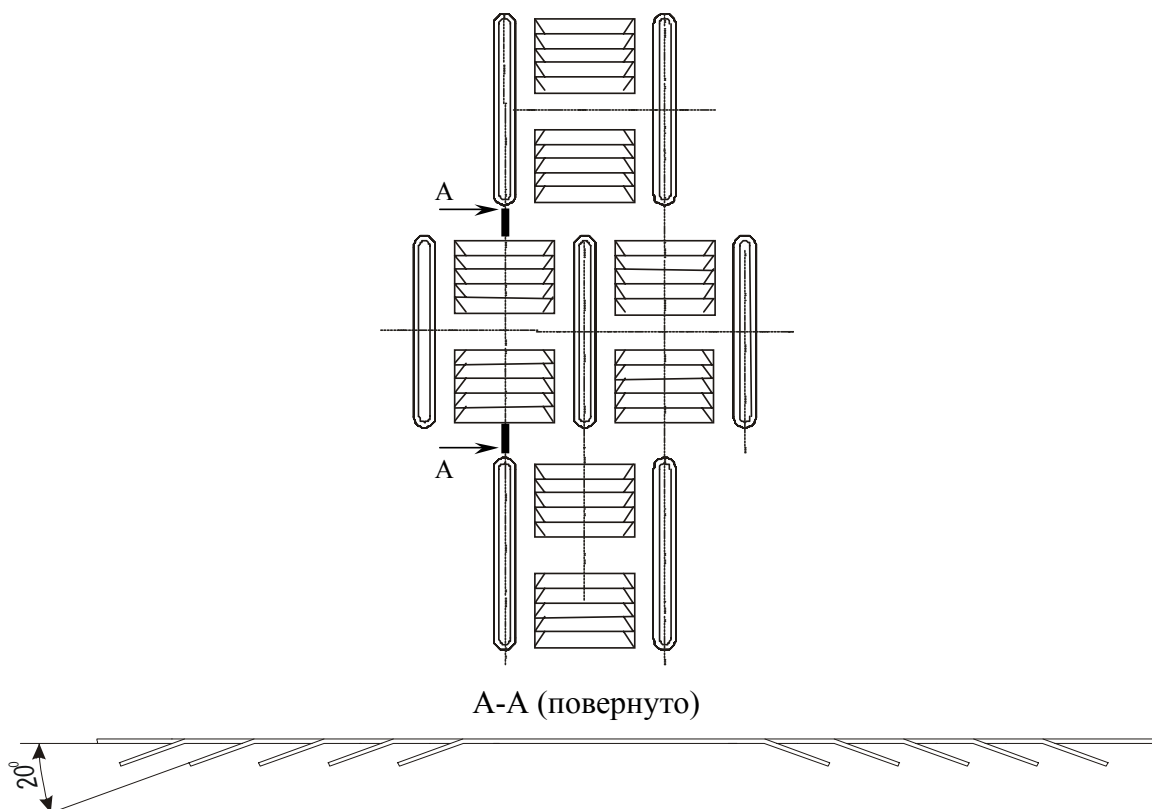


Рис. 1. Схема просечек типа «жалюзи» в пластинах коллективного ореляния пучка трубок шахматного расположения

В связи с этим была поставлена задача аналитическим путем получить зависимость, характеризующую интенсивность процесса конвективного теплообмена для поверхности с просечками в виде жалюзи.

Исследования процесса конвективного теплообмена на поверхности с просечками в виде жалюзи

При изучении процессов конвективного теплообмена конечной целью исследований обычно является установление зависимостей между различными факторами, которые характеризуют данный процесс. В ходе многочисленных исследований процессов конвективного теплообмена [1, 2, 3, 4, 5, 6] были получены эмпирические зависимости, которые можно использовать при описании процессов конвективного теплообмена на поверхностях со сложным профилем.

Характеристики для пластины с просечками могут быть получены экспериментальным путем. Однако в связи со сложностью процессов динамического и теплового взаимодействия потока с поверхностью, имеющей отогнутые просечки, были предприняты попытки аналитическим путем получить зависимость, характеризующую интенсивность процесса конвективного теплообмена для поверхности с просечками.

При этом были приняты следующие допущения: режим потока теплоносителя стационарный, процесс конвективного теплообмена рассматривается при обтекании гладкой пластины потоком воздуха, а влияние просечек учитывается коэффициентом, определяемым экспериментальным путем.

Решение задач теплопроводности связано с определением полей температур и тепловых потоков. Процессы передачи теплоты описываются законом Фурье, который для количества теплоты, прошедшего за единицу времени через единицу изотермической поверхности, имеет вид:

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} = -\lambda \text{grad}t, \quad (1)$$

где λ – коэффициент теплопроводности вещества, $\frac{Вт}{м \cdot К}$;

$\frac{\partial t}{\partial n} = \text{grad}t$ – температурный градиент, $\frac{К}{м}$.

В уравнении (1) неизвестным является распределение температур в теле. Поля температур определяются из дифференциального уравнения теплопроводности, которое было получено на основе закона сохранения энергии:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) = a \nabla^2 t, \quad (2)$$

где $a = \frac{\lambda}{\rho \cdot C_p}$ – коэффициент температуропроводности, $\frac{м^2}{с}$.

Для моделирования конкретного процесса к уравнению (2) добавим математическое описание особенностей рассматриваемого процесса теплопроводности (условия однозначности):

- геометрические условия (форма и размеры тела);
- физические условия (теплофизические свойства тела и среды, а также их зависимости от температуры);
- временные условия (распределение температуры в теле и среде в начальный момент времени);
- граничные условия третьего рода (задаются температура окружающей среды и закон теплоотдачи между поверхностью и окружающей средой – закон Ньютона-Рихмана:

$$\left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_c = -\frac{\alpha}{\lambda} (t_c - t_{жс}).$$

При движении теплоносителя вдоль поверхности твердого тела образуется слой неподвижной жидкости, через который теплота передается теплопроводностью (перпендикулярно оси OY) (рис. 2):

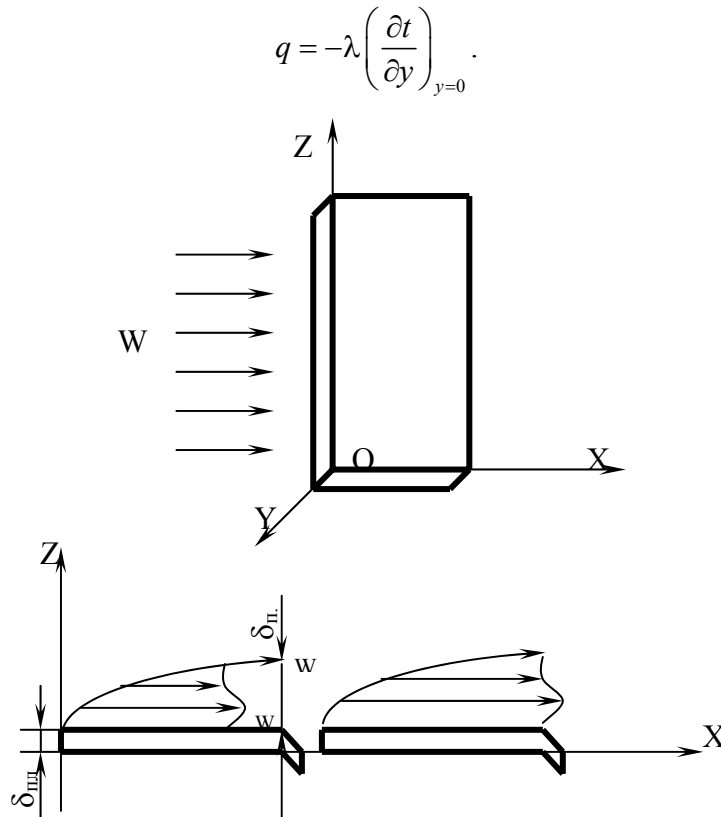


Рис. 2. Расчетная схема

При установившемся тепловом режиме:

$$\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{y=0} = \alpha (t_c - t_{жс}), \quad (3)$$

где α – коэффициент теплоотдачи, $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$;

t_c и $t_{жс}$ – температуры соответственно стенки и жидкости, $К$.

В уравнении (3) неизвестными являются α и $\left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{y=0}$. Градиент температуры можно

определить из уравнения (2), однако при этом появляются новые неизвестные (W_x , W_y и W_z). Так как процесс рассматривается в двухмерном пространстве, система дополняется двумя уравнениями движения несжимаемой вязкой жидкости Навье-Стокса:

$$\begin{aligned} \rho_0 \left(\frac{\partial W_x}{\partial \tau} + W_x \frac{\partial W_x}{\partial x} + W_y \frac{\partial W_x}{\partial y} \right) &= \rho_0 g_x \beta \vartheta - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 W_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_x}{\partial y^2} \right); \\ \rho_0 \left(\frac{\partial W_y}{\partial \tau} + W_x \frac{\partial W_y}{\partial x} + W_y \frac{\partial W_y}{\partial y} \right) &= \rho_0 g_y \beta \vartheta - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 W_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_y}{\partial y^2} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где ρ_0 – плотность жидкости при температуре t_0 , $\frac{кг}{м^3}$;

β – коэффициент объемного расширения, $\frac{1}{K}$; $\vartheta = t - t_0$, K ; t_0 – начальная температура, K ; μ – коэффициент динамической вязкости жидкости, $\frac{H \cdot c}{M^2}$.

В уравнении (4) появляются дополнительные неизвестные $\frac{\partial P}{\partial x}$ и $\frac{\partial P}{\partial y}$. В связи с этим добавим уравнение сплошности для несжимаемой жидкости:

$$\frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_y}{\partial y} = 0. \quad (5)$$

Таким образом, имеем следующую систему из четырех уравнений с четырьмя неизвестными $(\frac{\partial P}{\partial x}, \frac{\partial P}{\partial y}, W_x, W_y)$:

$$\begin{cases} \frac{\partial W_x}{\partial \tau} + W_x \frac{\partial W_x}{\partial x} + W_y \frac{\partial W_x}{\partial y} = g_x \beta \vartheta - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 W_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_x}{\partial y^2} \right); \\ \frac{\partial W_y}{\partial \tau} + W_x \frac{\partial W_y}{\partial x} + W_y \frac{\partial W_y}{\partial y} = g_y \beta \vartheta - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\mu}{\rho_0} \left(\frac{\partial^2 W_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_y}{\partial y^2} \right); \\ \frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_y}{\partial y} = 0; \\ \frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right). \end{cases} \quad (6)$$

В нашем случае для стационарного плоского пограничного слоя сжимаемой жидкости при отсутствии процессов диффузии необходимо применять дифференциальные уравнения динамического пограничного слоя (уравнения движения и неразрывности), которые имеют следующий вид [5]:

$$\begin{aligned} \rho_0 \left(W_x \frac{\partial W_x}{\partial x} + W_y \frac{\partial W_x}{\partial y} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(2 \frac{\partial W_x}{\partial x} - \frac{\partial W_y}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial W_x}{\partial y} + \frac{\partial W_y}{\partial x} \right) \right]; \\ \rho_0 \left(W_x \frac{\partial W_y}{\partial x} + W_y \frac{\partial W_y}{\partial y} \right) &= -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(2 \frac{\partial W_y}{\partial y} - \frac{\partial W_x}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial W_x}{\partial y} + \frac{\partial W_y}{\partial x} \right) \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho_0 W_x) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_0 W_y) = 0. \quad (8)$$

Преобразуем уравнения (7) и (8). Примем во внимание, что толщина пограничного слоя δ мала по сравнению с расстоянием X . Примем порядок величин W_x и X равным единице.

Из уравнения неразрывности (8) следует, что поперечная скорость W_y также имеет порядок δ , если порядок $\rho \approx 1$. Так как $W_x \sim 1$ и $X \sim 1$, следовательно, $\frac{\partial W_x}{\partial x} \sim 1$ и $\frac{\partial^2 W_x}{\partial x^2} \sim 1$,

$$\frac{\partial W_x}{\partial y} \sim \frac{1}{\delta} \text{ и } \frac{\partial^2 W_x}{\partial y^2} \sim \frac{1}{\delta^2}.$$

Порядок величины $\frac{\partial P}{\partial x}$ определяется из того, что в случае движения потока теплоносителя на гладкой пластине с достаточно большими числами Рейнольдса ($Re > 5000$) внешняя область течения описывается уравнением [7]:

$$\frac{\partial P}{\partial x} + \rho_{\infty} W_{\infty} \frac{\partial W_{\infty}}{\partial x} = 0. \quad (9)$$

Градиент давления не может изменить своего порядка из-за наличия тонкого пограничного слоя, поэтому порядок $\frac{\partial P}{\partial x}$ принимаем равным единице.

Что касается правой части уравнения (7), то из всех членов, содержащих такой параметр, как динамическая вязкость μ , целесообразно оставить лишь член $\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial W_x}{\partial y} \right)$, имеющий порядок $\frac{1}{\delta^2}$ [8].

Из второго уравнения движения (7) следует, что производная $\frac{\partial P}{\partial y}$ должна быть порядка δ , так как все остальные члены этого уравнения имеют более низкий или такой же порядок, а изменением давления поперек пограничного слоя можно пренебречь. Поэтому давление поперек пограничного слоя остается постоянным и равным давлению на внешней границе пограничного слоя [5].

Таким образом, получим следующую систему уравнений:

$$\rho_0 \left(W_x \frac{\partial W_x}{\partial x} + W_y \frac{\partial W_x}{\partial y} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial W_x}{\partial y} \right); \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho_0 W_x) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_0 W_y) = 0. \quad (11)$$

Получим интегральное уравнение движения путем интегрирования по толщине пограничного слоя, которое выражает закон сохранения количества движения теплоносителя, протекающего через данное сечение пограничного слоя.

Из уравнения (10) следует:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} (\rho_0 \cdot W_x^2) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_0 \cdot W_x \cdot W_y) = \rho_{\infty} \cdot W_{\infty} \frac{\partial W_{\infty}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial W_x}{\partial y} \right). \quad (12)$$

Все члены уравнения (11) умножим на значение скорости потока на внешней границе W_{∞} :

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho_0 \cdot W_x) \cdot W_{\infty} + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_0 \cdot W_y) \cdot W_{\infty} = 0. \quad (13)$$

Вычтя почленно из уравнения (12) уравнение (13) и проинтегрировав каждый член полученного уравнения поперек пограничного слоя, получим:

$$\int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial x} \rho_0 W_x (W_{\infty} - W_x) dy + \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial y} \rho_0 W_y (W_{\infty} - W_x) dy + \int_0^{\infty} (\rho_{\infty} W_{\infty} - \rho_0 W_x) \frac{\partial W_{\infty}}{\partial x} dy = - \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial W_x}{\partial y} \right) dy. \quad (14)$$

В соответствии с рекомендациями [3, 5] представим два первых члена уравнения (14) в виде:

$$\int_0^{\infty} \rho_0 W_x (W_{\infty} - W_x) dy = \rho_{\infty} W_{\infty}^2 \int_0^{\infty} \frac{\rho_0 W_x}{\rho_{\infty} W_{\infty}} \left(1 - \frac{W_x}{W_{\infty}}\right) dy = \rho_{\infty} W_{\infty}^2 \delta^{**}; \quad (15)$$

$$\int_0^{\infty} (\rho_{\infty} W_{\infty} - \rho_0 W_x) dy = \rho_{\infty} W_{\infty} \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{\rho_0 W_x}{\rho_{\infty} W_{\infty}}\right) dy = \rho_{\infty} W_{\infty} \delta^*, \quad (16)$$

где δ^{**} – толщина потери импульса;

δ^* – толщина вытеснения.

Согласно данным [9] толщина потери импульса и толщина вытеснения для гладкой пластины выражаются следующим образом:

$$\delta^* = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{\rho_0 W_x}{\rho_{\infty} W_{\infty}}\right) dy; \quad (17)$$

$$\delta^{**} = \int_0^{\infty} \frac{\rho_0 W_x}{\rho_{\infty} W_{\infty}} \left(1 - \frac{W_x}{W_{\infty}}\right) dy. \quad (18)$$

Тогда с учетом (17) и (18) получим:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} (\rho_{\infty} W_{\infty}^2 \delta^{**}) + \rho_{\infty} W_{\infty} \delta^* \frac{\partial W_{\infty}}{\partial x} = \\ & = - \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial W_x}{\partial y} \right) dy + \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial y} \rho_0 W_y (W_{\infty} - W_x) dy. \end{aligned} \quad (19)$$

Решив отдельно два слагаемых правой части уравнения (19), получим:

$$- \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial W_x}{\partial y} \right) dy = - \mu \frac{\partial W_x}{\partial y} \Big|_0^{\infty}; \quad (20)$$

$$\int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial y} \rho_0 W_y (W_{\infty} - W_x) dy = \rho_0 W_y (W_{\infty} - W_x) \Big|_0^{\infty} = \rho_{cm} W_{cm} W_{\infty}, \quad (21)$$

где ρ_{cm} – плотность потока у стенки, $\frac{\kappa \rho}{m^3}$.

В соответствии с [9]:

$$- \mu \frac{\partial W_x}{\partial y} = \tau_{cm}, \quad (22)$$

где τ_{cm} – напряжение трения на стенке.

С учетом проведенных преобразований уравнение (14) будет иметь вид:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho_{\infty} W_{\infty}^2 \delta^{**}) + \rho_{\infty} W_{\infty} \delta^* \frac{\partial W_{\infty}}{\partial x} = \tau_{cm} + \rho_{cm} W_{cm} W_{\infty}. \quad (23)$$

Теперь аналогично рассмотрим уравнение энергии (2). Согласно [8] это уравнение может быть представлено в виде:

$$\begin{aligned} & \rho_0 \left[W_x \frac{\partial}{\partial x} (C_p \cdot T) + W_y \frac{\partial}{\partial y} (C_p \cdot T) \right] - W_x \frac{\partial P}{\partial x} - W_y \frac{\partial P}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right] - \mu \left[\frac{2}{3} \left(\frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_y}{\partial y} \right)^2 - 2 \left[\left(\frac{\partial W_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial W_y}{\partial y} \right)^2 \right] - \left(\frac{\partial W_x}{\partial y} + \frac{\partial W_y}{\partial x} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (24)$$

Выражение (24) можно упростить. Первые два члена в левой части уравнения – величины порядка единицы. Членом $W_y \frac{\partial P}{\partial y}$ можно пренебречь, в отличие от члена $W_x \frac{\partial P}{\partial x}$, так как давление поперек пограничного слоя остается практически постоянным. Среди членов уравнения, содержащих коэффициент динамической вязкости μ , следует оставить лишь $\mu \left(\frac{\partial W_x}{\partial y} \right)^2$, имеющий порядок $\frac{1}{\delta^2}$, так как все другие имеют меньший порядок. Таким образом, получим:

$$\rho_0 \left[W_x \frac{\partial}{\partial x} (C_p T) + W_y \frac{\partial}{\partial y} (C_p T) \right] - W_x \frac{\partial P}{\partial x} = + \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial W_x}{\partial y} \right)^2 \right]. \quad (25)$$

Проинтегрируем выражение (25) и с учетом уравнения неразрывности (6) получим:

$$C_p \left[\frac{\partial}{\partial x} \rho_0 W_x T^* + \frac{\partial}{\partial y} \rho_0 W_y T^* \right] = \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda \frac{\partial}{\partial y} \left(T^* + [\text{Pr}-1] \frac{W_x^2}{2C_p} \right) \right], \quad (26)$$

$$\text{где } T^* = T + \frac{W_x^2}{2C_p}.$$

Проинтегрировав уравнение (26) поперек пограничного слоя при условии, что скорость теплоносителя на стенке равна нулю ($W_x = 0$), получим:

$$\int_0^\infty \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda \frac{\partial}{\partial y} \left(T^* + (\text{Pr}-1) \frac{W_x^2}{2C_p} \right) \right] dy = \lambda \frac{\partial T^*}{\partial y} = q_{cm}. \quad (27)$$

Подставляя значения интегралов в уравнение (26) с учетом (23), получим:

$$\frac{d}{dx} \delta^{**} \rho_\infty W_\infty \Delta T = \frac{q_{cm} + C_p \rho_{cm} W_{cm} \Delta T}{C_p}, \quad (28)$$

$$\text{где } \Delta T = T_{cm} - T_{cm}^*.$$

Продифференцировав левую часть полученного уравнения, получим:

$$\frac{d}{dx} \delta^{**} \rho_\infty W_\infty \Delta T = \rho_\infty W_\infty \Delta T \left(\frac{d\delta^{**}}{dx} + \delta^{**} \left[\frac{1}{\Delta T} \frac{d\Delta T}{dx} + \frac{1}{W_\infty} \frac{dW_\infty}{dx} + \frac{1}{\rho_\infty} \frac{d\rho_\infty}{dx} \right] \right).$$

С учетом вышеизложенного выражение (28) с использованием критерия Нусельта можно представить в виде:

$$Nu = \frac{q_{cm} W_\infty l \rho_\infty C_{p_\infty}}{C_{p_\infty} \rho_\infty W_\infty \Delta T \lambda} = \frac{q_{cm} l}{\Delta T \lambda}. \quad (29)$$

С учетом выражения для толщины потери импульса (17) и толщины вытеснения (18) уравнение (29) можно представить в виде:

$$Nu = \frac{W l}{a} \left(\frac{d\delta^{**}}{dx} + \delta^{**} \left(\frac{1}{\Delta T} \frac{d\Delta T}{dx} + \frac{1}{W} \frac{dW}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} \right) - \frac{\rho_{cm} W_{cm}}{\rho W} \right). \quad (30)$$

Полученное уравнение справедливо для одной гладкой пластины, расположенной поперек потока теплоносителя, поэтому в случае обтекания воздухом пучка пластин необходимо в выражение (30) ввести коэффициент корреляции. Кроме того, когда пластины имеют отогнутые просечки, в уравнение (30) необходимо добавить поправочный коэффициент, учитывающий это влияние:

$$Nu = \frac{K_k C_{np} W l}{a} \left(\frac{d\delta^{**}}{dx} + \delta^{**} \left(\frac{1}{\Delta T} \frac{d\Delta T}{dx} + \frac{1}{W} \frac{dW}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} \right) - \frac{\rho_{cm} W_{cm}}{\rho W} \right), \quad (31)$$

где K_k – коэффициент корреляции;

C_{np} – коэффициент, учитывающий влияние отогнутых просечек на теплоотдачу пластины.

Для определения коэффициента корреляции K_k и поправочного коэффициента C_{np} , учитывающего влияние отогнутых просечек, были проведены экспериментальные исследования двух типов радиаторов, имеющих одинаковые геометрические характеристики и отличающиеся только тем, что один имел гладкие пластины, а другой – пластины с отогнутыми просечками. Результаты экспериментальных исследований представлены на рис. 3.

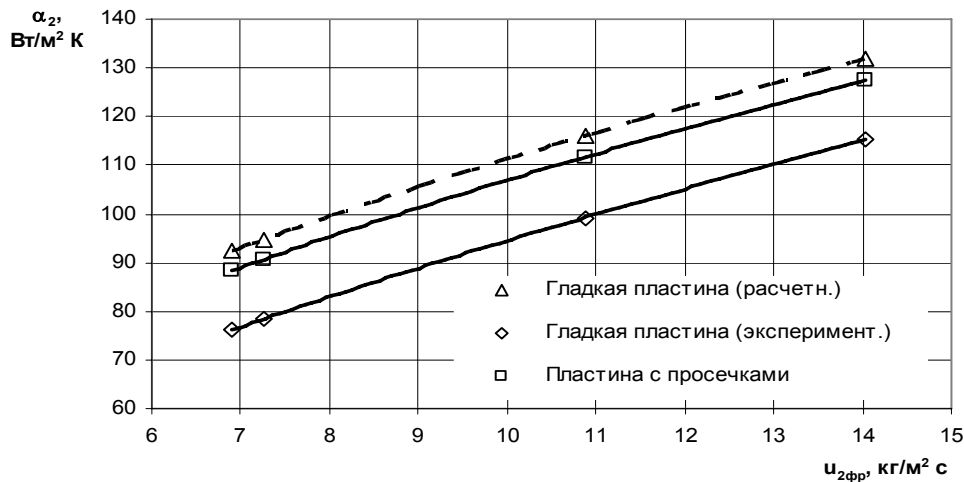


Рис. 3. Зависимость коэффициента теплоотдачи α_2 от массовой скорости воздуха перед фронтом радиатора $u_{2фр}$

Проведенные исследования позволили уточнить значение коэффициента корреляции $K_k = 0,82 \dots 0,87$ для уравнения (31), описывающего интенсивность процесса конвективного теплообмена. На рис. 3 представлены зависимости коэффициента теплоотдачи α_2 со стороны воздуха от массовой скорости движения холодного теплоносителя $u_{2фр}$, полученные по уравнению (30) и экспериментальным путем. Как видно из рис. 3, имеется достаточная сходимость результатов, что говорит о достоверности полученного теоретического решения, описывающего течение холодного теплоносителя в канале, образованном двумя пластинами.

Анализ результатов экспериментальных исследований показывает, что при прочих равных условиях коэффициент теплопередачи k и коэффициент теплоотдачи α_2 с поверхности пластин, имеющих отогнутые просечки выше, чем у радиатора с гладкими пластинами в диапазоне массовых скоростей воздуха перед фронтом $u_{2фр} = 7 \dots 14 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$ соответственно на 7...13 % и 10...15 %. Главным образом, это происходит за счет использования полезного аэродинамического эффекта от периодического разрушения пограничного слоя, образующегося на пластинах при прохождении через радиатор потока охлаждающего атмосферного воздуха и разрушающегося при прохождении через участки со встречно расположенными жалюзийными просечками.

В результате сравнения опытных значений коэффициента теплоотдачи ребер двух типов радиаторов был получен поправочный коэффициент C_{np} , учитывающий влияние отогнутых просечек на теплопередачу радиатора (рис. 4):

$$C_{np} = \frac{\alpha_{2np}}{\alpha_{2ст}} = 0,9077 + 0,0408 \cdot u_{2фр} - 0,0016 \cdot u_{2фр}^2, \quad (32)$$

где $\alpha_{2_{np}}$ – коэффициент теплоотдачи пластин с отогнутыми просечками, $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$;
 $\alpha_{2_{ст}}$ – коэффициент теплоотдачи гладких пластин, $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$.

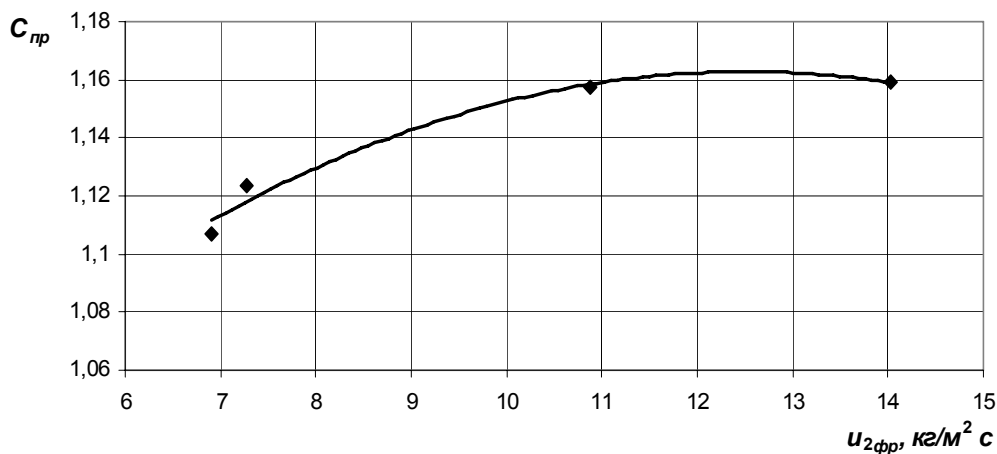


Рис. 4. Зависимость коэффициента, учитывающего влияние отогнутых просечек $C_{гр}$, от массовой скорости воздуха перед фронтом радиатора $u_{2фр}$

Полученное выражение справедливо при значениях массовой скорости воздуха перед фронтом радиатора $u_{2фр} = 7 \dots 14 \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$.

Данной зависимостью можно пользоваться для проведения расчетов радиаторов, имеющих как гладкие пластины, так и пластины с отогнутыми просечками типа жалюзи.

Выводы

В результате проведенных теоретических и экспериментальных исследований получено выражение (31), описывающее интенсивность процесса конвективного теплообмена радиатора, имеющего пластины с отогнутыми просечками типа жалюзи. Это позволяет дополнить математическую модель энергетического расчета системы охлаждения двигателя внутреннего сгорания автомобиля, которая позволяет учитывать влияние отогнутых просечек на коэффициент теплопередачи радиатора.

Список литературы

1. Куликов Ю.А. Системы охлаждения силовых установок тепловозов. – М.: Машиностроение, 1988. – 280 с.
2. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. – Изд. 2-е, стереотип. – М.: Энергия, 1977. – 342 с.
3. Жукаускас А.А. Конвективный перенос в теплообменниках. – М.: Наука, 1982. – 472 с.
4. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. Интенсификация теплообмена в каналах. – М.: Машиностроение, 1972. – 220 с.
5. Гухман А.А. Применение теории подобия к исследованию процессов тепломассообмена. – Изд. 2-е, переработ. и доп. – М.: Высш. школа, 1974. – 328 с.
6. Кутателадзе С.С. Справочник по теплопередаче. – М.: Госэнергоиздат, 1959. – 414 с.
7. Теория тепломассообмена: Учебник для вузов/ С. И. Исаев, И. А. Кожин, В. И. Кофанов и др. / Под ред. А. И. Леонтьева. – М.: Высш. школа, 1979. – 495 с.
8. Юдаев Б.Н. Теплопередача: Учебник для вузов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. школа, 1981. – 319 с.
9. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Пер. с нем. – М.: Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», 1974. – 712 с.

Стаття надійшла до редакції 22.04.07

© Куліков Ю.А., Гончаров А.В., Семенова Н.Ю., 2007