ЗАГРАДИТЕЛЬНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ПРИ МНОГОЩЕЛЕВОМ И РЕШЕТЧАТОМ ВДУВЕ В ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Э. П. Волчков, С. С. Кутателадзе, В. Я. Левченко, А. И. Леонтьев

(Новосибирск)

Предлагается аналитический метод расчета эффективности заградительного охлаждения плоской теплоизолированной стенки при многощелевой и решетчатой подаче охлаждающего газа. За меру эффективности тепловой защиты принимается безразмерная температура теплоизолированной стенки.

На первый взгляд, картина течения в пограничном слое для рассматриваемых случаев кажется более сложной, чем при вдуве охладителя через одиночную щель. Однако представляется возможным распространить и на эти случаи методы расчета, предложенные в работах [1,2].

Рассмотрим однородный турбулентный пограничный слой газа с постоянными физическими свойствами в заданном интервале температур. Поверхность (фиг. 1, *а*) обтекается потоком газа с температурой T_0 [°K] и скоростью w_0 [*м / сек*]. Охлаждающий газ вдувается через ряд последовательных щелей шириной $s_1, \ldots, s_n$ [*м*] соответственно с температурой $T_1, \ldots, T_n$ и скоростью $w_1, \ldots, w_n$. Сразу за сечением каждой щели имеется зона $x_1, \ldots, x_n$, в которой температура стенки не меняется и равна температуре вдуваемого газа. Протяженность этой зоны можно в первом приближении найти, используя известные формулы для затопленных струй [3].

Теплообмен через стенку отсутствует, а ее температура является функцией координаты x. Температура стенки за первой щелью может быть найдена по расчетам однощелевого охлаждения, например, как в работах [1,2]. Задача состоит в определении $T_w{}^*$ за второй, третьей и т. д. щелями. Для этой цели необходимо определить характерные параметры пограничного слоя в сечении каждой щели.

1. Толщина потери энергии в сечении второй щели может быть выражена следующим образом:

$$\delta_{T2}{}^{**} = \int_0^\infty \frac{\rho w}{\rho_0 w_0}\left(\frac{T_0 - T}{T_0 - T_2}\right) dy = \int_0^{s_2} \frac{\rho w}{\rho_0 w_0}\left(\frac{T_0 - T}{T_0 - T_2}\right) dy + \int_{s_2}^\infty \frac{\rho w}{\rho_0 w_0}\left(\frac{T_0 - T}{T_0 - T_2}\right) dy =$$

$$= m_2 s_2 + \frac{T_0 - T_{w2}{}^*}{T_0 - T_2}(\delta_{T_0}{}^{**})_2 \qquad \left(m_2 = \frac{\rho_2 w_2}{\rho_0 w_0}\right) \tag{1.1}$$

где m_2 — параметр вдува второй щели, $T_{w2}{}^*$ — температура стенки над второй щелью.

Интеграл

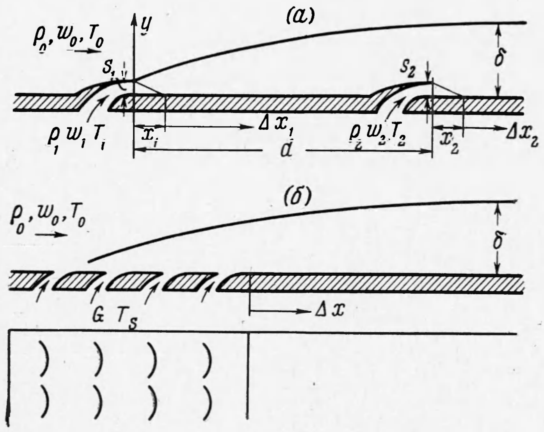
$$(\delta_{T_0}{}^{**})_2 = \int_{s_2}^\infty \frac{\rho w}{\rho_0 w_0}\left(\frac{T_0 - T}{T_0 - T_{w2}{}^*}\right) dy$$

представляет собой толщину потери энергии пограничного слоя над щелью в сечении второй щели. Интегрируя уравнение энергии пограничного слоя от $x = 0$ (сечение первой щели) до $x = d$ (сечение второй щели); при $q_w = 0$

$$\frac{d\delta_T{}^{**}}{dx} + \frac{\delta_T{}^{**}}{\Delta T}\frac{d(\Delta T)}{dx} = 0 \tag{1.2}$$

получаем, что эффективность защиты стенки над второй щелью равна

$$\frac{T_0 - T_{w2}{}^*}{T_0 - T_1} = \frac{\delta_{T1}{}^{**}}{(\delta_{T_0}{}^{**})_2} \qquad (\delta_{T_1}{}^{**} = m_1 s_1) \tag{1.3}$$



Фиг. 1. Схемы многощелевого (*а*) и решетчатого (*в*) охлаждений

Здесь $\delta_{T_1}{}^{**}$ — толщина потери энергии в сечении первой щели [1,2]. Соответственно из равенств (1.1) и (1.3) следует, что

$$\delta_{T2}{}^{**} = m_2 s_2 + \frac{T_0 - T_1}{T_0 - T_2}\delta_{T1}{}^{**} = m_2 s_2 + \frac{T_0 - T_1}{T_0 - T_2} m_1 s_1 \tag{1.4}$$

Аналогично можно показать, что толщина потери энергии в сечении третьей щели выражается следующим образом (при этом уравнение энергии пограничного слоя (1.2) интегрируется на участке между второй и третьей щелями):

$$\delta_{T3}^{**} = m_3 s_3 + \frac{T_0 - T_2}{T_0 - T_3}\delta_{T2}^{**} = m_3 s_3 + \frac{T_0 - T_2}{T_0 - T_3} m_2 s_2 + \frac{T_0 - T_1}{T_0 - T_2} m_1 s_1 \qquad (1.5)$$

И наконец, в сечении n-й щели

$$\delta_{Tn}^{**} = m_n s_n + \frac{T_0 - T_{n-1}}{T_0 - T_n}\delta_{T,n-1}^{**} \qquad (1.6)$$

или

$$\delta_{Tn}^{**} = m_n s_n + \frac{T_0 - T_{n-1}}{T_0 - T_n} m_{n-1} s_{n-1} + \frac{T_0 - T_{n-2}}{T_0 - T_n} m_{n-2} s_{n-2} + \ldots + \frac{T_0 - T_1}{T_0 - T_n} m_1 s_1 \qquad (1.7)$$

2. Толщина потери импульса определяется из решения уравнения импульсов пограничного слоя, которое для безградиентного обтекания имеет вид

$$\frac{dR^{**}}{dR_x} = \frac{C_f}{2} \qquad \left(R^{**} = \frac{\rho_0 w_0 \delta^{**}}{\mu_0},\ R_x = \frac{\rho w_0 x}{\mu_0},\ \delta^{**} = \int\limits_0^\infty \frac{\rho w}{\rho_0 w_0}\left(1 - \frac{w}{w_0}\right) dy\right) \qquad (2.1)$$

Здесь R^{**} — число Рейнольдса, построенное по толщине потери импульса; R_x — число Рейнольдса, построенное по продольной координате; C_f — локальное значение коэффициента трения; δ^{**} — толщина потери импульса. Считаем, как и в работах [1,2], пограничный слой на стенке развившимся турбулентным со степенным профилем скорости. При этом справедлив закон трения в форме

$$^1/_2\, C_f = A R^{**-a} \qquad (2.2)$$

Интегрируя уравнение (2.1) с учетом (2.2) на участке между первой и второй щелями, получим

$$R^{**} = [R_1^{**(a+1)} + A(a+1) R_x]^{\frac{1}{a+1}} \qquad (2.3)$$

Для степенного профиля скорости с показателем $n = {}^1/_7$ вычисления дают значения: $A = 0.0128$, $a = 0.25$. После преобразования равенства (2.3) имеем

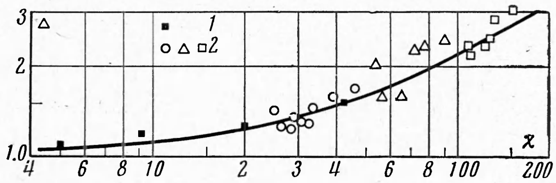
$$\Delta = [1 + 0.016\chi^{1.25}]^{0.8} \qquad \left(\Delta = \frac{\delta^{**}}{\delta_1^{**}},\quad \chi = \frac{x}{\delta_1^{**} R_x^{0.2}}\right) \qquad (2.4)$$

Здесь δ_1^{**} — толщина потери импульса в сечении первой щели. Зависимость $\Delta = \Delta(\chi)$, построенная на фиг. 2 по формуле (2.4), удовлетворительно подтверждается результатами опытов [4,5]. Толщина потери импульса пограничного слоя над щелью в сечении второй щели из равенства (2.4)

$$(\delta_0^{**})_2 = \left[\delta_1^{**1.25} + 0.016\left(\frac{d}{R_d^{0.2}}\right)^{1.25}\right]^{0.8} \qquad (2.5)$$

А полная толщина потери импульса в этом сечении с учетом вдува через щель

$$\delta_2^{**} = m_2 s_2\left(1 - \frac{w_2}{w_0}\right) + (\delta_0^{**})_2 \qquad (2.6)$$



Фиг. 2. Изменение толщины потери импульса при вдуве через тангенциальную щель ($w/sw_0 \leqslant 1$); точки: 1 — опыты [4] 2 — опыты [5]

Аналогично может быть найдена толщина потери импульса в сечении n-й щели

$$\delta_n^{**} = m_n s_n\left(1 - \frac{w_n}{w_0}\right) + (\delta_0^{**})_n \qquad (2.7)$$

Здесь $(\delta_0^{**})_n$ находится последовательным интегрированием уравнения импульсов в форме (2.1) с учетом закона трения (2.2) на участках между щелями.

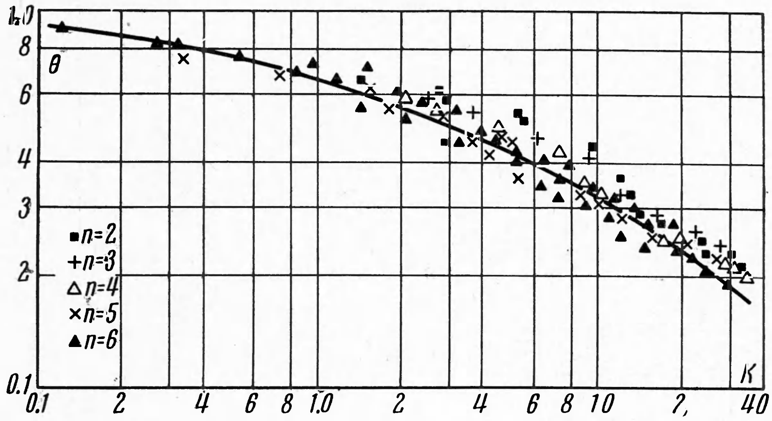
Локальный коэффициент трения за n-й щелью из уравнений (2.1) и (2.2) при граничном условии (2.7)

$$\frac{C_f}{2} = \frac{0.0128}{[R_n^{**1.25} + 0.016 R_{xn}]^{0.2}} \qquad (2.8)$$

Здесь x_n — расстояние, отсчитываемое от сечения n-й щели.

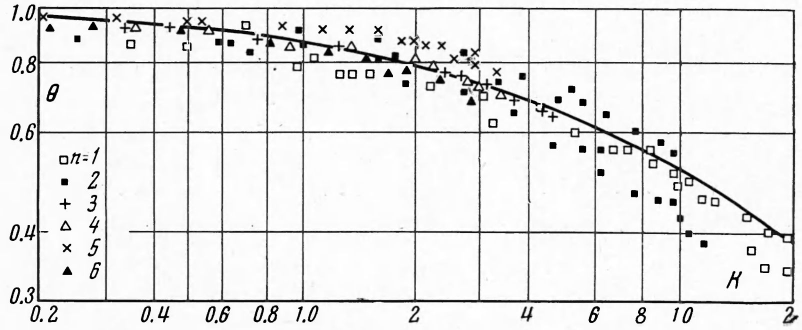
3. Рассматривается эффективность тепловой защиты. Из фиг. 2 видно, что локальное значение толщины потери импульса существенно отличается от значения в сечении щели только на больших расстояниях.

В работах [6,7] было показано, что локальные изменения в динамическом поле потока оказывают только вторичный эффект на процесс переноса тепла.



Фиг. 3. Кривая по формуле (3.6); точки; опыты [8] при $w_s / w_0 < 0.2$, $0 < d / s < 78$

В связи с этим при анализе эффективности тепловой защиты в первом приближении можно принять, что изменение импульса до n-й щели происходит только за счет вдува через щели (т. е. пренебрегаем трением на стенке между щелями до n-й щели).



Фиг. 4. Кривая по формуле (3.7); точки: опыты [8] при $0.615 < w_s / w_0 < 1.33$; $0 < d / S < 78$

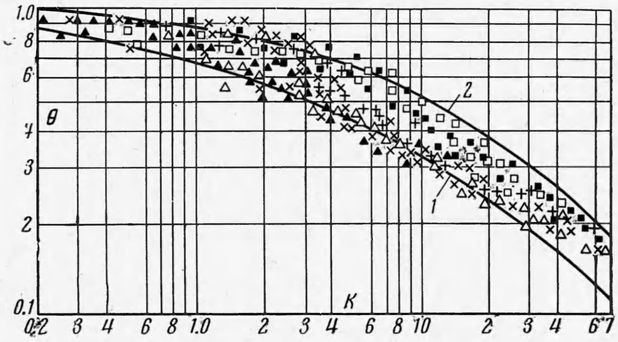
Тогда выражение для толщины потери импульса в сечении n-й щели упрощается и его можно представить в виде

$$\delta_n^{**} = \int_0^\infty \frac{\rho_1 w_1}{\rho_0 w_0}\left(1 - \frac{w_1}{w_0}\right) dy + \int_0^\infty \frac{\rho_2 w_2}{\rho_0 w_0}\left(1 - \frac{w_2}{w_0}\right) dy + \ldots \tag{3.1}$$

$$\ldots + \int_0^\infty \frac{\rho_n w_n}{\rho_0 w_0}\left(1 - \frac{w_n}{w_0}\right) dy = m_1 s_1 \left(1 - \frac{w_1}{w_0}\right) + m_2 s_2 \left(1 - \frac{w_2}{w_0}\right) + \ldots + m_n s_n \left(1 - \frac{w_n}{w_0}\right)$$

Формулы для расчета эффективности тепловой защиты теплоизолированной стенки при вдуве охладителя через ряд последовательных щелей можно получить, используя методы, предложенные для случая вдува охладителя через одиночную щель [1,2]. Отличие состоит только в определении начальных параметров пограничного слоя, которые рассчитываются в сечении n-й щели с учетом вдува охладителя через все предшествующие щели по равенствам (1.7) и (3.1). Эти величины учитываются как граничные условия при интегрировании уравнений энергии (1.2) и импульсов (2.1) пограничного слоя на стенке за n-й щелью.

Пользуясь методикой работы [2], можно показать, что полученные в ней формулы для эффективности тепловой завесы можно распространить и на случай многощелевого вдува охладителя.



Фиг. 5. Обобщение данных по охлаждению теплоизолированной стенки при многощелевом вдуве; кривые 1 и 2 — по формулам (3.6) и (3.7). Опытные точки [8] при $0 < w_s / w_0 < 1.33$ имеют те же обозначения, что и на фиг. 3 и 4

Следуя работе [2], для степенного профиля скорости с $n = 1/7$ получаем

$$\Theta = \left[\left(\frac{R_{Tx}^{**}}{R_{T\Delta x}^{**}}\right)^{0.25}\left(\frac{R_{\Delta x}^{**}}{R_x^{**}}\right)^{0.107} - 1\right]^{0.8}\left(\frac{R_{Tn}^{**}}{R_{Tx}^{**}}\right)^{0.2} \tag{3.2}$$

$$\Theta = \frac{T_0 - T_w^*}{T_0 - T_n}, \qquad \begin{aligned} R_{Tx}^{**} &= [R_{Tn}^{**1.25} + 0.016\, R_{\Delta xn}]^{0.8} \\ R_x^{**} &= [R_n^{**1.25} + 0.016\, R_{\Delta xn}]^{0.8} \\ R_{T\Delta x}^{**} &= R_{\Delta x}^{**} = [0.016\, R_{\Delta xn}]^{0.8} \end{aligned}$$

В дальнейшем примем для простоты, что

$$w_s = w_1 = \ldots = w_n, \qquad T_s = T_1 = \ldots = T_n, \qquad s_1 = \ldots = s_n \tag{3.3}$$

Тогда из (1.7) и (3.1) имеем:

$$\delta_{Tn}^{**} = nms, \qquad \delta_n^{**} = nms\left(1 - \frac{w_s}{w_0}\right) \tag{3.4}$$

При этих условиях равенство (3.2) можно преобразовать к следующему виду

$$\Theta = \frac{1}{(1 + 0.016\, K)^{0.16}}\left\{(1 + 62.5\, K^{-1})^{0.2}\left[1 + 62.5\left(1 - \frac{w_s}{w_0}\right)^{1.25} K^{-1}\right]^{-0.086} - 1\right\}^{0.8}$$

$$\Theta = \frac{T - T_w^*}{T_0 - T_s}, \qquad K = \frac{R_{\Delta xn}}{R_{Tn}^{**1.25}} = \frac{R_{\Delta xn}}{R_{ns}^{1.25}}, \qquad R_{ns} = \frac{\rho_s w_s n s}{\mu_0} \tag{3.5}$$

Из выражения (3.5) получаются следующие интерполяционные формулы для предельных случаев:

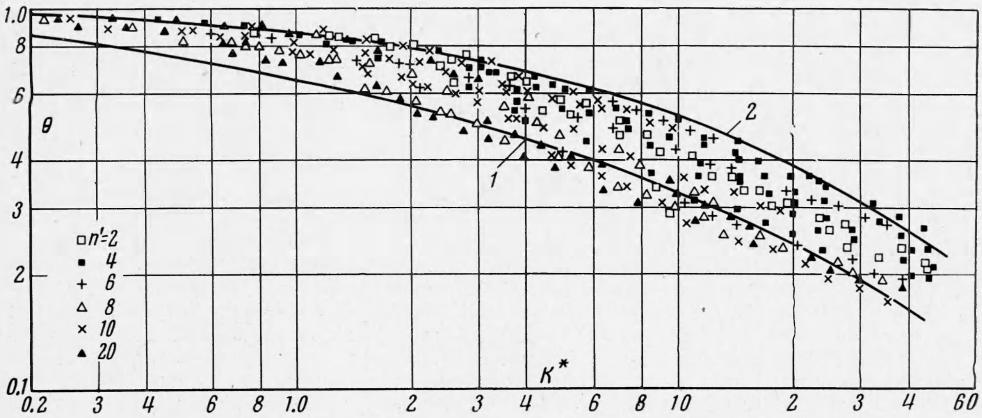
$$\Theta = \left[\left(1 + \frac{62.5}{K + 0.143}\right)^{0.114} - 1\right]^{0.8}(1 + 0.016K)^{-0.16} \quad \text{при } \frac{w_s}{w_0} \ll 1 \tag{3.6}$$

$$\Theta = \left[\left(1 + \frac{62.5}{K + 2}\right)^{0.2} - 1\right]^{0.8}(1 + 0.016\, K)^{-0.16} \quad \text{при } \frac{w_s}{w_0} \approx 1 \tag{3.7}$$

Сопоставление зависимости $\Theta = \Theta\,(K)$, построенной по формулам (3.6) и (3.7), с результатами опытов [8], дано на фиг. 3—5.

В экспериментах [9] по многощелевому и решетчатому вдуву охладителя в основном потоке уже над первой по потоку щелью имелся некоторый динамический и тепловой пограничный слой (т. е. имелась начальная толщина потери энергии, обусловленная охлаждением газа в пограничном слое до рабочего участка). Поэтому при сопоставлении с расчетом принимались во внимание только опыты, в которых толщина потери энергии за счет вдува через щели намного превышала бы начальную толщину потери энергии за счет охлаждения основного потока через стенку до первой щели (т. е. опыты, в которых $nms > 1$ *мм*).

Из фиг. 3—5 видно, что расчет подтверждается опытными данными по многощелевому охлаждению теплоизолированной стенки.



Фиг. 6. Зависимость эффективности тепловой защиты Θ от K^* при вдуве охладителя через тангенциальную решетку при $0 < w_s / w_0 < 1$; кривые *1* и *2* — расчет по формулам (3.6) и (3.7); точки — опыты [8]; при этом h' — количество открытых рядов прорезей

В работе [8] были получены также опытные данные при вдуве охладителя через решетчатую панель, в которой были сделаны тангенциальные прорези (фиг. 1, *в*).

В данном случае параметр K в формулах (3.5)—(3.7) приводится к следующей, удобной для практического пользования формуле:

$$K = (\mu_0/G)^{1.25} R\Delta x$$

Здесь G — расход охладителя на единицу ширины поверхности.

При таком его выражении не встает вопрос об определении эквивалентных по размеру щелей, как это делалось в работе [8]. Как видно из фиг. 6, даже в таком, на первый взгляд, сложном случае расчеты подтверждаются опытными данными [8].

Поступила 21 IV 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Сб. Трение и тепломассообмен в турбулентном пограничном слое (под ред. С. С. Кутателадзе). Изд. СО АН СССР, 1964.
2. Волчков Э. П., Левченко В. Я. Эффективность газовой завесы в турбулентном пограничном слое. ПМТФ, 1965. № 5
3. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. Физматгиз, 1960.
4. Гартнетт, Эккерт, Биркебак. Анализ основных характеристик турбулентного пограничного слоя с подачей воздуха через тангенциальные щели. Тр. Амер. об-ва инж.-мех. Теплопередача, сер. С, 1961, т. 83, № 3.
5. Себан, Бэк. Профили скорости и температуры в турбулентном пограничном слое при тангенциальном вдувании. Тр. Амер. об-ва инж.-мех. Теплопередача, сер. С, 1962, т. 84, № 1.
6. Эккерт Э. Р., Дрейк Р. М. Теория тепло- и массообмена. Госэнергоиздат, 1961.
7. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. Изд. СО АН СССР, 1962.
8. Чин, Скирвин, Барграф. Пленочное охлаждение при многощелевом и решетчатом вдуве. Тр. Амер. об-ва инж.-мех. Теплопередача, сер. С, 1961, т. 83, № 3.