

может быть аппроксимирован формулой

$$\langle \omega_* \rangle = -5.7 + 14 \lg Y$$

Динамическая скорость $V_* = \sqrt{\tau/\rho}$ вычислялась по перепаду давления вдоль канала.

В пределах точности настоящего эксперимента (основная погрешность связана с неточностью в определении местного значения динамической скорости) это совпадает с данными, полученными Лауфером [1] и Рейхардтом [2] термоанемометрическим методом. Данные этих авторов могут быть выражены формулой

$$\langle \omega_x \rangle = -3.5 + 12.0 \lg Y_*$$

На фиг. 3 представлены профили $\langle \omega_x \rangle$ и продольной среднеквадратичной пульсации $\langle \omega_x'^2 \rangle$ в интервале $Y < 10$, а на фиг. 4 — поперечная пульсация $\langle \omega_y'^2 \rangle$. Вероятные статистические ошибки, нанесенные на этих графиках, вычислялись по числу осредняемых значений мгновенной скорости в каждом интервале по Y . Эти данные также в пределах точности эксперимента согласуются с данными Лауфера.

Здесь важно подчеркнуть, что в вязком подслое имеется весьма высокий уровень продольных пульсаций $\alpha_x \equiv \omega_x^{-1} \langle \omega_x'^2 \rangle$, из наших опытов получено $\alpha_x = (30 \pm 10)\%$. Таким образом, вязкий подслой состоит из хаотически чередующихся областей с переменными значениями локального мгновенного напряжения сдвига τ_m . Пространственную протяженность этих областей в продольном направлении можно оценить из измерений мгновенных ускорений жидкого моля. К настоящему времени получена лишь грубая оценка, что протяженность самых малых элементов таких областей в изученном режиме не менее нескольких десятых мм.

Статистический анализ пульсаций в вязком подслое указывает на асимметрию в распределении пульсаций по величине и знаку.

Автор благодарит В. М. Карстена и Е. С. Михайлову, участвовавших в выполнении этой работы, и Е. М. Хабахпаеву — за весьма полезные советы и обсуждения.

Поступила 10 II 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. La u f e r J. The structure of turbulence in fully developed pipe flow. *NACA Tech. Rep. N1174*, 1954.
2. R e i c h a r d t H. Die Wärmeübertragung in turbulenten Reibungsschichten. *Z. angew. Math. und Mech.*, 1940, B. 20, 297.
3. Х и н ц е И. О. Турбулентность. Физматгиз, 1963.
4. F a g e A., T o w n e n d H. C. H. An examination of turbulent flow with an ultramicroscope. *Proc. Roy. Soc. A*, 1932, vol. 135, p. 656.
5. N e d d e r m a n R. M. The measurement of velocities in the wall region of turbulent liquid pipe flow. *Chem. Engng Sci.*, 1961, vol. 16, p. 120.

О ВЛИЯНИИ СЖИМАЕМОСТИ И НЕИЗОТЕРМИЧНОСТИ ГАЗА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЗАГРАДИТЕЛЬНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Э. П. Волчков, С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев

(Новосибирск)

В большинстве работ по заградительному охлаждению анализируется эффективность тепловой защиты при течении несжимаемой среды с постоянными физическими свойствами. В технике же заградительное охлаждение используется при обтекании элементов машин высокотемпературным потоком газа с большими скоростями.

Однако исследования в таких условиях ограничены [1-3].

Для анализа влияния этих факторов на эффективность тепловой завесы используется метод, предложенный в работе [4]. Показано, что влияние сжимаемости и неизотермичности на эффективность тепловой завесы несущественно.

Из уравнения энергии пограничного слоя на теплоизолированной части плоской стенки

$$\frac{dR_{T^{**}}}{dX} + \frac{R_{T^{**}}}{\Delta T} \frac{d(\Delta T)}{dX} = 0 \quad (1)$$

следует, что эффективность тепловой завесы определяется соотношением

$$\Theta = \frac{T_0^+ - T_w^*}{T_0^+ - T_{w0}} = \frac{\delta_{T_0}^{**}}{\delta_{T^*}^{**}} = \frac{R_{T_0}^{**}}{R_T^{**}} \quad (2)$$

$$(\Delta T = T_0^+ - T_w, \quad T_0^+ = T_0 [1 + 1/2 r (k-1) M_0^2], \quad k = c_p / c_v)$$

$$R_T^{**} = \frac{\rho_0 w_0 \delta_{T^*}^{**}}{\mu_0}, \quad \delta_{T^*}^{**} = \int_0^{\infty} \frac{\rho w}{\rho_0 w_0} \left(\frac{T_0^+ - T^+}{T_0^+ - T_w} \right) dy$$

Здесь r — коэффициент восстановления, M — число Маха, T_w^* — температура на теплоизолированной части стенки при наличии завесы, $\delta_{T^*}^{**}$ — толщина потери энергии в сечении $x = x_0$.

В работе [4] показано, что при $x \rightarrow \infty$ на теплоизолированной части стенки при наличии завесы

$$\beta = \frac{\delta_{T^*}^{**}}{\delta^{**}} \rightarrow \left(\int_0^1 \frac{\rho}{\rho_0} \omega d\xi \right) \left(\int_0^1 \frac{\rho}{\rho_0} \omega (1 - \omega) d\xi \right)^{-1} \quad (3)$$

$$\delta^{**} = \int_0^{\infty} \frac{\rho w}{\rho_0 w_0} \left(1 - \frac{w}{w_0} \right) dy, \quad \omega = \frac{w}{w_0}, \quad \xi = \frac{y}{\delta}$$

Здесь ω — относительная скорость, ξ — относительное расстояние, δ^{**} — толщина потери импульса.

При квазиизотермическом течении со степенной аппроксимацией профиля скорости по степени $n = 1/7$

$$\beta \rightarrow \beta_{\max} = 9 \quad (4)$$

Толщина потери импульса может быть найдена из решения уравнения импульсов пограничного слоя на плоской стенке [5] и с учетом сжимаемости и неизотермичности при $x \rightarrow \infty$

$$R^{**} = \left[A(m+1) \int_0^R \Psi dR_x \right]^{-\frac{1}{m+1}} \quad \left(R^{**} = \frac{\rho_0 w_0 \delta^{**}}{\mu_0} \right) \quad (5)$$

Здесь Ψ — функция, учитывающая влияние неизотермичности и сжимаемости на коэффициент трения; A , m — коэффициент и показатель степени в степенной аппроксимации закона трения ($A = 0.0128$, $m = 0.25$ для степенного профиля с $n = 1/7$).

Влияние сжимаемости и неизотермичности на коэффициент трения при больших числах Рейнольдса можно учесть по формуле [5]

$$\Psi = \left(\frac{C_f}{C_{f_0}} \right)_{R^{**}} = \left[\frac{2 \arctg M \sqrt{0.5r(k-1)}}{(\sqrt{\Psi} + 1) M \sqrt{0.5r(k-1)}} \right]^2 \quad \left(\Psi = \frac{T_w}{T_0^+} \right) \quad (6)$$

Здесь C_f — коэффициент трения при сверхзвуковом течении газа в условиях неизотермичности; C_{f_0} — коэффициент трения при дозвуковом обтекании плоской пластины турбулентным пограничным слоем в квазиизотермических условиях; Ψ — температурный фактор.

Из равенств (2) — (4) можно построить следующую интерполяционную формулу для расчета эффективности заградительного охлаждения при сверхзвуковом течении газа в условиях неизотермичности

$$\Theta = \left[1 + A(m+1) \beta_{\max}^{m+1} \int_{X_0}^X \frac{\Psi R_L}{(R_{T_0}^{**})^{m+1}} dX \right]^{-\frac{1}{m+1}} \quad (7)$$

Для оценки влияния сжимаемости на коэффициент β , в первом приближении, в формуле (3) принимаем подобное распределение безразмерных температур торможения и скоростей по сечению пограничного слоя. Тогда

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \Psi^* - (\Psi^* - 1) \omega^2 \quad \left(\Psi^* = 1 + r \frac{k-1}{2} M_0^2 \right) \quad (8)$$

Здесь Ψ^* — кинетический температурный фактор.

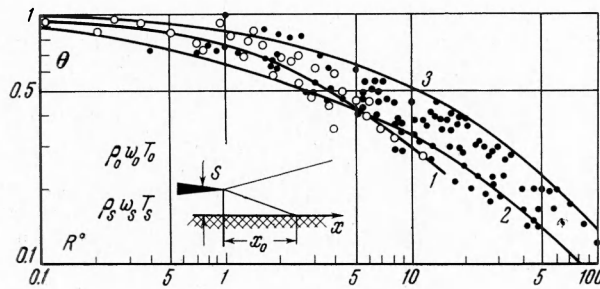
При степенной аппроксимации профиля скорости $\omega = \xi^{1/7}$, уравнение (3) имеет вид

$$\beta_{\max} = \left(\int_0^1 \frac{\xi^{1/7} d\xi}{\psi^* - (\psi^* - 1) \xi^{2/7}} \right) \left(\int_0^1 \frac{(\xi^{1/7} - \xi^{2/7}) d\xi}{\psi^* - (\psi^* - 1) \xi^{2/7}} \right)^{-1} \quad (9)$$

Приводим значения параметра β_{\max} , вычисленные по формуле (9) для некоторых значений числа Маха

$$\begin{array}{cccccc} M = 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 \\ \beta = 9 & 9.2 & 9.8 & 10.4 & 11.5 & 12.0 \end{array}$$

Отсюда видно, что до значений числа $M = 3.5$ сжимаемость газа не оказывает существенного влияния на коэффициент β . Значения числа Рейнольдса, построенного по толщине потери энергии в начальном сечении ($x = x_0$), находятся по следующим формулам.



Фиг. 1

а) Для пластины с начальным участком теплообмена из решения уравнения энергии при $T_{w_0} = \text{const}$

$$R_{T_0}^{**} = [A(m+1)\Psi R_{x_0}]^{\frac{1}{m+1}} \quad (10)$$

б) При вдуве через тангенциальную щель интегрированием выражения для толщины потери энергии в сечении щели получим

$$\delta_{T_0}^{**} = \frac{\rho_s w_s s}{\rho_0 w_0}, \quad R_{T_0}^{**} = \frac{\rho_s w_s s}{\mu_0} = R_s \frac{\mu_s}{\mu_0} \quad (11)$$

в) При критическом вдуве через начальный пористый участок из уравнения энергии имеем

$$R_{T_0}^{**} = \frac{G}{\mu_0} \quad (12)$$

где G — расход охладителя на единицу ширины поверхности.

Таким образом, все величины, входящие в формулу для эффективности тепловой завесы (7), определены с учетом неизотермичности и сжимаемости газа. Так как функция Ψ в общем случае зависит от искомой температуры T_w^* , рассмотрим влияние неизотермичности в предельном случае, когда $\psi = T_w^*/T_0^+$. В этом случае равенство (7) для степенного профиля $n = 1/7$ можно записать в виде

$$\theta \approx \left[1 + 0.016\beta^{1.25}\Psi \frac{R_{\Delta x}}{R_{T_0}^{**1.25}} \right]^{-0.8} \quad (13)$$

Отсюда для случая вдува охлаждающего газа через щель при $M = 0$ и $\psi = 1$ получаем известную формулу [4]

$$\theta \approx \left[1 + 0.24R^0 \left(\frac{\mu_0}{\mu_s} \right)^{1.25} \right]^{-0.8} \quad \left(R^0 = \frac{R_{\Delta x}}{R_s^{1.25}} \right) \quad (14)$$

При условиях $M = 0$ и $\psi = 0.34$, которые имели место в опытах [2], и при $\beta_{\max} = 9$ из формулы (13) получаем

$$\theta \approx \left[1 + 0.372R^0 \left(\frac{\mu_0}{\mu_s} \right)^{1.25} \right]^{-0.8} \quad (15)$$

Из формул (14) и (15) следует, что неизотермичность существенного влияния на эффективность тепловой завесы не оказывает.

На фиг. 1 приведены результаты расчета по формуле (15) при $\psi = 0.34$ (кривая 1), а также расчеты по формулам, полученным в работе [6] для $w_s/w_0 \ll 1$ (кривая 2) и для $w_s/w_0 \approx 1$ (кривая 3) при квазиизотермических условиях; на фигуре приведены для сопоставления результаты опытов В. Я. Бородачева [2] при $\psi = 0.34$ (светлые точки), а также Паппела и др. [3] при $\psi = 0.6-0.8$ (темные точки).

В работе [1] была измерена температура теплоизолированной стенки за участком теплообмена на конусе при числе Маха $M = 3.5$.

Для осесимметричного течения из уравнения энергии на теплоизолированной части стенки

$$\frac{dR_{\tau}^{**}}{dX} + R_{\tau}^{**} \left[\frac{1}{\Delta T} \frac{d(\Delta T)}{dX} + \frac{1}{R} \frac{dR}{dX} \right] = 0 \quad (16)$$

следует, что

$$\theta = \frac{T_0^+ - T_w^*}{T_0^+ - T_{w0}} = \frac{D_0 R_{\tau 0}^{**}}{D R_{\tau}^{**}} \quad (17)$$

Тогда из формул (10), (13) и (17) эффективность тепловой завесы на конусе определится формулами

$$\theta_k \approx \frac{x_0}{x} \left[1 + 15.5 \left(\frac{x - x_0}{x_0} \right) \right]^{-0.8} \quad (18)$$

$(M = 0, \beta = 9)$

$$\theta_k \approx \frac{x_0}{x} \left[1 + 19.7 \left(\frac{x - x_0}{x_0} \right) \right]^{-0.8} \quad (19)$$

$(M = 3.5, \beta_{\max} = 10.9)$

На фиг. 2 даны результаты расчетов по формуле (19) — кривая 1, и по формуле (18) — кривая 2; для сопоставления приведены данные опытов [1] — светлые точки. В этом случае влияние сжимаемости газа на эффективность тепловой завесы сказалось в формуле (13) только через коэффициент β_{\max} . Когда же завеса организуется посредством вдува охладителя в пограничный слой и в величину R_{τ}^{**} параметр ψ не входит (см. формулы (11) и (12)), то по формуле (13) сжимаемость газа оказывает влияние на эффективность θ через функции β и ψ . С ростом числа Маха изменение величин β_{\max} и ψ в определенной мере компенсируют одна другую.

Таким образом, можно считать, что неизотермичность и сжимаемость не оказывают существенного влияния на эффективность тепловой защиты при заградительном охлаждении, и многие практические расчеты можно в первом приближении вести по формулам, полученным для квазиизотермических условий.

Поступила 15 VI 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Durgin F. H. An «Insulating» Boundary Layer Experiment. J. Aerosp. Sci., 1959, vol. 26, No. 6.
2. Бородачев В. Н. Теоретическое и экспериментальное исследование воздушно-заградительного охлаждения плоской пластины. Оборонгиз, 1956.
3. Stollery I. L., El-Ehwaпy A. A. A Note on the use of a Boundary Layer Model for Correlating Film-Cooling Data. Internat. J. Heat and Mass Transfer, 1965, vol. 8, No. 1.
4. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепловая завеса при турбулентном пограничном слое газа. Теплофиз. высоких температур, 1963, № 2, стр. 281—290.
5. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. Изд. СО АН СССР, 1962.
6. Волчков Э. П., Левченко В. Я. Эффективность газовой завесы в турбулентном пограничном слое. ПМТФ, 1965, № 5.