

УДК 532.526.4:536.2.24

ЭНЕРГОПОДВОД К ГАЗУ В ТУРБУЛЕНТНОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

О. Б. Ларин, В. А. Левин*

Институт механики Московского государственного университета, 119899 Москва

* Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, 690041 Владивосток

Численно исследовано влияние теплового воздействия на течение в турбулентном сверхзвуковом пограничном слое. Показано, что сила трения на изотермической поверхности значительно уменьшается. Оценена эффективность применения теплового источника для уменьшения трения.

Уменьшение сопротивления при движении тел в атмосфере относится к числу важнейших проблем аэродинамики. Представляет интерес использование внешних источников энергии для воздействия на силу трения.

В [1] проведено сравнение двух способов подвода тепла к турбулентному пограничному слою: посредством нагрева некоторого участка обтекаемой поверхности, остальная часть которой является теплоизолированной, а также с помощью объемного теплового источника. Установлено, что при одинаковом количестве подводимого к газу тепла объемный нагрев приводит к большему уменьшению трения, чем нагрев поверхности.

В данной работе, основанной на результатах, содержащихся в [2], численно исследовано влияние теплового воздействия на течение в турбулентном сверхзвуковом пограничном слое при изменении количества подводимого к газу тепла в широком диапазоне.

1. Постановка задачи и метод решения. Рассматривается обтекание плоским сверхзвуковым потоком охлаждаемой пластины при наличии в пограничном слое прямоугольного теплового источника. Система осредненных уравнений турбулентного движения совершенного газа при отсутствии внешних массовых сил имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_*}{\partial y} &= 0, & \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v_* \frac{\partial u}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_* \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\ \rho u \frac{\partial I_0}{\partial x} + \rho v_* \frac{\partial I_0}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_* \frac{\partial T}{\partial y} + \mu_* u \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \rho Q, \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$\rho = \frac{pt}{RT}, \quad \rho v_* = \rho v + \langle \rho' v' \rangle, \quad I_0 = I + \frac{u^2}{2}, \quad \mu_* = \mu + \mu_t, \quad \lambda_* = \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) c_p.$$

Здесь u, v — проекции вектора скорости на оси ортогональных координат x (вдоль поверхности) и y (по нормали к ней) соответственно; ρ — плотность; p — давление; T — температура; I — энтальпия; $Q = Q(x, y)$ — удельное количество тепла, подведенное в единицу времени к данной точке среды извне; t — молекулярная масса газа; R — универсальная газовая постоянная; $\langle \rho' v' \rangle$ — корреляция пульсаций плотности и нормальной составляющей скорости; μ и μ_t — коэффициенты динамической молекулярной и турбулентной вязкости; c_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении; Pr и Pr_t — число Прандтля и его турбулентный аналог (три последних параметра считаются постоянными).

В настоящей работе коэффициент турбулентной вязкости определяется по двухслойной модели Себеси и Смита [3], описывающей теплообмен в пограничном слое при сверх-

звуковых скоростях набегающего потока и апробированной для достаточно широкого класса задач. Использовать более сложную модель не имеет смысла из-за отсутствия экспериментальных данных о рассматриваемом потоке.

Граничные условия на поверхности обтекаемого тела $y = 0$ имеют вид $u = 0, v = 0, T = T_w$. Характеристики потока на внешней границе слоя, отмеченные ниже индексом e , считаются известными.

Поставленная задача решается численно методом конечных разностей. Предварительно система (1.1) преобразуется к безразмерному виду. При этом используется нормальная координата $\eta = \delta^{-1}(x) \int_0^y \rho dy$, где $\delta(x)$ — нормирующая функция. Применяется неявная безусловно устойчивая разностная схема, обеспечивающая аппроксимацию второго порядка относительно шагов сетки Δx и $\Delta \eta$ и устойчивость численного расчета.

Разностные выражения для производных искомых функций в направлении потока имеют вид

$$\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_m^{n+z} = \beta_z \frac{F_m^{n+z} - g_z}{x_{n+1} - x_n},$$

где n и m — индексы узлов сетки в направлениях x и η ; $\beta_z = 3, g_z = F_m^n$ при $z = 1/3$; $\beta_z = 4, g_z = (9F_m^{n+1/3} - 5F_m^n)/4$ при $z = 1$. Решение на слое $x = x_{n+1}$ определяется по известным значениям функций на слое $x = x_n$ в два этапа. На первом этапе оно находится при $x = x_{n+1/3}$ ($z = 1/3$) с погрешностью порядка $O(\Delta x) + O((\Delta \eta)^2)$, на втором — при $x = x_{n+1}$ ($z = 1$) с главной частью ошибки аппроксимации $O((\Delta x)^2) + O((\Delta \eta)^2)$.

2. Результаты. Приведем некоторые результаты расчетов при числе Маха в набегающем потоке $Ma_e = 3$. Считается, что температура охлаждаемой стенки равна температуре газа на внешней границе: $T_w = T_e$. Числа Прандтля $Pr = 0,72, Pr_t = 0,9$, отношение удельных теплоемкостей $\gamma = 1,4$. Для коэффициента молекулярной вязкости μ принимается степенная температурная зависимость с показателем степени $\omega = 0,76$.

Предполагается, что внешний теплоподвод с постоянным параметром $q = Q(c_p T_e u_e)^{-1} L$ реализуется в прямоугольной области

$$0,2 < x/L \leq 0,6, \quad 10 \leq y/Y \leq 30. \quad (2.1)$$

Здесь $Y = \mu_e \rho_e^{-1} u_e^{-1} \cdot 10^4; L = Y \cdot 10^4$. Отметим, что область (2.1) полностью находится внутри пограничного слоя.

На рис. 1 приведены распределения местного коэффициента поверхностного трения $c_f = 2\tau_w \rho_e^{-1} u_e^{-2}$, где $\tau_w = (\mu \partial u / \partial y)_{y=0}$ — напряжение трения. Кривые 1–8 на рис. 1–4 соответствуют значениям параметра удельного теплоподвода $q = 0, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64$. Энерговыделение приводит к росту толщины пограничного слоя, оттеснению линий тока от обтекаемой пластины и уменьшению поверхностного трения. Из рис. 1 следует, что для рассматриваемых условий уменьшение местного коэффициента трения значительно. Так, при $q = 64$ в конце зоны тепловыделения местный коэффициент поверхностного трения в 5,6 раза меньше, чем в случае $q = 0$. Вниз по потоку от теплового источника медленно восстанавливаются значения параметра c_f , соответствующие отсутствию теплоподвода.

Влияние интенсивности теплоподвода на коэффициент полной силы трения $C_F = 2F_f \rho_e^{-1} u_e^{-2} (x - x_1)^{-1}$ показано на рис. 2 $\left(F_f(x) = \int_{x_1}^x \tau_w dx, x_1 = 0,2L\right)$. Тепловые источники

с параметрами $q = 16$ и $q = 64$ обеспечивают уменьшение силы трения $F_f(0,6L)$ на 40 и 60% соответственно, что намного больше значений, рассчитанных в [1] для сверхзвукового пограничного слоя на теплоизолированной поверхности.

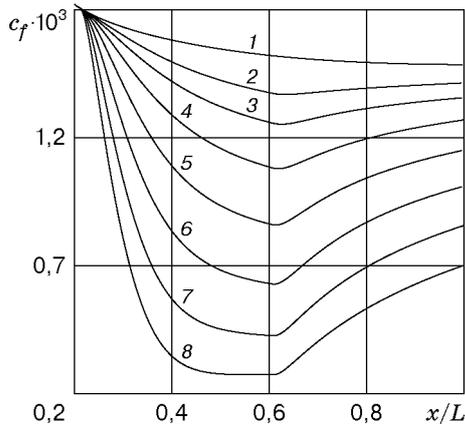


Рис. 1

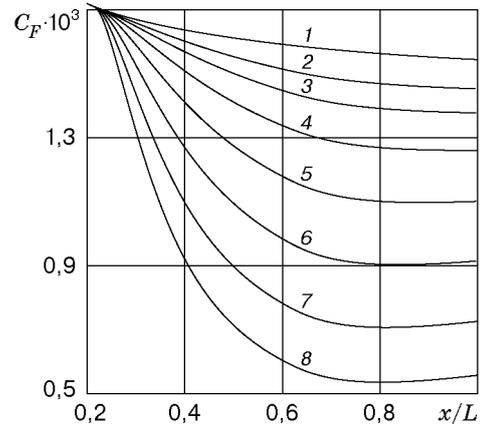


Рис. 2

На рис. 3 представлено распределение тепловых потоков к стенке $Q_w = -2q_w \rho_e^{-1} u_e^{-3}$, где $q_w = -(\lambda_* \partial T / \partial y)_{y=0}$. Введение в поток теплового источника с небольшим значением параметра удельного теплоподвода ($q \leq 4$) не приводит к существенному нагреву стенки. С ростом удельного теплоподвода приток тепла от газа к стенке значительно увеличивается. Так, при $q = 16$ и $q = 64$ максимальные значения тепловых потоков в 1,5 и 1,9 раза больше, чем при отсутствии теплового воздействия.

Для оценки эффективности применения теплового источника в целях уменьшения силы трения используем параметр [4]

$$H = \frac{\Delta N}{Q_*}, \quad \Delta N = \Delta F_f u_e, \quad Q_* = \int_{x_1}^x \int_0^{y_e} \rho Q dy dx,$$

где $\Delta F_f = (F_f)_q - (F_f)_0$; $Q_*(x)$ — количество внешнего тепла, подведенное в единицу времени к газу выше по течению от сечения x . Если при энерговыделении сила трения уменьшена на величину ΔF_f , то соответственно может быть уменьшена на ΔN мощность двигателя, обеспечивающего поступательное движение тела со скоростью u_e . Отметим, что линейная зависимость полного количества тепла $Q_*(0,6L)$ от удельного теплоподвода q , справедливая для малых значений q , нарушается при увеличении значений этого параметра. Так, при изменении q от 16 до 32 полное количество тепла возрастает только в 1,4 раза. Это объясняется уменьшением массового расхода в области (2.1).

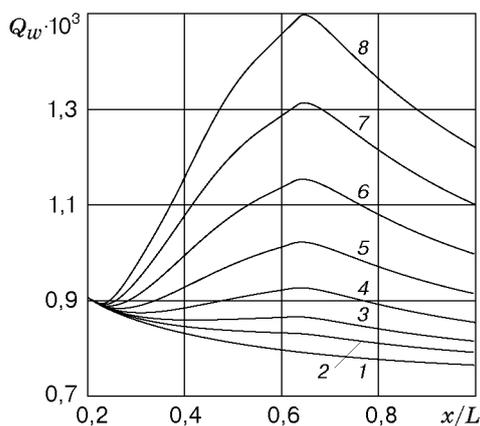


Рис. 3

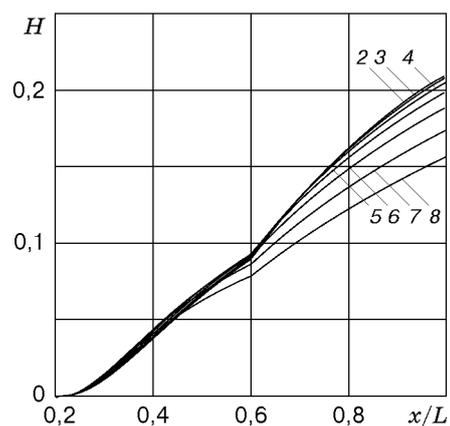


Рис. 4

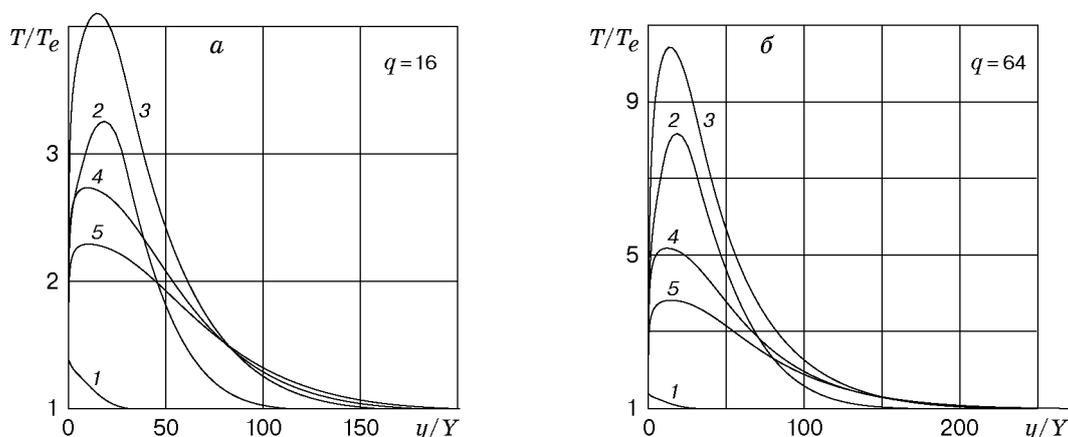


Рис. 5

Зависимость $H(x/L)$ представлена на рис. 4. При небольших значениях параметра q эффективность теплоподвода слабо зависит от полного количества подведенного к потоку тепла. С ростом параметра q эффективность теплового источника заметно снижается.

Профили температуры в некоторых сечениях пограничного слоя при $q = 16$ и $q = 64$ показаны на рис. 5. Кривые 1–5 соответствуют сечениям $x/L = 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0$. Внешняя граница области теплоподвода при малых $(x - x_1)/L$ близка к границе пограничного слоя. Ниже по течению температурный максимум удаляется от стенки. После прекращения поступления тепла извне газ в пограничном слое постепенно охлаждается. В случае $q = 16$ диапазон температуры сравнительно узок: максимальная температура в 4 раза превосходит температуру газа во внешнем потоке (рис. 5,а). Напротив, при $q = 64$ указанное отношение больше 10 (рис. 5,б). В таком широком температурном диапазоне становится неверным предположение о постоянстве теплоемкости газа, изменение которой обусловлено возбуждением внутренних степеней свободы молекул и диссоциацией.

Таким образом, представленные результаты подтверждают возможность выбора оптимального количества подводимого тепла, обеспечивающего значительное уменьшение силы трения. При его увеличении эффективность теплоподвода падает, чрезмерно увеличивается интенсивность тепловых потоков на стенке и температура в пограничном слое.

ЛИТЕРАТУРА

1. Казаков А. В., Коган М. Н., Курячий А. П. Влияние на трение локального подвода тепла в турбулентный пограничный слой // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1997. № 1. С. 48–56.
2. Течение в турбулентном сверхзвуковом пограничном слое с внешним теплоподводом: Отчет / Ин-т механики МГУ; Руководитель работы В. А. Левин. № ГР 4436. М., 1995.
3. Cebeci T., Smith A. M. O. Analysis of turbulent boundary layers. N. Y.; L.: Acad. Press, 1974.
4. Георгиевский П. Ю., Левин В. А. Изменение режима обтекания сферы за счет локального энергетического воздействия на набегающий поток // Проблемы механики сплошной среды: Сб. науч. тр. Владивосток: Ин-т автоматизации и процессов управления ДВО РАН, 1996. С. 86–95.

Поступила в редакцию 9/VIII 1999 г.,
в окончательном варианте — 20/XII 1999 г.