

УДК 533.6.011.55:536.242

© 1995 г. А. В. БОТИН, В. П. ПРОВОТОРОВ, Э. А. СТЕПАНОВ

ТЕПЛООБМЕН В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ИЛИ ЛИНИИ ПРИ ВДУВЕ И ГОРЕНИИ ВОДОРОДА

Приведены результаты численных расчетов уравнений тонкого вязкого ударного слоя. Получены зависимости теплообмена от обобщенного параметра вдува, зависящего от расхода вдуваемого газа и числа Рейнольдса.

При исследовании активной теплозащиты гиперзвуковых летательных аппаратов возникает необходимость в изучении влияния вдува на теплообмен для широкого диапазона чисел Рейнольдса. Ранее в [1—6] было проанализировано влияние вдува газообразных охладителей на теплообмен около затупленных тел, обтекаемых гиперзвуковым потоком совершенного газа. В [1, 2] исследовано влияние вдува на основе полной системы уравнений Навье — Стокса, а в [3—6] — при помощи модели тонкого вязкого ударного слоя. При этом в [5, 6] проведены систематические исследования и получены универсальные зависимости относительного теплового потока от предложенных в этих работах обобщенных параметров, определяемых расходом вдуваемого газа и характерным числом Рейнольдса.

Исследование течения в окрестности критической точки и линии растекания при гиперзвуковом обтекании затупленных тел с учетом неравновесных физико-химических процессов и горения вдуваемого водорода проведено в работе [7] в рамках модели тонкого вязкого ударного слоя. Рассмотрен широкий диапазон чисел Рейнольдса $Re_0 = 6,28—1570$ при скорости и температуре набегающего потока $u_\infty = 2,933$ км/с, $T_\infty = 280$ К, температуре стенки $T_w = 600$ К.

В настоящей работе это исследование продолжено при больших скоростях набегающего потока: $u_\infty = 3,2—7,2$ км/с. При этих скоростях в возмущенном потоке воздуха становятся существенными процессы диссоциации (сначала кислорода, а затем и азота).

1. Рассмотрим обтекание затупленного тела гиперзвуковым потоком неравновесно-диссоциирующего воздуха при наличии на поверхности тела вдува водорода. Будем полагать, что возмущенную область течения можно описать моделью тонкого вязкого ударного слоя [8]. Соответствующую систему уравнений представим в следующем виде (см., например, [9]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi} (g_2 \rho u) + \frac{\partial}{\partial \eta} (g_1 g_2 \rho v) &= 0, \quad \frac{\partial p}{\partial \eta} = K \rho u^2 \\ \rho \left(\frac{u}{g_1} \frac{\partial u}{\partial \xi} + v \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) &= - \frac{\varepsilon}{g_1} \frac{dp_w}{d\xi} + \chi \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) \\ \rho C_p \left(\frac{u}{g_1} \frac{\partial t}{\partial \xi} + v \frac{\partial t}{\partial \eta} \right) &= \frac{2\varepsilon}{g_1} u \frac{dp_w}{d\xi} + \chi \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{C_p \mu}{Pr} \frac{\partial t}{\partial \eta} \right) + \\ &+ \chi \sum_i \frac{\mu}{Sc_i} \left(\frac{\partial c_i}{\partial \eta} \right) \left(\frac{\partial h_i}{\partial \eta} \right) + 2\chi \mu \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} \right)^2 - \sum_i h_i \dot{\omega}_i \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$\rho \left(\frac{u}{g_1} \frac{\partial c_i}{\partial \xi} + v \frac{\partial c_i}{\partial \eta} \right) = \chi \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\mu}{Sc_i} \frac{\partial c_i}{\partial \eta} \right) + \dot{\omega}_i$$

$$p = \left(\sum \frac{c_i}{M_i} \right) \rho R t, \quad \varepsilon = \frac{\kappa - 1}{2\kappa}, \quad \chi = (\varepsilon Re_0)^{-1}$$

$$Re_0 = \frac{\rho_\infty u_\infty L}{\mu_0}, \quad Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}, \quad Sc_i = \frac{\mu}{\rho D_i}$$

$$C_p = \sum_i C_{p,i}, \quad h_i = h_i^\circ + \int_0^i C_{p,i} dt$$

Здесь κ — отношение удельных теплоемкостей в невозмущенном потоке; ξL , $\eta L \varepsilon$ — отнормированные координаты, связанные с поверхностью тела; L — характерная длина, в качестве которой использовался радиус затупления поверхности тела в критической точке (линии) R ; ось η направлена по нормали к телу, а ξ — переменная, характеризующая некоторую параметризацию поверхности; g_1 и g_2 — коэффициенты Ламе, g_1 — функция переменной ξ , а $g_2 = r^\nu$, где $\nu = 0$ или 1 соответственно в плоском или осесимметричном течениях; r — расстояние от плоскости или оси симметрии до поверхности тела; u_∞ , v_∞ — составляющие скорости вдоль осей ξ и η соответственно; ρ_∞ — плотность, p_∞ — давление, t_{T_0} — температура, $T_0 = u_\infty^2 / (2C_{p,\infty})$ — температура торможения потока; $C_{p,\infty}$ — удельная теплоемкость невозмущенного потока при постоянном давлении; $Re/C_{p,0}$ — отнормированная универсальная газовая постоянная; μ_∞ — вязкость; $\mu_0 = \mu(T_0)$ — вязкость при температуре торможения T_0 ; M_i , c_i , $\dot{\omega}_i$, $\rho_\infty u_\infty L$, $h_i \mu_\infty^2 / 2$ — соответственно молекулярный вес, массовая концентрация, скорость образования в единице объема и энтальпия i -го компонента; $h_i^{(0)} \mu_\infty^2 / 2$ — теплота образования i -го компонента; $C_{p,i}$, $C_{p,0}$ — удельная теплоемкость i -го компонента при равновесном возбуждении степеней свободы. Индексами ∞ , w и 0 отмечены соответственно параметры невозмущенного потока, на поверхности тела и при адиабатическом торможении потока.

Для системы уравнений (1.1) принимались следующие граничные условия. На внешней границе ударного слоя ($\eta = \eta_i$) ставились обобщенные условия Ренкина — Гюгонно [8, 9]

$$\rho v = -\sin \sigma, \quad \sin \sigma (\cos \sigma - u) = \chi \mu \frac{\partial u}{\partial \eta}$$

$$\sin \sigma [h_\infty + 1 - h + u(u - 2 \cos \sigma)] = \chi \mu \left(\frac{C_p}{Pr} \frac{\partial t}{\partial \eta} + \sum_i \frac{h_i}{Sc_i} \frac{\partial c_i}{\partial \eta} \right)$$

$$\sin \sigma (c_{i,\infty} - c_i) = \chi \frac{\mu}{Sc_i} \frac{\partial c_i}{\partial \eta}, \quad p = \sin^2 \sigma \quad (1.2)$$

где σ — угол наклона скачка к оси тела.

На поверхности тела ($\eta = 0$) приняты условия прилипания и вдува водорода

$$u = 0, \quad T = T_w, \quad \rho v = G_w(\xi) \equiv \frac{m_w(\xi)}{\rho_\infty u_\infty} \quad (1.3)$$

где T_w и G_w — соответственно заданные величины температуры поверхности и безразмерной величины удельного расхода вдуваемого газа.

В возмущенной области течения содержатся три химических элемента: водород, кислород и азот. Для двух из них, например водорода и кислорода, можно

выписать независимые соотношения для массовых потоков на поверхности тела (см., например, [10])

$$\sum_i \frac{M_i^n}{M_i} (I_i + G_w c_i) = G_w, \quad \sum_i \frac{M_i^0}{M_i} (I_i + G_w c_i) = 0 \quad (1.4)$$

$$I_i = G_w c_i \quad (i \neq H_2), \quad I_{H_2} = G_w (c_{H_2} - 1)$$

где первое условие (1.4) относится к компонентам, содержащим водород, а второе — кислород, I_i — диффузионный поток i -го компонента, записанный выше в форме, справедливой при вдуве на идеально некаталитической поверхности.

Система уравнений (1.1) с граничными условиями (1.2)—(1.4) решалась численно конечно-разностным методом, изложенным в [11]. При этом коэффициенты переноса определялись на основании широко известных приближенных формул. Вязкость вычислялась по формуле Уилке, а теплопроводность смеси с учетом поправки на внутренние степени свободы — по формуле Масона и Саксены. При этом для вычисления интегралов столкновений применялся метод аддитивного потенциала, который обеспечивает хорошую точность расчета параметров взаимодействия атом — молекула и молекула — молекула (см., например, [12]). Удельные энтальпии отдельных компонентов h_i вычислялись на основании данных о термодинамическом потенциале Гиббса [13].

Все данные по константам прямых и обратных реакций заимствованы из [14, 15]. Для реакций с участием водорода использовался так называемый предельный механизм диффузионного горения, включающий полный набор из 30 термохимических реакций в системе атомов O — H [14], а также 6 реакций диссоциации-рекомбинации и обмена в воздухе [15]. С учетом того, что реакция диссоциации — рекомбинации кислорода входит в обе указанные выше модели, итоговая физико-химическая модель включает 35 реакций и содержит 11 газообразных компонентов: O₂, N₂, NO, O, N, H₂O₂, H₂O, HO₂, OH, H₂ и H.

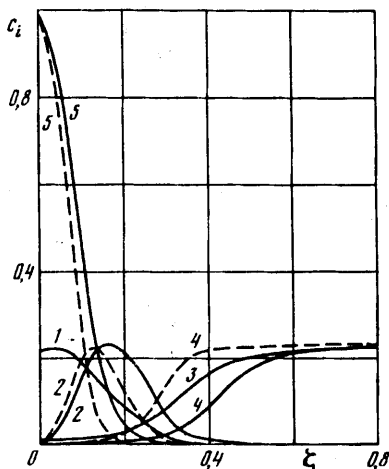
2. Расчеты проведены для следующих значений температуры набегающего потока, температуры стенки и радиуса затупления носка или передней кромки: $T_\infty = 280$ К, $T_w = 600$ К, $R \equiv L = 0,015$ м. Относительный расход вдуваемого водорода G_w изменялся в пределах от 0 до 0,04.

Большая часть расчетов проведена для осесимметричной критической точки ($\nu = 1$) при следующих значениях параметров потока: $u_\infty = 3,2; 3,5; 4,2; 5,6; 7,2$ км/с; $Re_0 = 628; 942; 1256$. Часть расчетов проведена для критической линии цилиндра ($\nu = 0$) при $Re_0 = 1256$, $u_\infty = 4,2$ и $5,6$ км/с.

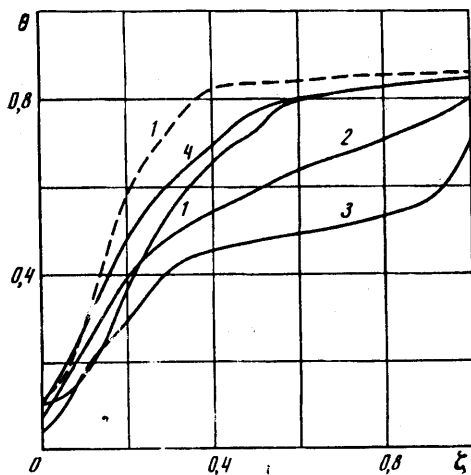
Условия обтекания, принятые в работе [7] ($u_\infty = 2,933$ км/с, $Re_0 = 6,28—1570$), соответствуют началу диссоциации кислорода. Оказалось, что при $Re_0 \geq 600$ зависимость числа Стантона от параметра вдува G_w носит немонотонный характер, который обусловлен взаимным влиянием двух противоположных факторов: с одной стороны, увеличение параметра вдува приводит к оттеснению зоны горения от стенки и, следовательно, к снижению теплообмена, а с другой — увеличивает тепловыделение в зоне горения и тем самым способствует росту теплового потока к стенке.

Характерной особенностью, отмеченной ранее во многих работах и проявляющейся при вдуве легких газов, является увеличение теплообмена при малых вдувах, что связано с высокой теплопроводностью вдуваемых газов. Эта особенность наблюдается и в случае обтекания затупленных тел многокомпонентным диссоциирующим газом при вдуве и горении водорода.

Применяемые в настоящее время физико-химические модели не всегда адекватно описывают реальные процессы в возмущенной области течения (см., например, [10]). Расчеты, проведенные в настоящей работе, показали, что вблизи поверхности тела в зависимости от скорости потока и числа Рейнольдса концентрации некоторых компонентов (O, NO) могут принимать отрицательные значения. По мнению авторов, этот результат связан не столько с особенностями



Фиг. 1



Фиг. 2

принятого численного метода [11], сколько с отмеченной неадекватностью применяемой физико-химической модели рассматриваемой задачи.

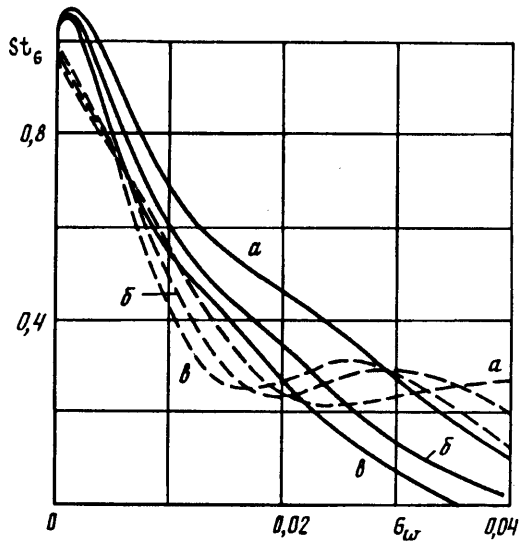
Поскольку решение $c_i < 0$ является физически нереальным, профили концентраций компонентов в соответствующих диапазонах поперечной координаты η полагались равными нулю. Такая коррекция мало сказывается на характере кривых $c_i(\eta)$ при малых скоростях ($u_\infty \leq 5,6$ км/с), однако при скорости $u_\infty = 7,2$ км/с она способствует заметному сглаживанию профилей концентраций. В последнем случае наблюдается и максимальное (в пределах 10—15%) влияние указанной коррекции на тепловой поток.

В качестве примера на фиг. 1 и 2 приведены соответственно профили концентраций некоторых компонентов $c_i(\xi)$ и относительной температуры $\theta(\xi) = T(\xi)/T_0$ при $Re_0 = 1256$, характеризующие процесс горения ($\xi = \eta/\eta_b$). Сплошные кривые — $\nu = 1$, штриховые — $\nu = 0$. На фиг. 1 кривые 1 и 2 — профили c_{H_2O} при $G_w = 0,01$ и $0,04$; 3 и 4 — c_{O_2} ; 5 — c_{H_2} при $G_w = 0,04$. На фиг. 2 кривые 1—3 — $u_\infty = 3,2$; 4,2; 5,6 км/с при $G_w = 0,04$; кривая 4 — $u_\infty = 3,2$ км/с, $G_w = 0,02$.

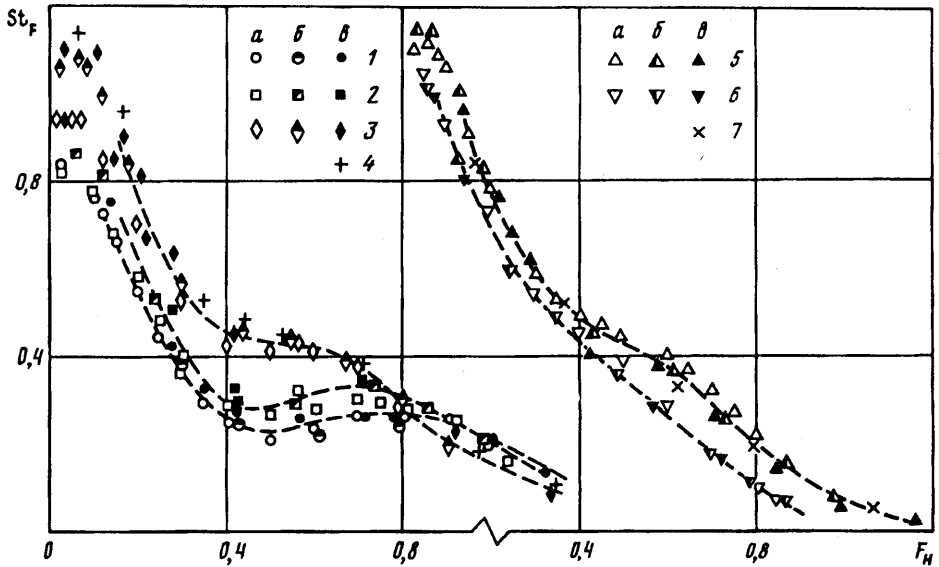
Так как пары воды являются конечным продуктом реакции горения водорода, то данные, приведенные на фиг. 1, позволяют судить о положении и ширине зоны горения, а также его интенсивности. В частности, можно отметить, что в плоском случае ($\nu = 0$) зона заметно уже и располагается ближе к поверхности тела по сравнению с осесимметричным случаем ($\nu = 1$). Приближение зоны горения к телу при $\nu = 0$ подтверждается и распределением профиля температуры (фиг. 2), которая при $\nu = 0$ заметно выше, чем при $\nu = 1$, в каждом сечении профиля. Однако о ширине зоны можно судить только по профилю концентрации паров воды.

Результаты, характеризующие влияние вдува водорода на теплообмен в окрестности критической точки или критической линии цилиндра, приведены на фиг. 3, 4, где использованы обозначения: a — $Re_0 = 628$, b — 342 , c — 1256 . На фиг. 3 приведены некоторые данные по зависимости от параметра вдува G относительной величины числа Стантона $St_G = St(G_w)/St(0)$ при $\nu = 0$ скоростях набегающего потока $u_\infty = 7,2$ (сплошные линии) и $3,2$ км/с (штриховые линии). Аналогичные зависимости $St_F = St(F_w)/St(0)$ приведены на фиг. 4, где F_w обобщенный параметр вдува [7]

$$F_w(\nu, G_w, Re_0) = \frac{f^2}{(1 + fg)^2}, \quad g = \left[\sqrt{1 + \nu} + \frac{\nu}{(7 + \sqrt{G_w})} \right] Re_0, \quad f = G_w Re_0$$



Фиг. 3



Фиг. 4

На фиг. 4 $Re_0 = 1256$, маркеры 1—3 соответствуют $v = 1$, $U_\infty = 3,2, 3,5, 4,2$ км/с; 4 — $v = 0$; 4,2 км/с; маркеры 5, 6 — $v = 4$, $U_\infty = 5,6, 7,2$ км/с; 7 — $v = 0$; 5,6 км/с.

Данные, приведенные на фиг. 4, показывают, что параметр F_H позволяет скоррелировать влияние на теплообмен параметров Re_0 , G_w , v практически во всем рассмотренном диапазоне этих параметров и, таким образом, характер приведенных зависимостей, которые в обобщенном виде представлены штриховыми линиями, определяется лишь скоростью потока. Исключением является диапазон слабых вдувов ($G_w \leq 0,008$, $F_H \leq 0,2$), что особенно заметно при скорости набегающего потока $U_\infty = 4,2$ км/с, которая при рассмотренных числах Рейнольдса соответствует пограничной области между завершением диссоциации кислорода и началом диссоциации азота.

Отмеченная в [7] немонотонность в зависимости теплообмена от параметра вдува в наибольшей степени проявляется при скоростях полета $U_{\infty} = 3,2$ и $3,5$ км/с и постепенно пропадает с увеличением U_{∞} . Это обстоятельство связано с «размазыванием» зоны горения и ее оттеснением от поверхности тела.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гершбейн Э. А., Колесников А. Ф. Численное решение уравнений Навье — Стокса в окрестности притупления тел, обтекаемых гиперзвуковым потоком разреженного газа при наличии вдува// Аэродинамика гиперзвуковых течений при наличии вдува. М.: Изд-во МГУ, 1979. С. 69—77.
2. Емельянова Э. М., Павлов Б. М. Вдвух с поверхности сферы навстречу разреженному гиперзвуковому потоку//Вычислительные методы и программирование. М.: Изд-во МГУ, 1981. Вып. 34. С. 3—14.
3. Shen S. Y., Baron G., Mobley R. Stagnation region gas injection in low Reynolds number hypersonic flow//Proc. Heat transfer and Fluid Mech. Inst., San Diego, Calif., 1967. Stanford: Calif. Univ. Press, 1967. P. 34—57.
4. Анкудинов А. Л. Расчет вязкого гиперзвукового ударного слоя с подводом массы при умеренно малых числах Рейнольдса//Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 3. С. 40—45.
5. Провоторов В. П., Степанов Э. А. Численное исследование вязкого ударного слоя в окрестности критической точки при наличии вдува газа//Уч. зап. ЦАГИ. 1985. Т. 16. № 4. С. 44—52.
6. Провоторов В. П., Степанов Э. А. Численное исследование тепломассообмена в окрестности критической точки в режиме вязкого ударного слоя//Тр. ЦАГИ. 1987. Вып. 2340. С. 70—84.
7. Ботин А. В., Провоторов В. П., Степанов Э. А. Теплообмен в окрестности критической точки и линии растекания при наличии вдува и горения водорода//Уч. зап. ЦАГИ. 1993. Т. 24. № 3. С. 53—63.
8. Cheng H. K. The blunt-body problem in hypersonic flow at low Reynolds numbers//Inst. Aerospace Sci. Paper. 1963. № 63—92. 100 p.
9. Провоторов В. П., Рябов В. В. Исследование гиперзвуковых течений в тонком вязком ударном слое при наличии неравновесных процессов диссоциации и ионизации//Уч. зап. ЦАГИ. 1981. Т. 12. № 5. С. 55—63.
10. Алексеев Б. В., Гришин А. М. Физическая газодинамика реагирующих сред. М.: Высш. шк., 1985. 564 с.
11. Babikov P. E., Yegorov I. V. On the version of the method of the adaptive grid generation to solve evolution problems//Proc. Sov. Union-Japan Symp. Computational fluid Dynamics, Khabarovsk, 1988. М.: ВЦ АН СССР, 1989. V. 2. P. 222—227.
12. Рябов В. В. Метод приближенного расчета коэффициента переноса многокомпонентного воздуха с продуктами сублимации графита//Инж.-физ. журн. 1988. Т. 55. № 1. С. 106—113.
13. Термодинамические свойства индивидуальных веществ: Справочник//Отв. ред. Глушко В. М. М.: Наука, 1978. Т. 1. Кн. 2. 327 с.
14. Димитров В. И. Простая кинетика. Новосибирск: Наука, 1982. 381 с.
15. Агафонов В. П., Вертушкин В. К., Гладков А. А., Полянский О. Ю. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972. 344 с.

Москва

Поступила в редакцию
21.XII.1993