

ЛИТЕРАТУРА

1. Варжанская Т. С., Чудов Л. А. Плоское течение вязкой несжимаемой жидкости вблизи острой передней кромки пластины при нулевом угле атаки, I. Вычислительные методы и программирование. Сб. работ ВЦ МГУ, 1967, вып. 7.
2. Варжанская Т. С., Чудов Л. А. Плоское течение вязкой несжимаемой жидкости вблизи острой передней кромки пластины при нулевом угле атаки, II. Вычислительные методы и программирование. Сб. работ ВЦ МГУ, 1968, вып. 11.
3. Браиловская И. Ю. Расчет обтекания угла потоком вязкого сжимаемого газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 8.
4. Тарг С. М. Основные задачи теории ламинарных течений. М., Гостехиздат, 1951.
5. Варапаев В. В. Численное исследование периодического струйного течения вязкой несжимаемой жидкости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.

НЕРАВНОВЕСНЫЙ ЛАМИНАРНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ ДИССОЦИИРУЮЩЕГО ВОЗДУХА НА ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТЕЛАХ

В. Г. ВОРОНКИН, Л. К. ГЕРАСКИНА (Москва)

Приводится метод, а также результаты численных расчетов неравновесного ламинарного пограничного слоя на осесимметричных телах, поверхность которых обладает произвольной каталитической активностью. В опубликованных работах, посвященных точным численным методам расчета пограничного слоя с химическими реакциями, предполагается, что либо поверхность тела является некаталитической, либо она обладает бесконечно большой каталитической активностью [1], либо на поверхности имеется термохимическое равновесие [2], либо заданы температура и состав газа на поверхности [3, 4]. В ряде работ, в частности в [5], эта задача рассмотрена в приближенной постановке.

1. Уравнения неравновесного ламинарного пограничного слоя в случае многокомпонентной смеси газов имеют вид

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{dP}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), & \frac{\partial(\rho u r_w)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v r_w)}{\partial y} &= 0 \\ \rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} &= -\frac{\partial K_i}{\partial y} + W_i & (i=1, \dots, n) \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$\rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + u \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \frac{\partial}{\partial y} \left(\sum_{i=1}^n H_i K_i \right)$$

$$\sum_{j=1}^n \frac{x_i x_j}{D_{ij}} (V_j - V_i) = \frac{\partial x_i}{\partial y} \quad (i=1, \dots, n-1), \quad \sum_{i=1}^n K_i = 0$$

$$P = \rho \frac{R_a T}{M}, \quad H = \sum_{i=1}^n c_i H_i, \quad K_i = \rho c_i V_i$$

Здесь c_i — массовые концентрации, x_i — молярные концентрации, H_i — энтальпия i -й компоненты с учетом теплоты образования, H — энтальпия смеси, W_i — функция химического источника, K_i — массовый поток i -й компоненты, V_i — соответствующая диффузионная скорость, D_{ij} — коэффициент бинарной диффузии, M — молекулярный вес смеси, R_a — абсолютная газовая постоянная. Остальные обозначения общеприняты.

Предполагается, что диссоциированный воздух состоит из пяти компонентов: O, N, NO, O₂, N₂. Нумерация производится в порядке их перечисления. Одно из пяти уравнений для концентраций c_i системы (1.1) можно заменить тождеством

$$c_1 + \dots + c_n = 1$$

а другое — уравнением сохранения массы кислорода как элемента при химических превращениях

$$\rho u \frac{\partial}{\partial x} \left(c_1 + \frac{M_1}{M_3} c_3 + c_4 \right) + \rho v \frac{\partial}{\partial y} \left(c_1 + \frac{M_1}{M_3} c_3 + c_4 \right) = -\frac{\partial}{\partial y} \left(K_1 + \frac{M_1}{M_3} K_3 + K_4 \right)$$

Введем новые независимые переменные

$$\zeta = \frac{x}{R}, \quad \eta = \frac{\rho_e u_e r_w}{(2\xi)^{1/2}} \int_0^y \frac{\rho}{\rho_e} dy, \quad \xi = \int_0^x \rho_e \mu_e u_e r_w^2 dx$$

Тогда систему (1.1) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \Phi f' \frac{\partial f'}{\partial \zeta} + V \frac{\partial f'}{\partial \eta} &= \frac{\partial}{\partial \eta} \left(l \frac{\partial f'}{\partial \eta} \right) - \frac{\Phi}{U_e^2} \left[\left(\frac{M_0}{M_e} \frac{\theta_e}{p} \right) \frac{\theta}{\theta_e} \frac{M_e}{M} - f'^2 \right] \frac{dp}{d\zeta} \\ \Phi \frac{\partial f'}{\partial \zeta} + f' + \frac{\partial V}{\partial \eta} &= 0 \\ \Phi f' \frac{\partial Z}{\partial \zeta} + V \frac{\partial Z}{\partial \eta} &= \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{l}{M} B \frac{\partial X}{\partial \eta} \right) + C \frac{\Phi}{U_e} \frac{\Gamma}{M} + \\ &+ \left[\frac{\Phi f'}{M p} \theta \frac{dp}{d\zeta} + \frac{l U_e^2}{M_0} \left(\frac{\partial f'}{\partial \eta} \right)^2 - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\sum_{i=1}^5 h_i U_i \right) \right] Y \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ U_4 \end{pmatrix} = \frac{l}{M} G^{-1} \begin{pmatrix} \partial x_1 / \partial \eta \\ \partial x_2 / \partial \eta \\ \partial x_3 / \partial \eta \\ \partial x_4 / \partial \eta \end{pmatrix}, \quad U_5 = -\frac{1}{M_5} \sum_{i=1}^4 M_i U_i$$

Здесь Z, X, Γ, Y — пятимерные векторы

$$Z = \frac{1}{M} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_1 + x_3 + 2x_4 \\ h \end{pmatrix}, \quad X = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \\ \theta \end{pmatrix}, \quad \Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_1 \\ \Gamma_2 \\ \Gamma_3 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad Y = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Матрица пятого порядка B имеет вид

$$B = \left\| \begin{array}{c|c} \Pi G^{-1} & 0 \\ \hline 0 & -\psi/\sigma \end{array} \right\|, \quad \Pi = \left\| \begin{array}{ccccc} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 2 \end{array} \right\|$$

Матрица четвертого порядка G составлена из элементов вида

$$G_{ij} = g_{ij} - \frac{M_j}{M_5} g_{i5}, \quad g_{ij} = \frac{x_i \mu}{\rho D_{ij}} \quad (i \neq j), \quad g_{ii} = -\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^5 g_{ji}$$

Остальные обозначения таковы

$$\begin{aligned} f' &= \frac{u}{u_e}, \quad h = \frac{HM}{R_a T_0}, \quad h_i = \frac{H_i M_i}{R_a T_0}, \quad p = \frac{P}{P_0}, \quad \theta = \frac{T}{T_0} \\ l &= \frac{\rho \mu}{\rho_e \mu_e}, \quad U_i = \frac{K_i (2\xi)^{1/2}}{M_i \rho_e \mu_e u_e r_w}, \quad \frac{R}{U_*} \frac{W_i}{\rho} = \frac{M_i}{M} C \Gamma_i \\ \Phi(\zeta) &= \frac{2\xi}{\rho_e \mu_e u_e r_w^2 R}, \quad U_e = \frac{u_e}{U_*}, \quad U_* = \left(\frac{P_0}{\rho_0} \right)^{1/2} \\ \psi &= x_1 c_{p1} + \dots + x_5 c_{p5} \end{aligned}$$

Здесь ψ — безразмерная теплоемкость смеси, σ — число Прандтля, R — характерный размер. Множитель C имеет вид

$$C = \frac{R}{U_*} \left(\frac{P_0}{R_a T_0} \right)^2 \frac{C_1}{\sqrt{T_0}}, \quad C_1 = \text{const} \quad (1.3)$$

Индекс e относится к параметрам на внешней границе пограничного слоя, индекс 0 — к параметрам на внешней границе в начальном сечении (для притупленного тела это соответствует параметрам в точке торможения).

2. В предположении тонкого асимптотического пограничного слоя краевые условия на его внешней границе будут иметь вид

$$f' = 1, \quad Z = Z_e$$

Для определения Z_e необходимо проинтегрировать систему уравнений

$$\frac{dZ_e}{d\xi} = \frac{C}{U_e} \frac{\Gamma}{M_e} + \frac{\theta_e}{M_e} \frac{1}{p} \frac{dp}{d\xi} \quad (2.1)$$

$$\frac{dU_e}{d\xi} = -2 \frac{M_0}{M_e} \frac{\theta_e}{p} \frac{dp}{d\xi}$$

с соответствующими начальными условиями. Краевые условия на поверхности тела для f' и V приняты в виде

$$f' = 0, \quad V = 0$$

Температура поверхности считается заданной и постоянной

$$\theta = \theta_w$$

Рассматриваются два случая постановки краевых условий на стенке для концентраций:

1) стенка является каталитической в отношении O и N; в этом случае массовые потоки компонент к стенке определяются скоростями каталитических реакций

$$K_1 = -K_{w1} \rho c_1, \quad K_2 = -K_{w2} \rho c_2, \quad K_3 = 0, \quad K_4 = -K_1, \quad K_5 = -K_2 \quad (2.2)$$

Здесь K_{w1} и K_{w2} — константы скорости каталитической рекомбинации O и N соответственно. В настоящее время отсутствуют какие-либо данные о кинетике каталитических реакций на стенке с участием NO, поэтому для простоты принято $K_3 = 0$. Кроме того, в практически интересных случаях концентрация NO много меньше, чем концентрация O или N;

2) заданы концентрации и температура стенки

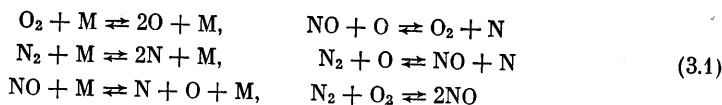
$$X_i = X_{w_i}$$

3. Коэффициент вязкости смеси μ определялся по формуле Уилке [6]. При этом использовалось «атом-молекулярное» приближение, т. е. смесь считалась бинарной, состоящей из атомов и молекул. Коэффициенты вязкости чистых компонент определялись на основании интегралов столкновений $\Omega_i^{(2,2)}$ [7]. Коэффициент теплопроводности смеси λ определялся на основе результатов работы [8] с привлечением «атом-молекулярного» приближения. Оказалось, что число Прандтля с ошибкой порядка 6% можно считать постоянным. В расчетах принято $\sigma = 0.72$.

Коэффициенты бинарной диффузии D_{ij} находились [7] по интегралам столкновений $\Omega_{ij}^{(1,1)}$, последние представлялись в виде степенной зависимости от температуры.

При вычислении энthalпий и удельных теплоемкостей отдельных компонент предполагалось: 1) степени свободы независимы; 2) электронное возбуждение отсутствует; 3) поступательные, вращательные и колебательные степени свободы находятся в равновесии при поступательной температуре.

В расчетах использовалась следующая общепринятая система химических реакций в воздухе при умеренных температурах



Здесь M — любая третья частица. Константы скоростей химических реакций заимствованы из работы [9]. Табличные значения констант равновесия [10] аппроксимировались в виде

$$K_{pi} = (T/10^4)^{a_i} \exp(A_i - B_i/T), \quad (a_i, A_i, B_i = \text{const}, i = 1, \dots, r)$$

где r — число реакций. Такая аппроксимация достаточна для практических целей вплоть до 10 000° K.

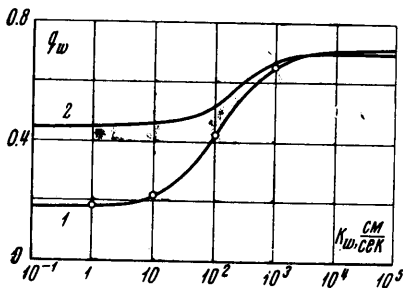
4. Для решения системы (1.2) использовалась неявная двухслойная шеститочечная разностная схема с аппроксимацией коэффициентов на среднюю точку и с введением параметра усреднения s . Сетка по ξ и η имеет вид

$$\xi_n = \xi_0 + n\Delta\xi, \quad \eta_m = \Delta\eta m$$

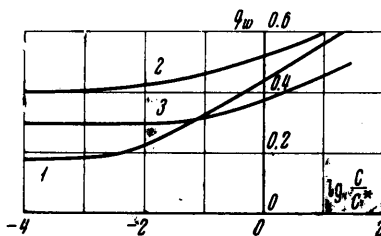
Вектор Γ расписывается следующим образом:

$$\Gamma_{n+1/2}^m = s\Gamma_n^m + (1-s)\Gamma_{n+1}^m, \quad 0 \leq s \leq 1/2 \quad (4.1)$$

Первые два уравнения системы (1.2) решаются отдельно с применением прогонки и обычного метода последовательных приближений. Разностное матрично-векторное уравнение, соответствующее третьему уравнению системы (1.2), будет существенно нелинейным из-за наличия члена с Γ . Вместо простого итерационного процесса в этом случае используется метод Ньютона решения систем уравнений. Этот способ использован также в работе [2]. В результате применения метода Ньютона по-



Фиг. 1



Фиг. 2

лучается система матрично-векторных уравнений специфического вида, позволяющая применить к ней матричную прогонку

$$A_{1m}^{(k)}X_{(k+1)}^{m+1} + A_{2m}^{(k)}X_{(k+1)}^m + A_{3m}^{(k)}X_{(k+1)}^{m-1} + a_m^{(k)} = 0 \quad (m = 1, \dots, N-1)$$

Индекс k указывает номер итерации, $N+1$ — число точек на слое.

Расчет по предложенной схеме запрограммирован на ЭВМ М-20. В программе предусмотрена возможность получения автомодельных решений (например, в критической точке затупленного тела).

5. Ниже приводятся результаты расчетов для притупленных по сфере конуса с углом полурастора 20° и цилиндра, а также для острого конуса с углом полурастора 10° . Предполагалось, что на внешней границе пограничного слоя в критической точке имеется термохимическое равновесие. Кроме того, принималось $K_{w1} = K_{w2} = K_w$. Это условие не является обязательным и использовано исключительно для того, чтобы сравнить результаты расчетов для замороженного режима с результатами работы [11]. Расчеты проведены при 40 точках на слое.

На фиг. 1 представлена зависимость безразмерного теплового потока в критической точке сферического притупления от величины константы скорости каталитической рекомбинации K_w для замороженного ($C = 0$, кривая 1) и неравновесного ($C = C^*$, кривая 2) случаев течения в пограничном слое при $P_0 = 0.216 \text{ кг/см}^2$, $T_0 = 6900^\circ \text{K}$, $R = 50 \text{ см}$ и $T_w = 700^\circ \text{K}$.

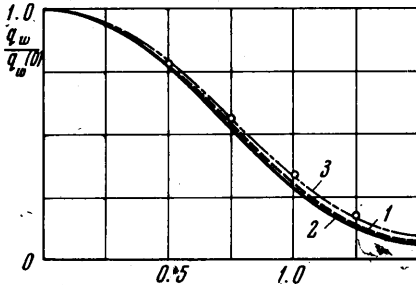
Кружочками обозначены результаты расчетов по приближенной теории [11]. Хорошее совпадение приближенных и точных расчетов свидетельствует о том, что для замороженного режима применима бинарная модель диссоциированного воздуха при условии, однако, что $K_{w1} = K_{w2}$. Здесь и ниже $C = C^*$ соответствует величинам констант скоростей химических реакций, позаимствованным из работы [9]. Ввиду того что эти константы определены с большой погрешностью, представляет интерес рассмотреть вопрос о влиянии этой погрешности на величину теплового потока. Для этого были проведены расчеты с константами скоростей химических реакций, уменьшенными и увеличенными в несколько раз по сравнению с приведенными в работе [9]. Изменение всех констант скоростей в несколько раз равнозначно изменению величины C во столько же раз. На фиг. 2 показано изменение теплового потока в критической точке в зависимости от величины констант скоростей реакций. Левая часть графика соответствует почти замороженному режиму течения. Кривая 1 получена при $P_0 = 0.216 \text{ кг/см}^2$, $T_0 = 6900^\circ \text{K}$, $R = 50 \text{ см}$, $K_w = 0$; для кривой 2 — $K_w = 100 \text{ см/сек}$; для кривой 3 — $P_0 = 0.1852 \text{ кг/см}^2$, $T_0 = 6530^\circ \text{K}$, $R = 10 \text{ см}$ и $K_w =$

= 100 см/сек. Для всех трех кривых $T_w = 700^\circ \text{K}$. Здесь и далее

$$q_w = \frac{Q_w \sqrt{R^\circ}}{\rho_0 U_* R_a T_0}, \quad R^\circ = \frac{\rho_0 U_* R}{\mu_0}$$

где Q_w — тепловой поток к стенке.

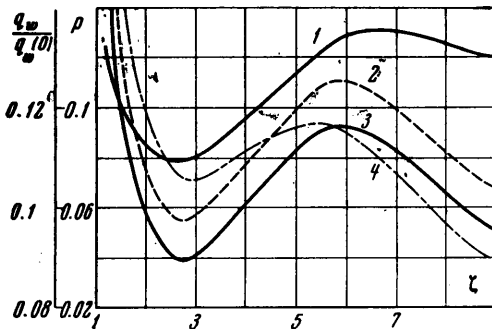
Анализ представленных результатов позволяет сделать вывод, что как каталитичность стенки, так и величины констант скоростей реакций существенно влияют на тепловой поток к стенке; при этом влияние каталитичности максимально для замороженного в отношении химических реакций пограничного слоя и уменьшается при возрастании констант скоростей реакций. Из фиг. 2 следует, что погрешность в константах скоростей химических реакций, составляющая, например, порядок величины, может привести к погрешности в тепловом потоке $\approx 30\%$. Влияние погрешности в константах скоростей реакций на теплообмен наиболее выражено для некаталитической стенки.



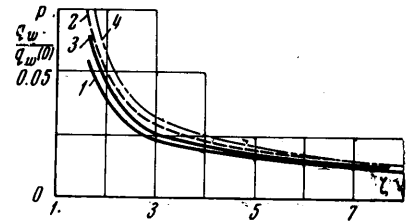
Фиг. 3

$T_w = 700^\circ \text{K}$, $K_w = 0$, $C = 0$ (кривая 3). Кружочками обозначены результаты расчетов пограничного слоя с равновесной диссоциацией воздуха [12]. Здесь и далее $q_w(0)$ означает тепловой поток в критической точке. Распределение давления по сферическому притуплению бралось из работы [13]. Следует отметить, что представленные кривые лежат близко как одна к другой, так и к результатам расчетов с равновесной диссоциацией.

На фиг. 4, 5 показано распределение теплового потока для затупленных по сфере конуса с углом полураствора 20° (фиг. 4) и цилиндра (фиг. 5) при тех же значениях P_0 , T_0 , R и K_w , что и на фиг. 3. Заложенные в расчет распределения давления для этих тел обозначены цифрой 1. Кривые 2 соответствуют случаю $C = 0$, $T_w = 700^\circ \text{K}$, кривые



Фиг. 4



Фиг. 5

3 — случаю $C = C^*$, $T_w = 700^\circ \text{K}$, кривые 4 — случаю $C = 0$, $K_w = 0$, $T_w = 700^\circ \text{K}$. На боковой поверхности рассмотренных тел влияние неравновесности на отношение q° более заметно, чем на сферическом притуплении. Увеличение температуры стенки слабо влияет на q° .

На фиг. 6 приведено распределение температуры вдоль внешней границы пограничного слоя для рассматриваемых тел. Начальный участок ($0 \leq x/R \leq 1.57$) соответствует сферическому притуплению, кривые 1 — конусу, кривые 2 — цилиндру. Пунктирные кривые относятся к неравновесному режиму течения ($C = C^*$), сплошные — к замороженному ($C = 0$). Несколько большее отличие температур для этих двух режимов в случае конуса по сравнению со случаем цилиндра объясняется более интенсивной рекомбинацией атомарного азота в случае конуса, давление на поверхности которого значительно выше, чем на цилиндре.

На фиг. 7—9 приведены результаты расчетов для острого конуса с углом полураствора 10° , лежащего в атмосфере на высоте 30.5 км со скоростью 6710 м/сек. Тем-

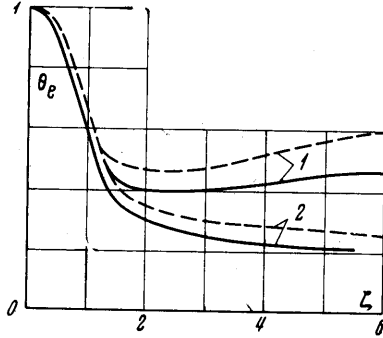
пература поверхности конуса принималась равной 1000° К, температура на границе пограничного слоя — $T_e = 1019^\circ \text{К}$. Концентрации атомов и молекул на стенке считались постоянными вдоль конуса и равными их значениям в невозмущенном потоке. Аналогичный случай рассчитан также в работе [4]. Профили величин в начальном сечении, соответствующем вершине конуса, были получены из автомодельного решения системы (1.2) при $\varphi = 0$. Распределение температуры в пограничном слое при $x = 0$ (кривая 1) и $x = 3.46 \text{ м}$ (кривая 2) приведено на фиг. 7. Отличие максимальной температуры от соответствующего значения из [4] составляет 5%.

Профили концентраций атомарного кислорода (сплошные кривые) и окиси азота (пунктирные кривые) в двух сечениях показаны на фиг. 8. В начальном сечении $x[\text{O}] = x[\text{N}] = x[\text{NO}] = 0$. При отходе от вершины конуса в пограничном слое начинают развиваться процессы диссоциации, приводящие к образованию O и N и окиси азота NO . Отличие максимальных значений массовых концентраций $c[\text{O}]$ и $c[\text{NO}]$ в сечении $x = 3.46 \text{ м}$ от аналогичных значений из [4], составляет соответственно 3 и 5.5%.

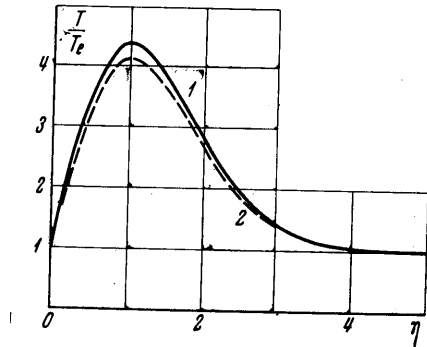
Точность приведенных выше расчетов контролировалась изменением шагов по ζ и η . На внешней границе пограничного слоя проверялось условие сохранения полной энтальпии

$$H_0 = H_e + \frac{1}{2}u_e^2$$

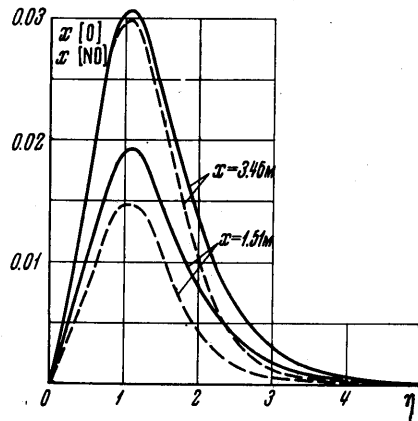
которое не использовалось в расчетах. Точность выполнения этого соотношения в случае притупленного конуса и цилиндра не хуже 0.4%. Точность выполнения интегрального закона сохранения количества движения в случае острого конуса для двух сечений пограничного



Фиг. 6



Фиг. 7



Фиг. 8

слоя, отстоящих на 100 см друг от друга, составляет 0.8% величины суммарного напряжения трения между выбранными сечениями. Точность выполнения интегрального закона сохранения энергии в случае острого конуса составляет 0.5%, а для сферического притупления — 2.5% величины суммарного теплового потока к стенке между выбранными сечениями пограничного слоя.

Авторы благодарят В. В. Лунева и И. Н. Мурзинова за советы и замечания.

Поступило 26 I 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Pallone A. J., Moore J. A., Erdos J. I. Nonequilibrium, nonsimilar solutions of the laminar boundary layer equations. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 10.
2. Громов В. Г. Химически неравновесный ламинарный пограничный слой в диссоциированном воздухе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 2.

3. Blottner F. G. Chemical nonequilibrium boundary layer. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 2.
4. Blottner F. G. Nonequilibrium laminar boundary layer flow of ionized air. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 11.
5. Fay J. A., Riddell F. R. Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air. J. Aeronaut. Sci., 1958, vol. 25, No. 2.
6. Wilke C. R. A viscosity equation of gas mixtures. J. Chem. Phys., 1950, vol. 18, No. 4.
7. Yan K. S., Mason E. A. Collision integrals for the transport properties of dissociating air at high temperatures. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 4.
8. Mason E. A., Saxena S. C. Approximate formula for the thermal conductivity of gas mixtures. Phys. Fluids, 1958, vol. 1, No. 5.
9. Lin Sh.-Ch., Teare J. D. Rate of ionization behind shock waves in air. II. Theoretical interpretations. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 3.
10. Термодинамические свойства индивидуальных веществ, т. 2. М., Изд-во АН СССР, 1962.
11. Goulard R. On catalytic recombination rates in hypersonic stagnation heat transfer. Jet Propulsion, 1958, No. 11.
12. Мурзинов И. Н. Ламинарный пограничный слой на сфере в гиперзвуковом потоке равновесно диссоциирующего газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 2.
13. Лунев В. В., Павлов В. Г., Синченко С. Г. Гиперзвуковое обтекание сферы равновесно диссоциирующим воздухом. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1966, т. 6, № 1.

ТУРБУЛЕНТНАЯ ДИФФУЗИЯ ТЕПЛА В СТРУЯХ РАЗБАВЛЕННЫХ ПОЛИМЕРНЫХ РАСТВОРОВ

С. А. ВЛАСОВ, В. Н. КАЛАШНИКОВ

(Москва)

Воздействие снижающих турбулентное трение полимерных добавок на свободную струйную турбулентность исследовалось в работах [1-3]. Результаты Уайта [1] свидетельствуют об увеличении уровня турбулентного перемешивания в затопленной струе раствора полимера, тогда как в работе Гедда [2] отмечается уменьшение интенсивности турбулентной диффузии краски в струях тех же растворов. В работе [3] было показано, что характер влияния полимерных добавок на струйную турбулентность существенно зависит от структуры раствора. Если раствор эластичный, то наблюдается снижение турбулентного перемешивания, тогда как в струе раствора, не обладающего заметными континуальными вязко-упругими свойствами, но содержащего отдельные вязко-упругие ассоциаты, наблюдается увеличение перемешивания. Это в некоторой мере примиряет результаты Гедда и Уайта, но полной ясности нет, так как не учитывалось, что часто раствор одного и того же полимера в одном и том же растворителе может иметь различную структуру; кроме того, Уайт измерял профили скоростей тонкой трубкой Пито, а ее показания не точны из-за экранировак ассоциатами измерительного отверстия.

Ниже приводятся данные о турбулентной диффузии тепла в затопленных струях полимерных растворов. Температурные профили в струях, истекающих в жидкости с отличающейся температурой, измерялись при помощи термопары.

Опыты были проведены с водными растворами полиоксэтилена (Polyox WSR-301) и гуаровой смолы. При растворении в воде первого из этих полимеров, по-видимому, образуется сплошная флуктуирующая сетка полимерных цепей, благодаря которой раствор может проявлять заметную континуальную вязко-упругость. Гуаровая смола в воде сплошную сетку не образует. В водных растворах гуаровой смолы образуются отдельные вязко-упругие ассоциаты, суспендированные в практически ньютоновском растворителе. Такую же структуру приобретают и эластичные растворы полиоксэтилена после некоторого времени действия на них сдвиговых напряжений [3].

При проведении опытов с неэластичными растворами жидкость из термостатированного бака прокачивалась насосом термостата через сопло в кювету, также термостатированную перед опытом. В опытах с эластичными растворами необходимый напор создавался не с помощью насоса, а разностью уровней бака и кюветы. Это давало возможность снизить сдвиговые напряжения и замедлить разрушение сетки полимерных цепей во время замеров. Диаметр отверстия сопла был равен 3.1 мм. Скорость истечения через сопло во всех опытах составляла 5 м/сек. Объем кюветы был таким, что во время одного измерения температура жидкости в ней менялась не более, чем на 0.1°C. Ошибка в измерениях при этом не превосходила 1%.