

## ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ В МНОГОКОМПОНЕНТНОМ ДИССОЦИИРУЮЩЕМ ГАЗЕ

Ю. В. ЛАПИН, Ю. С. ЧУМАКОВ

(Ленинград)

Большинство проведенных до настоящего времени исследований турбулентного пограничного слоя в диссоциирующем газе основывается на ряде упрощающих допущений. В частности, при расчете диффузионных потоков компонент в вязком подслое, как правило, пользуются бинарной моделью диффузии; число реакций, рассматриваемых в диссоциирующем воздухе, ограничивается одной-двумя основными реакциями ( $O_2 \rightleftharpoons 2O$ ,  $N_2 \rightleftharpoons 2N$ ). При рассмотрении равновесных течений многокомпонентной диссоциирующей смеси обычно принимается допущение о неизменности концентраций химических элементов поперек пограничного слоя.

С использованием перечисленных и некоторых других допущений была, в частности, разработана теория турбулентного пограничного слоя в равновесных и неравновесных течениях диссоциирующего газа на плоской пластине [1], позволившая установить некоторые основные закономерности таких течений.

Подробный обзор зарубежных и главным образом отечественных исследований по рассматриваемой проблеме содержится в [2].

В настоящей работе излагаются метод расчета и результаты расчетов течений многокомпонентной реагирующей смеси в турбулентном пограничном слое плоской пластины. Рассмотрены равновесные и неравновесные течения диссоциирующего воздуха на поверхностях с произвольной каталитической способностью. Анализируется влияние отдельных химических реакций, протекающих в воздухе, на интегральные характеристики пограничного слоя. Исследуется влияние диффузии элементов на трение и тепловой поток. Приводятся некоторые результаты расчетов.

**1. Постановка задачи.** Рассмотрим продольное обтекание гладкой плоской пластины потоком многокомпонентного реагирующего газа. Вне зависимости от характера физико-химических процессов, протекающих в турбулентном пограничном слое, расчет трения может быть проведен с помощью полуэмпирического интегрального метода, подробное обоснование которого приведено в [4]. Согласно этому методу местный коэффициент трения  $c_f$  определяется системой равенств

$$(1.1) \quad \frac{c_f}{c_{f0}} = \left( \frac{FK}{2N} \right)^2, \quad F = 0.242 c_{f0}^{-1/2}, \quad K = \int_0^1 \left( \frac{\rho}{\rho_e} \right)^{1/2} dU$$

$$N + \lg N = \lg(FK/2) + 0.5(F+G), \quad G = \lg(\mu_e/\mu_w)$$

Здесь  $c_{f0}$  — местный коэффициент трения на пластине, обтекаемой несжимаемой жидкостью без теплообмена,  $\rho$  — плотность газа,  $\mu$  — коэффициент динамической вязкости,  $U = u/u_e$ ,  $u$  — продольная составляющая скорости в пограничном слое; индексами  $e$  и  $w$  здесь и далее обозначены величины на внешней границе пограничного слоя и на стенке соответственно.

Как видно из (1.1), влияние физико-химических процессов в пограничном слое на сопротивление будет проявляться через зависимость плотности от скорости и вязкость. Для определения указанных зависимостей, а также характеристик тепло- и массообмена целесообразно воспользоваться уравнениями переноса энергии и вещества в переменных Крокко [1]; необходимость в динамических уравнениях при принятом подходе отпадает.

Примем двухслойную прандтлевскую схему турбулентного пограничного слоя. Согласно этой схеме пограничный слой делится на ламинарный (вязкий) подслой и турбулентное ядро. В турбулентном ядре будем считать турбулентные аналоги чисел Прандтля и Шмидта равными единице. В ламинарном подслое будем пренебрегать влиянием термодиффузии на перенос вещества и диффузионного термоэффекта — на перенос энергии.

При принятых допущениях уравнение энергии в переменных Крокко в ламинарном подслое ( $0 \leq u \leq u_L$ ) и в турбулентном ядре ( $u_L \leq u \leq u_e$ ) соответственно имеет вид

$$(1.2) \quad \rho u \frac{\mu}{\tau} \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial u} \frac{\partial H}{\partial u} = \frac{\partial q}{\partial u}$$

$$(1.3) \quad q = \frac{\tau}{P} \left[ \frac{\partial H}{\partial u} + \sum_{i=1}^N (L_i - 1) h_i \frac{\partial c_i}{\partial u} + (P - 1) u \right]$$

$$\rho u \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{\tau^2}{\epsilon} \frac{\partial^2 H}{\partial u^2}$$

Здесь  $x$  — координата, отсчитываемая вдоль пластины,  $\tau$  — напряжение трения,  $\epsilon$  — турбулентный аналог динамической вязкости,  $q$  — так называемый обобщенный тепловой поток,  $P = \mu c_p / \lambda$  — число Прандтля,  $c_p$  — удельная теплоемкость смеси при постоянном давлении,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности смеси,  $L_i = \rho D_i c_p / \lambda$  — число Льюиса, построенное по эффективному коэффициенту диффузии  $D_i$ ,  $c_i$  — массовая концентрация  $i$ -й компоненты,  $N$  — число компонент смеси,  $H$  — полная энтальпия смеси, выражаемая равенством

$$(1.4) \quad H = h + \frac{u^2}{2}, \quad h = \sum_{i=1}^N c_i h_i, \quad h_i = \int_0^T c_{pi} dT + h_i^0$$

где  $c_{pi}$  — удельная теплоемкость  $i$ -й компоненты при постоянном давлении,  $T$  — температура,  $h_i^0$  — энтальпия образования  $i$ -й компоненты при стандартных условиях. Индексом  $L$  обозначены параметры на границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра.

Выражение для эффективного коэффициента диффузии  $D_i$  эквивалентно соотношениям Стефана — Максвелла [3] и получается из последних путем формального представления диффузионного потока  $i$ -й компоненты в виде закона Фика [4].

Граничные условия для уравнений (1.2) и (1.3) имеют вид

$$(1.5) \quad H = h_w, \quad u = 0; \quad H = H_e, \quad u = u_e$$

Кроме условий (1.5) должны быть выполнены условия непрерывности полной энтальпии и обобщенного теплового потока на границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра.

Уравнения диффузии и граничные условия для отдельных компонент смеси при принятых допущениях в ламинарном подслое ( $0 \leq u \leq u_L$ ) и в турбулентном ядре ( $u_L \leq u \leq u_e$ ) соответственно имеют вид

$$(1.6) \quad \rho u \frac{\mu}{\tau} \frac{\partial c_i}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial u} \frac{\partial c_i}{\partial u} = \frac{\mu}{\tau} w_i + \frac{\partial}{\partial u} \left( \frac{\tau}{S_i} \frac{\partial c_i}{\partial u} \right)$$

$$(1.7) \quad \rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} = w_i + \frac{\tau^2}{\epsilon} \frac{\partial^2 c_i}{\partial u^2}$$

$$(1.8) \quad c_i = c_{iw}, \quad u = 0; \quad c_i = c_{ie}, \quad u = u_e$$

Здесь  $w_i$  — массовая скорость образования  $i$ -й компоненты в единице объема,  $S_i = \mu/\rho D_i$  — число Шмидта, построенное по эффективному коэффициенту диффузии.

Значения концентраций компонент на стенке  $c_{i0}$  могут быть заранее определены лишь в некоторых частных случаях. В общем случае значения  $c_{i0}$  должны определяться в процессе решения задачи с использованием дополнительных соотношений, описывающих кинетику процессов на поверхности [1].

Кроме условий (1.8), на границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра должны удовлетворяться условия непрерывности концентраций компонент и диффузионных потоков.

Из  $N$  уравнений (1.6) и (1.7) лишь  $(N-1)$  уравнений являются независимыми, так как имеет место условие  $\sum_i c_i = 1$ . Уравнения (1.6) и (1.7)

позволяют в принципе рассчитывать не только неравновесные течения, но и течения, практически не отличающиеся от равновесных. Однако, как показывает опыт расчетов течений, близких к равновесным, получение «равновесных» решений уравнений (1.6) и (1.7) связано с неоправданно большими затратами машинного времени и требует известного опыта расчетов таких течений. В связи с этим для расчета строго равновесных течений целесообразно пользоваться редуцированной формой системы уравнений (1.6), (1.7) [4]. Для получения этой системы уравнений умножим (1.6) и (1.7) на концентрацию  $k$ -го элемента в  $i$ -й компоненте  $c_{ki} = m_k N_k / m_i$  ( $m_k$  — атомный вес  $k$ -го элемента,  $N_k$  — число атомов  $k$ -го элемента в  $i$ -й компоненте) и просуммируем полученные таким образом уравнения по  $i$ . В результате будем иметь  $N_a$  уравнений диффузии для элементов в ламинарном подслое и в турбулентном ядре соответственно

$$(1.9) \quad \rho u \frac{\mu}{\tau} \frac{\partial c_k^*}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial u} \frac{\partial c_k^*}{\partial u} = \frac{\partial}{\partial u} j_k^*, \quad j_k^* = \tau \sum_{i=1}^N \frac{c_{ki}}{S_i} \frac{\partial c_i}{\partial u}$$

$$(1.10) \quad \rho u \frac{\epsilon}{\tau} \frac{\partial c_k^*}{\partial x} = \frac{\partial^2 c_k^*}{\partial u^2}$$

$$(1.11) \quad c_k^* = \sum_{i=1}^N c_{ki} c_i$$

Здесь  $c_k^*$  — концентрация  $k$ -го элемента, а  $j_k^*$  — диффузионный поток  $k$ -го элемента.

Систему уравнений сохранения для элементов  $N_a$  ( $N_a < N$ ) следует дополнить  $N_r$  выражениями для констант равновесия независимых химических реакций ( $N = N_a + N_r$ ).

Граничные условия для уравнений (1.9) и (1.10) на непроницаемой поверхности имеют вид

$$(1.12) \quad \sum_{i=1}^N \frac{c_{ki}}{S_i} \frac{\partial c_i}{\partial u} = 0, \quad u=0; \quad c_k^* = c_{ke}^*, \quad u=u_e$$

Первое из условий (1.12) означает условие равенства нулю диффузионного потока  $k$ -го элемента на поверхности тела.

Условия (1.12) должны быть дополнены условиями непрерывности концентраций элементов и диффузионных потоков элементов на границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра.

**2. Решение тепловой и диффузионной задачи в приближении локального подобия.** В теории турбулентного пограничного слоя на плоской пластине и телах, обтекаемых с небольшими продольными изменениями параметров внешнего потока, многие результаты, в частности при исследовании течений в диссоциирующей газе, были получены в приближении локального подобия [1]. Согласно этому приближению в любой точке с координатой  $x$  зависимости искомых переменных от  $x$  предполагаются такими, что их производными по  $x$  можно пренебречь, а те члены уравнений, которые в соответствии с условиями в невозмущенном потоке или на стенке зависят от  $x$ , принимаются равными их локальным значениям. В этом случае исходные уравнения становятся обыкновенными дифференциальными уравнениями с  $u$  в качестве независимой переменной.

Из решения этих уравнений могут быть найдены характеристики пограничного слоя в заданном сечении; развитием течения вдоль оси  $x$  фактически пренебрегается. Справедливость гипотезы локального подобия в большой степени зависит от того, насколько медленно меняются параметры внешнего потока с изменением  $x$ . В случае течения вблизи плоской пластины с постоянными значениями параметров на стенке и во внешнем потоке гипотеза локального подобия, по-видимому, не должна приводить к заметным погрешностям в расчете. Некоторые дополнительные соображения в обоснование этого утверждения приведены в [1].

При рассмотрении течений на плоской пластине с большой степенью точности можно принять, что в ламинарном подслое напряжение трения  $\tau$  постоянно поперек подслоя и равно его значению на стенке, т. е.  $\tau = \text{const} = \tau_w$ . С учетом этого обстоятельства в рамках гипотезы о локальном подобии ( $\partial H / \partial x = 0$ ,  $\partial c_i / \partial x = 0$ ) исходные уравнения энергии (1.2), (1.3), диффузии (1.6), (1.7) и диффузии элементов (1.9), (1.10) упрощаются и принимают соответственно следующий вид:

$$(2.1) \quad \frac{dq}{du} = 0, \quad 0 \leq u \leq u_L; \quad \frac{d^2 H}{du^2} = 0, \quad u_L \leq u \leq u_e$$

$$(2.2) \quad \frac{d}{du} \left( \frac{1}{S_i} \frac{dc_i}{du} \right) = - \frac{\mu}{\tau^2} w_i, \quad 0 \leq u \leq u_L$$

$$\frac{d^2 c_i}{du^2} = - \frac{\epsilon}{\tau^2} w_i, \quad u_L \leq u \leq u_e$$

$$(2.3) \quad \frac{d}{du} j_k^* = 0, \quad 0 \leq u \leq u_L; \quad \frac{d^2 c_k^*}{du^2} = 0, \quad u_L \leq u \leq u_e$$

Интегрирование (2.1)–(2.3) при указанных в п. 1 граничных условиях не составляет труда. Подробности можно найти, в частности, в [1]. В связи с этим ограничимся здесь тем, что приведем окончательные результаты интегрирования. При этом в ламинарном подслое будем считать число Прандтля и эффективные числа Льюиса и Шмидта постоянными, равными их значениям на стенке. В обоснование этого допущения можно заметить, что, как показывают расчеты, для тройных смесей типа смеси  $O$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ , эти числа действительно мало изменяются поперек подслоя в широком диапазоне изменений условий на стенке и во внешнем потоке. Обычно отклонение этих чисел от их значений на стенке не превышает 3–5%.

В результате интегрирования уравнений (2.1), получаются следующие зависимости между профилями полной энтальпии, скорости и концентраций в ламинарном подслое и в турбулентном ядре соответственно

$$(2.4) \quad H = h_w + \frac{P}{\tau_w} q_w u - \sum_{i=1}^N (L_i - 1) \int_0^U h_i \frac{dc_i}{dU} dU + \frac{1}{2} (1-P) u_e^2 U^2$$

$$(2.5) \quad H = H_e - \frac{q_w u_e}{\tau_w} (1-U)$$

$$(2.6) \quad q_w = \tau_w \{ u_e [1 - (1-P) U_L] \}^{-1} \left\{ h_e + [1 - (P-1) U_L^2] \frac{u_e^2}{2} - \right. \\ \left. - h_w + \sum_{i=1}^N (L_i - 1) \int_0^{U_L} h_i \frac{dc_i}{dU} dU \right\}, \quad U_L = \frac{\alpha}{\xi}, \quad \xi = \frac{u_e}{(\tau_w / \rho_w)^{1/2}}$$

Здесь  $\tau_w$  — напряжение трения на стенке,  $q_w$  — тепловой поток на поверхности пластины,  $\alpha$  — эмпирическая постоянная турбулентности ( $\alpha=11.8$ ).

Из определения полной энтальпии (1.4) при условии, что удельные теплоемкости отдельных компонент не зависят от температуры, следует выражение для температуры:

$$(2.7) \quad T = \left( H - \sum_{i=1}^N c_i h_i^\circ - \frac{u^2}{2} \right) \left( \sum_{i=1}^N c_i c_{pi} \right)^{-1}$$

Выражения для полной энтальпии в ламинарном подслое и турбулентном ядре, теплового потока и температуры содержат неизвестные пока концентрации отдельных компонент. Для установления связи концентраций со скоростью в ламинарном подслое и турбулентном ядре необходимо проинтегрировать уравнения диффузии.

В результате интегрирования в ламинарном подслое и в турбулентном ядре соответственно найдем

$$(2.8) \quad c_i = c_{iw} + S_i j_{iw} u / \tau_w - S_i I_{Li}(U)$$

$$(2.9) \quad c_i = c_{ie} - [j_{iw} u_e / \tau_w - I_{Li}(U)] (1-U) + I_{Ti}(1) - I_{Ti}(U)$$

$$(2.10) \quad j_{iw} = \tau_w \{ u_e [1 - (1-S_i) U_L] \}^{-1} \{ c_{ie} - c_{iw} + S_i I_{Li}(U_L) - \\ - I_{Li}(U_L) (1-U_L) + I_{Ti}(1) \}$$

В соотношениях (2.8), (2.9) введены обозначения

$$(2.11) \quad I_{Li}(U) = \frac{\xi^4 \mu_w}{\rho_w^2 u_e^2} \int_0^U \int_0^U w_i \frac{d\eta}{d\varphi} dU dU,$$

$$I_{Ti}(U) = \frac{\xi^4 \mu_w}{\rho_w^2 u_e^2} \int_0^U \int_0^U w_i \frac{d\eta}{d\varphi} dU dU$$

$$I_{Li}(U) = \frac{\xi^4 \mu_w}{\rho_w^2 u_e^2} \int_0^U w_i \frac{d\eta}{d\varphi} dU$$

Здесь  $j_{iw}$  — диффузионный поток  $i$ -й компоненты на стенке,  $\xi = u_e / (\tau_w / \rho_w)^{1/2}$  — параметр трения, а величина  $d\eta/d\varphi = 1$  в ламинарном подслое и выражается равенством [1]

$$(2.12) \quad \frac{d\eta}{d\varphi} = \frac{1}{f} \exp \left( \xi \kappa \int_{U_L}^U (\rho / \rho_w)^{1/2} dU \right)$$

в турбулентном ядре ( $\kappa=0.4$ ,  $f=1/\kappa\alpha$ ).

Безразмерные интегральные комплексы  $I_{Li}$ ,  $I_{Li}$ ,  $I_{Ti}$ , содержащие массовую скорость образования  $i$ -й компоненты  $w_i$ , характеризуют суммарную «мощность» источников образования  $i$ -й компоненты, заключенных в некотором объеме, протяженность которого в направлении оси  $z$  определяется пределами интегрирования, а площадь основания можно считать единичной.

При протекании на непроницаемой поверхности каталитических реакций в стационарных условиях диффузионный поток  $i$ -й компоненты должен равняться скорости образования  $i$ -й компоненты

$$(2.13) \quad j_{iw} = k_{wi}[A_i]^{n_i} - k_{wj}[A_j]^{n_j}$$

где  $k_{wi}$ ,  $k_{wj}$  — константы скоростей прямой и обратной химических реакций,  $n_i$ ,  $n_j$  — порядки прямой и обратной реакций,  $[A_i]$ ,  $[A_j]$  — концентрации компонент.

Условие (2.13) совместно с выражением для диффузионного потока (2.10) позволяет определить состав смеси ( $c_{iw}$ ) на поверхности тела.

Интегрирование уравнений диффузии элементов при сформулированных выше граничных условиях и принятых допущениях ( $S_i = \text{const} = S_{iw}$ ) приводит в ламинарном подслое и в турбулентном ядре к следующим результатам:

$$(2.14) \quad c_k^* = c_{ke}^* - \sum_{i=1}^N c_{ki} \left( \frac{1}{S_i} - 1 \right) (c_i - c_{iL})$$

$$(2.15) \quad c_k^* = \text{const} = c_{ke}^*$$

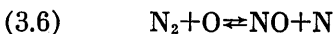
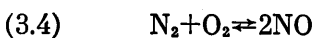
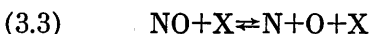
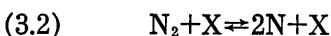
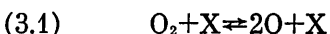
Для замыкания задачи необходимо воспользоваться выражением для плотности газа

$$(2.16) \quad \frac{\rho}{\rho_e} = \left( \frac{T}{T_e} \right)^{-1} \frac{m}{m_e}, \quad m = \left( \sum_{i=1}^N \frac{c_i}{m_i} \right)^{-1}$$

которое получается из уравнения состояния и условия постоянства давления поперек пограничного слоя.

Решение поставленной задачи на основе полученных соотношений может быть проведено методом последовательных приближений.

**3. Применение метода к расчету течения диссоциирующего воздуха.** В диапазоне температур от 2000 до 8000° К принято считать [5], что основными являются следующие реакции:



где X означает каталитическую частицу.

Также принято считать, что из приведенных реакций четыре последние по сравнению с двумя первыми играют второстепенную роль. Однако конкретных расчетов с учетом всех указанных реакций применительно к течениям в турбулентном пограничном слое до последнего времени, по-видимому, не проводилось. Практически все полученные результаты относятся к течениям бинарных или «квазибинарных» смесей в турбулентном пограничном слое.

Реакции (3.1)–(3.6) приводят к образованию пятикомпонентной смеси: O, N, NO, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, состоящей из двух элементов O и N.

При расчете неравновесного течения воздуха в настоящей работе рассматривались лишь реакции (3.1)–(3.5). В качестве констант равновесия использовались их приближенные выражения, предложенные Реем [4] и приведенные также в [1]. Константы скоростей реакций принимались в соответствии с данными, приведенными в [8].

В качестве граничного условия на поверхности использовался упрощенный вариант условия (2.10), а именно

$$(3.7) \quad j_{iw} = k_{wi} \rho_w c_{iw}$$

Подставляя в левую часть равенства (3.7) выражение для диффузионного потока на стенке (2.10) и разрешая полученное соотношение относительно концентрации на стенке, получим для ее определения следующее выражение:

$$(3.8) \quad c_{iw} = [1 + A_{wi} [1 - (1 - S_i) U_L]]^{-1} [c_{ie} + I_{Ti}(1) + S_i I_{Li}(U_L) + (1 - U_L) I_{Li}(U_L)], \quad A_{wi} = \rho_w k_{wi} u_e / \tau_w$$

где  $A_{wi}$  — безразмерный параметр каталитической рекомбинации.

В процессе расчета три параметра каталитической рекомбинации для O, N и NO задавались произвольно. Для определения недостающих параметров  $A_{wi}$  и концентраций на стенке  $c_{iw}$  использовались четыре соотношения (3.8), условие равенства единице суммы концентраций и два условия равенства нулю диффузионных потоков элементов O и N (1.12), которые после несложных преобразований принимают вид

$$(3.9) \quad c_{O_w} A_{wO} + {}^{16}/_{30} c_{NO_w} A_{wNO} + c_{O_2} A_{wO_2} = 0, \\ c_{N_w} A_{wN} + {}^{14}/_{30} c_{NO_w} A_{wNO} + c_{N_2} A_{wN_2} = 0$$

При расчете равновесных течений для определения состава газа использовались выражения для констант равновесия трех независимых реакций, в качестве которых были приняты реакции (3.1)–(3.3). В качестве двух недостающих соотношений использовались условие равенства единице суммы концентраций, условие (2.14) в ламинарном подслое и (2.15) в турбулентном ядре.

В условия (2.14), (2.15) входят концентрации элементов  $c_{O^*}$  и  $c_{N^*}$ . В соответствии с равенством (1.11) для рассматриваемой смеси выражения для  $c_{O^*}$  и  $c_{N^*}$  имеют вид

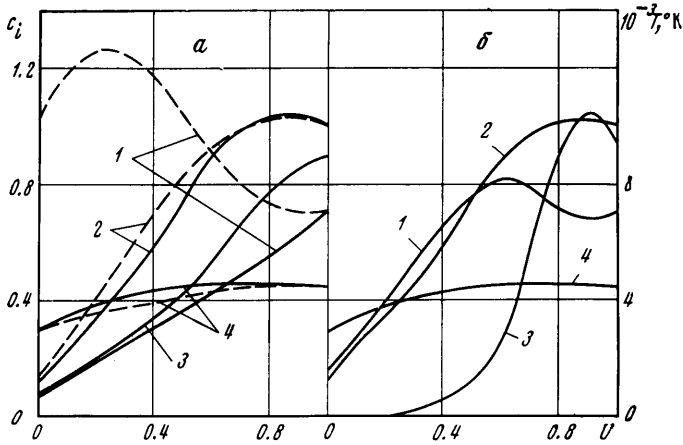
$$(3.10) \quad c_{O^*} = c_O + c_{O_2} + {}^{16}/_{30} c_{NO}, \quad c_{N^*} = c_N + c_{N_2} + {}^{14}/_{30} c_{NO}$$

Коэффициенты переноса чистых газов в ламинарном подслое определялись по формулам кинетической теории газов [3]. Силовые постоянные для потенциала Леннарда — Джонса принимались в соответствии с данными [7], а интегралы столкновений вычислялись по приближенным соотношениям [8].

Вязкость и теплопроводность смеси рассчитывались по формулам Уилки и Масона — Саксены соответственно [9]. При расчете диффузии в многокомпонентной смеси использовались соотношения Стефана — Максвелла [3], записанные через эффективные коэффициенты диффузии [1].

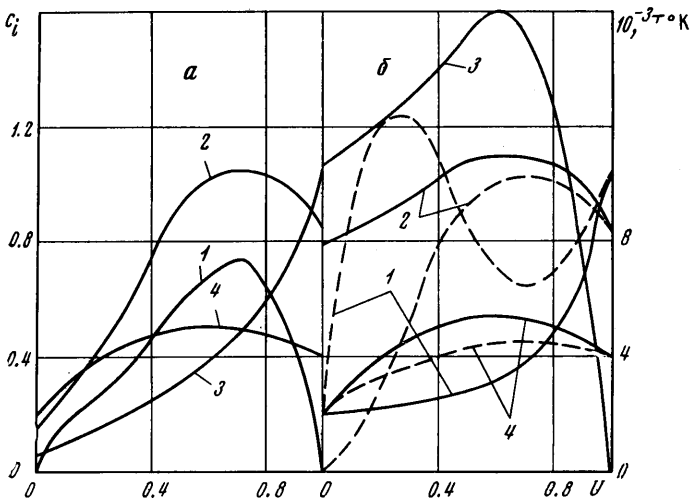
**4. Результаты расчетов.** По изложенному методу были проведены расчеты характеристик пограничного слоя. Условия во внешнем потоке во всех случаях считались равновесными.

На фиг. 1 приведены поля концентраций и температуры в пограничном слое на плоской пластине, обтекаемой потоком со скоростью  $u_e=4000$  м/сек и давлением  $p_e=1$  атм. Температуры на поверхности и внешней границе пограничного слоя принимались равными  $T_w=3000^\circ\text{K}$



Фиг. 1

и  $T_e=4500^\circ\text{K}$  соответственно. Параметры каталитической рекомбинации для O, N, NO принимались одинаковыми и равными  $A_{wi}=20$  ( $i=O, N, NO$ ), что соответствует условиям течения, близким к условиям на абсолютно каталитической стенке. Сплошными кривыми изображены параметры при



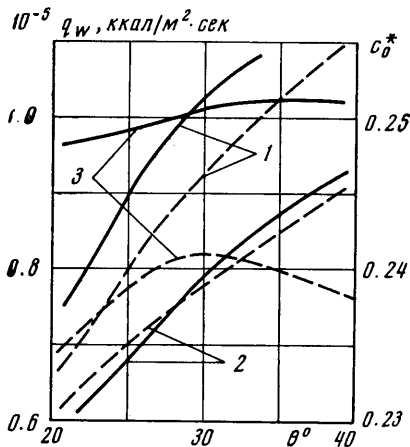
Фиг. 2

неравновесном течении, пунктирными — при равновесном; цифрами обозначены кривые (1 —  $20c_{NO}$ , 2 —  $5c_O$ , 3 —  $200c_N$ , 4 —  $T^\circ\text{K}$ ). Элементарный состав газа принимался постоянным по сечению пограничного слоя, равным составу на внешней границе.

На фиг. 1 а приведены результаты, полученные с учетом трех реакций ((3.1)–(3)), а на фиг. 1, б — с учетом пяти реакций ((3.1)–(3.5)).



Тепловой поток и коэффициент трения при неравновесном течении в обоих случаях вплоть до третьей значащей цифры оказались одинаковыми и равными  $(q_w)_{ne}=1655 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{сек}$ ,  $(c_f)_{ne}=0.00351$  ( $Re_x=2 \cdot 10^6$ ). Соответствующие значения тех же параметров в замороженном течении были равны  $(q_w)_f=1545 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{сек}$ ,  $(c_f)_f=0.00334$ . Учет диффузии элементов в неравновесном (*ne*) и замороженном (*f*) течениях не привел практически к изменению интегральных характеристик пограничного слоя (отмечено различие в четвертой значащей цифре).



Фиг. 3

и коэффициент трения получились равными  $(q_w)_{ne}=4340 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{сек}$ ,  $(c_f)_{ne}=0.00265$ ,  $(q_w)_f=3910 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{сек}$ ,  $(c_f)_f=0.00244$  на каталитической стенке;  $(q_w)_{ne}=3560 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{сек}$ ,  $(c_f)_{ne}=0.00246$ ,  $(q_w)_f=3590 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{сек}$ ,  $(c_f)_f=0.00237$  на некаталитической стенке. Учет диффузии элементов привел к изменению  $q_w$  и  $c_f$  лишь в третьей значащей цифре.

На фиг. 3 изображены зависимости теплового потока (кривые 1 —  $A_{wi}=25$ , 2 —  $A_{wi}=0.5$ ) и концентрации элемента кислорода (кривые 3 —  $A_{wi}=25$ ) на поверхности клина в точке с координатой  $x=1 \text{ м}$  от угла полураствора клина  $\theta$  для следующих условий течения:  $u_\infty=7 \text{ км/сек}$ ,  $p_\infty=0.0129 \text{ атм}$  (высота полета  $H=30 \text{ км}$ ),  $T_\infty=220^\circ \text{ К}$ ,  $T_w=2000^\circ \text{ К}$ . Параметры каталитической рекомбинации принимались равными  $A_{wi}=0.5$  и 25 ( $i=O, N, NO$ ). Расчет проведен с учетом диффузии элементов. При расчете неравновесного течения (сплошные кривые) учитывались реакции (3.1) — (3.3). Пунктирными кривыми изображены результаты расчета для замороженного течения. Из фиг. 3 видно, что каталитические реакции на стенке оказывают большее влияние на интегральные характеристики пограничного слоя по сравнению с химическими реакциями в газовой фазе.

Был также проведен расчет равновесного течения на клине с углом полураствора  $30^\circ$  при давлении  $p_\infty=0.0129 \text{ атм}$  при различных скоростях набегающего потока ( $3 \text{ км/сек} < u_\infty < 10 \text{ км/сек}$ ). Расчеты показали, что с увеличением скорости  $u_\infty$  концентрация элемента кислорода на поверхности возрастает от 0.23 при  $u_\infty=3 \text{ км/сек}$  до 0.3 при  $u_\infty=10 \text{ км/сек}$ , на тепловые потоки и трение диффузия элементов практического влияния не оказывает.

По результатам проведенных расчетов можно сделать следующие выводы.

Диффузия элементов в исследованном диапазоне температур и давлений (в области диссоциации) не оказывает заметного влияния на интегральные характеристики пограничного слоя: тепловой поток, трение и т. д.

Изменение скоростей химических реакций в воздухе от замороженного до равновесного состояний при фиксированных условиях на стенке приводит в области диссоциации к изменению теплового потока и трения не более чем на 20–25%.

Изменение скоростей каталитических реакций на стенке оказывает значительно большее влияние на тепловой поток по сравнению с влиянием реакций в газовой фазе.

При определении интегральных характеристик пограничного слоя в области диссоциации во многих случаях можно удовлетвориться учетом лишь реакций (3.1) и (3.2).

Поступила 2 III 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лапин Ю. В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М., «Наука», 1970.
2. Лапин Ю. В., Лойцянский Л. Г., Лунькин Ю. П., Нейланд В. Я., Сычев В. В., Тирский Г. А. Динамика вязких жидкостей и газов, теория ламинарных и турбулентных пограничных слоев. В сб. «Механика в СССР за 50 лет», т. 2. М., «Наука», 1970.
3. Гиршфельдер Дж., Кергисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
4. Сулов О. Н., Тирский Г. А., Щенников В. В. Описание химически равновесных течений многокомпонентных ионизованных смесей в рамках уравнений Навье – Стокса и Прандтля. ПМТФ, 1971, № 1.
5. Рей К. Химическая кинетика воздуха при высокой температуре. В сб. «Исследование гиперзвуковых течений». М., «Мир», 1964.
6. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., «Наука», 1965.
7. Svehla R. A. Estimated viscosities and thermal conductivities of gases at high temperatures. NASA Techn. Rept, 1962, Techn. Rept No. 132.
8. Анфимов Н. А. Ламинарный пограничный слой в многокомпонентной смеси газов. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 1.
9. Дорренс У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М., «Мир», 1966.