

УДК 533.6.011.8

О ЛОКАЛЬНЫХ ВЯЗКИХ ХИМИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНЫХ ТЕЧЕНИЯХ

БОГОЛЕПОВ В. В.

Физико-химические процессы в высокотемпературных потоках газа значительно изменяют аэродинамические и тепловые характеристики обтекаемых тел, состояние потока в соплах и т. д. [1]. Малые локальные неровности на поверхности обтекаемых гиперзвуковым потоком тел будут вызывать значительные местные изменения распределений тепловых потоков, напряжения трения, градиентов давления и приводить к существенным изменениям структуры пограничного слоя [2]. Общий подход к исследованию течений в локальных областях вблизи поверхностей тел, в которых индуцируются градиенты давления по порядку величины большие, чем на основной части тела, на основе асимптотического анализа уравнений Навье — Стокса при стремлении числа Рейнольдса к бесконечности развит в [3]. Систематические исследования локальных областей течений около малых неровностей на поверхностях тел выполнены в [4]. Асимптотические методы эффективно использовались при исследовании химически неравновесных течений (см., например, [5, 6]).

В настоящей работе рассматривается химически неравновесное течение в локальных областях вблизи холодных поверхностей тел. Получено, что в этом случае химические реакции могут происходить только на каталитической поверхности, газ можно полагать бинарной смесью атомов и молекул. В качестве примера исследовано аэродинамическое нагревание малого уступа на поверхности пластины, когда его обтекание в первом приближении при стремлении числа Рейнольдса к бесконечности описывается уравнениями Навье — Стокса для несжимаемого газа.

Получено, что наличие уступа увеличивает сопротивление этого участка тела, для некаталитической поверхности приводит к дополнительному его нагреву, а для каталитической поверхности — ослабляет ее каталитическое действие и, следовательно, уменьшает нагрев уступа.

1. Рассматриваются локальные области вблизи холодной поверхности тела, обтекаемого сверхзвуковым химически неравновесным потоком вязкого газа, в которых индуцируются градиенты давления $\partial p/\partial x \gg 1$, т. е. по порядку величины большие, чем на основной части тела. Здесь используются безразмерные переменные, для этого все линейные размеры относятся к длине тела l , давление — к удвоенному скоростному напору в набегающем потоке $\rho_0 u_0^2$, энтальпия — к u_0^2 , коэффициент каталитичности поверхности — к u_0 , остальные функции течения — к своим значениям в набегающем потоке.

В уравнениях сохранения концентраций для каждого компонента газовой смеси для химически неравновесного пограничного слоя все члены должны иметь одинаковый порядок величины $\sim O(1)$. Член, описывающий скорость образования отдельного компонента газовой смеси, в основном зависит от температуры и его величина уменьшается по мере приближения к холодной поверхности тела [1]. Поэтому в локальной области вблизи поверхности тела, где все члены уравнений, выражающих законы сохранения, должны быть того же порядка, что и $\partial p/\partial x \gg 1$, член, описывающий скорость образования отдельного компонента газовой смеси, будет меньше по порядку величины, и, следовательно, течение в локальной области можно рассматривать как химически «замороженное».

Если же пограничный слой является термодинамически равновесным, то в некотором слое вблизи холодной поверхности тела (при температуре

поверхности ниже предела диссоциации при локальном давлении) концентрации атомов и их градиенты будут равны нулю. Очевидно, что в этом случае можно рассматривать в локальных областях только химически нереагирующие течения.

Поэтому в локальных областях с $\partial p/\partial x \gg 1$ вблизи холодной поверхности тела течения всегда являются химически «замороженными», а на каталитической поверхности практически возможны только реакции рекомбинации. Из этого следует далее, что в рассматриваемом случае газ можно полагать бинарной смесью атомов и молекул с некоторыми осредненными физико-химическими свойствами для каждого компонента смеси. Как обычно в аэродинамике, пренебрегается в дальнейшем баро- и термодиффузией.

2. В качестве примера рассматривается течение около малой двумерной неровности, расположенной на поверхности пластины на некотором расстоянии $\sim O(1)$ от ее передней кромки. Строится решение уравнений Навье — Стокса совместно с уравнениями сохранения массовых концентраций каждого компонента бинарной смеси, когда число Рейнольдса $Re_0 = \rho_0 u_0 l / \mu_0 \rightarrow \infty$. Предполагается, что малая неровность представляет собой обращенный навстречу потоку прямоугольный уступ с характерной высотой $a \sim O(\varepsilon^{3/2})$, $\varepsilon = Re_0^{-1/2}$.

Для $a \sim O(\varepsilon^{3/2})$ течение в локальной области с характерными размерами $x \sim O(b)$ и $y \sim O(a)$ в первом приближении при $\varepsilon \rightarrow 0$ описывается: уравнениями Навье — Стокса для несжимаемого газа при $b \sim O(\varepsilon^{3/2})$; уравнениями для линеаризованного «компенсационного» режима течения при $\varepsilon^{3/2} \ll b \ll \varepsilon^{3/4}$; уравнениями для линеаризованного режима «свободного взаимодействия» при $b \sim O(\varepsilon^{3/4})$ и линеаризованными уравнениями пограничного слоя Прандтля для несжимаемого газа при $\varepsilon^{3/4} \ll b \ll 1$ [4]. Во всех этих случаях уступ, а следовательно, и его торец будут обтекаться пристеночной дозвуковой частью невозмущенного пограничного слоя на пластине, в которой функции течения изменяются пропорционально расстоянию от поверхности пластины.

Приведенные оценки позволяют ввести новые независимые переменные и асимптотические разложения для функций течения в локальной области с характерными размерами $x \sim y \sim O(\varepsilon^{3/2})$ около обращенного навстречу потоку торца уступа

$$x = \varepsilon^{3/2} x_1, \quad y = \varepsilon^{3/2} y_1 \quad (2.1)$$

$$u(x, y; \varepsilon) = \varepsilon^{1/2} u_1(x_1, y_1) + \dots, \quad v(x, y; \varepsilon) = \varepsilon^{1/2} v_1(x_1, y_1) + \dots$$

$$p(x, y; \varepsilon) = 1/\gamma M_0^2 + \varepsilon p_1(x_1, y_1) + \dots, \quad \rho(x, y; \varepsilon) = \rho_w + \dots$$

$$\mu(x, y; \varepsilon) = \mu_w + \dots, \quad h(x, y; \varepsilon) = h_w(\varepsilon) + \varepsilon^{1/2} h_1(x_1, y_1) + \dots$$

$$c(x, y; \varepsilon) = c_w(\varepsilon) + \varepsilon^{1/2} c_1(x_1, y_1) + \dots, \quad k(\varepsilon) = \varepsilon^\alpha k_w + \dots$$

Здесь все обозначения обычные, γ — отношение удельных теплоемкостей бинарной смеси, M_0 — число Маха в набегающем потоке, энтальпия h определяется с учетом химической энергии образования атомов, c — массовая концентрация атомов, k — коэффициент каталитичности, индекс w относится к величинам у поверхности пластины в невозмущенном пограничном слое в точке, где находится торец малого уступа.

Если разложения (2.1) подставить в уравнения Навье — Стокса и уравнение сохранения массовой концентрации атомов (см., например, [1]), то при совершении предельного перехода при $\varepsilon \rightarrow 0$ для первых членов разложений можно получить

$$\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_1}{\partial y_1} = 0, \quad \rho_w \left(u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y_1} \right) + \frac{\partial p_1}{\partial x_1} = \mu_w \left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial y_1^2} \right) \quad (2.2)$$

$$\rho_w \left(u_1 \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y_1} \right) + \frac{\partial p_1}{\partial y_1} = \mu_w \left(\frac{\partial^2 v_1}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 v_1}{\partial y_1^2} \right),$$

$$\begin{aligned} \rho_w \left(u_1 \frac{\partial c_1}{\partial x_1} + v_1 \frac{\partial c_1}{\partial y_1} \right) &= \frac{\mu_w}{Sc} \left(\frac{\partial^2 c_1}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 c_1}{\partial y_1^2} \right) \\ \rho_w \left(u_1 \frac{\partial h_1}{\partial x_1} + v_1 \frac{\partial h_1}{\partial y_1} \right) &= \frac{\mu_w}{Pr} \left(\frac{\partial^2 h_1}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 h_1}{\partial y_1^2} \right) + \\ &+ \frac{c_0}{u_0^2} \left[\int_0^{T_w} (C_{p_1} - C_{p_2}) dT + h^\circ \right] \frac{\mu_w (Le - 1)}{Pr} \left(\frac{\partial^2 c_1}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 c_1}{\partial y_1^2} \right) \end{aligned}$$

Здесь Pr , Le , Sc — числа Прандтля, Льюиса — Семенова и Шмидта, C_{p_1} , C_{p_2} , h° и T_w — размерные удельные теплоемкости атомов и молекул бинарной смеси, теплота образования атомов и температура поверхности пластины соответственно.

На поверхности тела для компонент скорости, как обычно, используются условия прилипания и непротекания

$$u_1 = v_1 = 0 \quad (2.3)$$

условия для функций h_1 и c_1 будут получены ниже. Внешние краевые условия получаются из сращения решения для локальной области течения с решением для невозмущенного пограничного слоя на пластине

$$u_1 \rightarrow Ay_1, \quad h_1 \rightarrow By_1, \quad c_1 \rightarrow Ky_1 \quad (y_1 \rightarrow \infty) \quad (2.4)$$

$$A = (\partial u / \partial y_2)_w, \quad B = (\partial h / \partial y_2)_w, \quad K = (\partial c / \partial y_2)_w$$

Здесь A , B и K — градиенты скорости, энтальпии и массовой концентрации атомов в невозмущенном пограничном слое у поверхности пластины ($y_2 = y/\epsilon$).

Для рассматриваемого случая краевое условие для массовой концентрации атомов на каталитической поверхности имеет вид (см., например, [1])

$$\partial c / \partial n = \epsilon^{-2} k_{pc} Sc / \mu \quad (2.5)$$

где n — внешняя к поверхности тела нормаль. Тогда для невозмущенного пограничного слоя на пластине можно сразу получить

$$K = \epsilon^{\alpha-1} k_w \rho_w c_w(\epsilon) \frac{Sc}{\mu_w} = \xi_w(\epsilon) c_w(\epsilon), \quad \xi_w(\epsilon) = \epsilon^{\alpha-1} k_w \rho_w \frac{Sc}{\mu_w} \quad (2.6)$$

где ξ_w — число Дамкёллера поверхности для массовой концентрации атомов. Наибольший практический интерес представляют такие режимы каталитического действия поверхности тела, при которых части тепловых потоков, обусловленные переносом энергии за счет диффузии и за счет теплопроводности, были бы одинаковы по порядку величины. Для этого необходимо, чтобы $K \sim O(1)$ (например, для принятых выше нормировок для пограничного слоя Блазиуса на пластине $A = 0,332$, для тепловой задачи Польгаузена о теплоотдаче пластины при $Pr = 1$, $B = 0,332 * (h_w - h_0) / u_0^2$). Тогда из (2.6) следует, что $c_w(\epsilon) \sim O(\epsilon^{1-\alpha})$, и так как $c_w(\epsilon) \leq 1$, то $\alpha \leq 1$, $\xi_w(\epsilon) \geq 1$, и в зависимости от величины параметра α необходимо рассмотреть различные режимы каталитического действия поверхности тела.

При $\alpha = 1$ (случай каталитической поверхности для пограничного слоя на пластине) краевое условие (2.5) в пограничном слое на пластине остается невырожденным и на поверхности тела для возмущений энтальпии и массовой концентрации атомов должны выполняться следующие краевые условия ($n = \epsilon^{1/2} n_1$):

$$\xi_w(\epsilon) = k_w \rho_w \frac{Sc}{\mu_w} \sim O(1), \quad c_w(\epsilon) = \frac{K}{\xi_w(\epsilon)} \sim O(1) \quad (2.7)$$

$$h_w(\varepsilon) = \frac{c_0}{u_0^2} c_w(\varepsilon) \left[\int_0^{T_w} (C_{p1} - C_{p2}) dT + h^\circ \right] + \frac{1}{u_0^2} \int_0^{T_w} C_{p2} dT \sim O(1)$$

$$h_1 = \frac{c_0 c_1}{u_0^2} \left[\int_0^{T_w} (C_{p1} - C_{p2}) dT + h^\circ \right], \quad \frac{\partial c_1}{\partial n_1} = K \quad (n_1=0)$$

При $\alpha = 1/2$ для пограничного слоя на пластине поверхность будет идеально каталитической и на поверхности тела в локальной области течения

$$\xi_w(\varepsilon) \sim O(\varepsilon^{-1/2}), \quad c_w(\varepsilon) \sim O(\varepsilon^{1/2})$$

$$h_w(\varepsilon) = \frac{1}{u_0^2} \int_0^{T_w} C_{p2} dT + \varepsilon^{1/2} \frac{c_0}{u_0^2} \left(\frac{K \mu_w}{k_w \rho_w Sc} \right) \left[\int_0^{T_w} (C_{p1} - C_{p2}) dT + h^\circ \right] \quad (2.8)$$

$$h_1 = \frac{c_0 c_1}{u_0^2} \left[\int_0^{T_w} (C_{p1} - C_{p2}) dT + h^\circ \right], \quad \frac{\partial c_1}{\partial n_1} = K + c_1 k_w \rho_w \frac{Sc}{\mu_w} \quad (n_1=0)$$

При $\alpha < 1/2$ поверхность тела будет идеально каталитической и для локальной области течения

$$\xi_w(\varepsilon) \gg \varepsilon^{-1/2}, \quad c_w(\varepsilon) \ll \varepsilon^{1/2}, \quad h_w(\varepsilon) = \frac{1}{u_0^2} \int_0^{T_w} C_{p2} dT \sim O(1) \quad (2.9)$$

$$h_1 = c_1 = 0 \quad (n_1=0)$$

Начальные условия для функций u_1 , p_1 , h_1 и c_1 при $x_1 \rightarrow -\infty$ получаются из сращивания решения для локальной области течения с пристеночной частью невозмущенного пограничного слоя на пластине

$$u_1 \rightarrow A u_1, \quad p_1 \rightarrow 0, \quad h_1 \rightarrow B u_1, \quad c_1 \rightarrow K u_1 \quad (x_1 \rightarrow -\infty) \quad (2.10)$$

Если теперь все линейные размеры отнести к высоте уступа a_1 ($a = \varepsilon^{1/2} a_1$, $a_1 \sim O(1)$), скорости, возмущения энтальпии и массовой концентрации атомов относительно их значений на поверхности пластины — к своим значениям в пристеночной части невозмущенного пограничного слоя на высоте $a_1 - A a_1$, $B a_1$ и $K a_1$ соответственно, давление — к $\rho_w A^2 a_1^2$, то краевую задачу (2.2) — (2.4), (2.7) — (2.10) можно представить в следующем виде (для простоты в дальнейшем опускаются все индексы у переменных):

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2.11)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right), \quad u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re Sc}} \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \right)$$

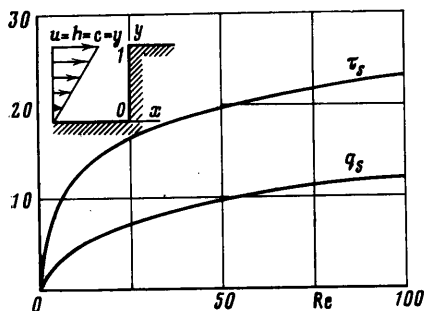
$$u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re Pr}} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right) + W \frac{\text{Le} - 1}{\text{Re Pr}} \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \right)$$

$$u = v = 0, \quad h = Wc, \quad \partial c / \partial n = 1 + Fc \quad (n=0)$$

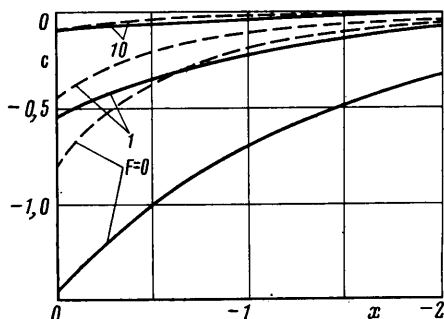
$$u \rightarrow y, \quad h \rightarrow y, \quad c \rightarrow y \quad (x^2 + y^2 \rightarrow \infty)$$

$$\text{Re} = \rho_w \frac{A a_1^2}{\mu_w}, \quad W = \frac{c_0 K}{u_0^2 B} \left[\int_0^{T_w} (C_{p1} - C_{p2}) dT + h^\circ \right], \quad F = k_w \rho_w a_1 \frac{Sc}{\mu_w}$$

Здесь Re — местное число Рейнольдса, W — энергетический параметр, характеризующий отношение величин частей теплового потока, обусловленных переносом энергии диффундирующими компонентами и теплопроводностью, F — местное число Дамкёллера. Очевидно, при $F=0$ получаются краевые условия вида (2.7), при $F \sim O(1)$ — краевые условия вида (2.8) и при $F \rightarrow \infty$ и условия ограниченности величины $\partial c / \partial n$ — краевые условия вида (2.9).



Фиг. 1



Фиг. 2

В принятых обозначениях безразмерные напряжение трения τ и тепловой поток q выражаются следующими формулами:

$$\tau = \frac{\tau_{xy}}{\varepsilon \rho_0 u_0^2 \mu_w A} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \quad (2.12)$$

$$q = - \frac{q_w Pr}{\varepsilon \rho_0 u_0^3 \mu_w B} = \frac{\partial h}{\partial n} + W(Le-1) \frac{\partial c}{\partial n}$$

и в невозмущенном пограничном слое у поверхности пластины $\tau=1$, $q=1+W(Le-1)$. Полезно еще раз отметить, что в краевой задаче (2.11), формулах (2.12) и в дальнейшем: u и v — компоненты скорости вдоль осей x и y , h и c — возмущения энтальпии и массовой концентрации атомов относительно их значений на поверхности пластины в невозмущенном пограничном слое.

3. Краевая задача (2.11) описывает химически неравновесные течения в локальных областях с характерными размерами $x \sim y \sim O(\varepsilon^{1/2})$ вблизи холодной поверхности тела. В качестве примера было рассчитано обтекание прямоугольного уступа на поверхности пластины (схема течения показана на фиг. 1 слева сверху). Расчет обтекания такой неровности химически не реагирующим потоком газа для практически реального диапазона изменения местного числа Рейнольдса $Re = 0-100$ ($Re \sim O[Re_0^{1/2}(a/\varepsilon)^2]$, см. [7]) и числа Прандтля $Pr=0,71$ и анализ точности используемой численной схемы выполнены в [8]. Дифференциальная краевая задача аппроксимировалась там разностной первого порядка точности [9], которая решалась методом итераций, на каждой итерации использовался метод переменных направлений [10].

На фиг. 1 представлена также зависимость от числа Re величин

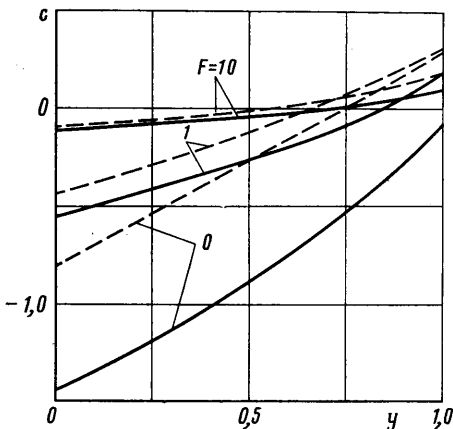
$$\tau_s = \int_{-\infty}^{\infty} (\tau-1) dx + \int_0^1 \tau dy, \quad q_s = \int_{-\infty}^{\infty} (q-1) dx + \int_0^1 q dy$$

характеризующих различия сопротивления трения и нагрева сторон уступа и поверхности пластины (при численном интегрировании за пределы $\pm \infty$ принимались соответственно координаты правой и левой границ расчетной области). Уступ обтекается пристеночной дозвуковой частью не-

возмущенного пограничного слоя, поэтому в целом поток газа над уступом ускоряется. Это приводит к суммарному увеличению сопротивления трения и нагрева сторон уступа по сравнению с соответствующими характеристиками для плоской пластины.

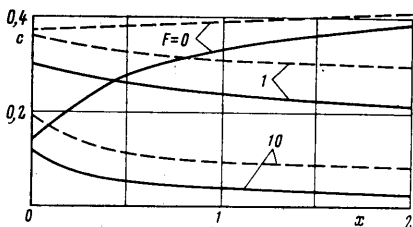
4. Наличие срывной зоны перед торцом уступа, сильное ускорение потока около верхнего края торца уступа и на его верхней стороне могут оказать значительное влияние на распределение компонентов смеси, так как замедление потока газа, например, приводит к тому, что атомы большее время находятся вблизи каталитической поверхности и соответственно большее их число успевает рекомбинировать (по сравнению с рекомбинацией в невозмущенном пограничном слое на пластине). Анализ решений уравнений пограничного слоя для «компенсационного» режима обтекания малых неровностей на поверхности тела [11] показывает, что при $x \rightarrow \infty$ $c \rightarrow \text{const}$ для $F=0$ и $c \sim 1/Fx^{1/2}$ для $F \neq 0$. Для расчета функции $c(x, y)$ использовалась прежняя численная схема [8].

Хорошо известно, что использование краевых условий типа Неймана или Роббина значительно снижает сходимость итерационного процесса либо вообще не позволяет получить решение (см., например, [12]). Поэтому в качестве внешнего краевого условия при $x \rightarrow -\infty$ на левой границе расчетной области при конечном значении координаты x задавался возмущенный профиль функции $c(x, y)$ (при $x^2 + y^2 \rightarrow \infty$ уравнения сохранения энергии и массовой концентрации атомов идентичны и $h(x, y) = c(x, y) = \sqrt{2}\psi$, где ψ — функция тока [8]). Оценка погрешностей, возникающих из-за использования внешнего краевого условия при конечном значении координаты x , будет приведена ниже. В расчетах число Шмидта полагалось постоянным $Sc=0,5$, местное число Дамкёллера изменялось в широких пределах $F=0-\infty$.

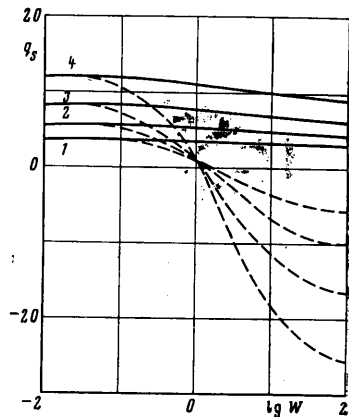


Фиг. 3

На фиг. 2–4 представлены распределения возмущения массовой концентрации атомов $c(x, y)$ перед уступом, по торцу уступа и на его верхней поверхности соответственно (на этих фигурах сплошной линией показаны результаты для $Re=3,16$ и штриховой — для $Re=100$). Получено, что замедление потока газа перед уступом приводит к уменьше-



Фиг. 4



Фиг. 5

нию концентрации атомов при всех исследованных числах Re (см. фиг. 2). Увеличение числа Re соответствует возрастанию характерной скорости потока газа и, следовательно, приводит к уменьшению возмущений массовой концентрации атомов. Возрастание числа F означает усиление каталитического действия поверхности тела и ее возмущений. При движении вверх по торцу уступа поток газа разгоняется, атомы имеют меньше возможности для рекомбинации и их массовая концентрация возрастает (см. фиг. 3). Увеличение чисел Re и F приводит к таким же изменениям функции $c(x, y)$, что и перед уступом. На верхней стороне уступа массовая концентрация атомов продолжает возрастать (см. фиг. 4) и увеличение числа Re здесь приводит к возрастанию массовой концентрации атомов. Увеличение же числа F , как и везде, приводит к уменьшению последней.

Оценка погрешностей, возникающих при использовании внешнего краевого условия для функции $c(x, y)$ при $x \rightarrow -\infty$ при конечном значении координаты x (на левой границе расчетной области) проведена для случая идеально каталитической поверхности для локальной области течения. Результаты расчетов показывают, что при $Re=10$ различия значений $\partial c/\partial n$ на поверхности тела не превосходят 1,5% и, очевидно, не превышают точности используемой численной схемы.

5. При использовании прежней численной схемы [8] было рассчитано распределение энтальпии в поле течения в широком диапазоне изменения энергетического параметра $W=0-100$ и определено нагревание сторон уступа.

Наличие уступа ускоряет в целом поток газа и поэтому на поверхности уступа суммарно будет рекомбинировать меньшее число атомов, чем на поверхности пластины, т. е. наличие уступа на поверхности пластины уменьшает ее каталитическое действие. Соответственно должен уменьшаться нагрев сторон уступа. Это показано на фиг. 5, где представлена зависимость величины

$$q_s = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{q}{1+W(Le-1)} - 1 \right] dx + \int_0^1 \frac{q}{1+W(Le-1)} dy$$

характеризующей различие нагрева сторон уступа и пластины, от величины энергетического параметра W для чисел $Re=3,16, 10, 31,6$ и 100 (кривые 1-4 соответственно). Сплошными линиями здесь показаны результаты для $F=\infty$, штриховыми — для $F=0$. При $W=0$ результаты соответствуют течению не реагирующего газа. С ростом величины параметра W нагрев сторон уступа уменьшается, причем наиболее сильно для поверхностей с малым числом F . Это понятно, так как при больших значениях числа F почти все атомы рекомбинировали вблизи поверхности пластины еще в невозмущенном пограничном слое и наличие уступа уже мало что может изменить. Важно отметить, что при $W>1$ поверхность уступа охлаждается.

В заключение автор выражает благодарность В. Н. Гусеву за полезное обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гладков А. А., Полянский О. Ю., Агафонов В. П., Вертушкин В. К. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972. 344 с.
2. Sedney R. A survey of the effects of small protuberances on boundary-layer flows. — AIAA Journal, 1973, v. 11, № 6, p. 782-792.

3. *Нейланд В. Я.* Асимптотические задачи теории вязких сверхзвуковых течений.— Тр. ЦАГИ, 1974, вып. 1529, 124 с.
4. *Боголепов В. В., Нейланд В. Я.* Исследование локальных возмущений вязких сверхзвуковых течений.— В кн.: Аэромеханика. М.: Наука, 1976, с. 104–118.
5. *Chung P. M.* Chemically reacting nonequilibrium boundary layers.— *Advances in Heat Transfer*. N. Y.— L.: Acad. Press, 1965, v. 2, p. 109–270.
6. *Луиев В. В.* Гиперзвуковая аэродинамика. М.: Машиностроение, 1975. 327 с.
7. *Боголепов В. В.* Исследование предельных решений для случая обтекания малых неровностей на поверхности тела сверхзвуковым потоком вязкого газа.— Тр. ЦАГИ, 1977, вып. 1812, с. 44–52.
8. *Боголепов В. В.* Расчет обтекания обращенного навстречу потоку малого уступа.— ПМТФ, 1983, № 2, с. 35–40.
9. *Госмен А. Д., Пан В. М., Ранчел А. К., Сполдинг Д. Б., Вольфштейн М.* Численные методы исследования течения вязкой жидкости. М.: Мир, 1972. 324 с.
10. *Peaceman D. W., Rachford H. H. Jr.* The numerical solution of parabolic and elliptic differential equations.— *J. Soc. Industr. and Appl. Math.*, 1955, v. 3, № 1, p. 28–41.
11. *Боголепов В. В., Липатов И. И.* Автомодельные решения уравнений пограничного слоя с взаимодействием.— ПМТФ, 1982, № 4, с. 60–65.
12. *Роуч П. Дж.* Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 616 с.

Москва

Поступила в редакцию
27.IV.1983