

УДК 533.6.011.8:533

ГИПЕРЗВУКОВОЙ ХИМИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНЫЙ ВЯЗКИЙ УДАРНЫЙ СЛОЙ НА КРЫЛЬЯХ С КАТАЛИТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

ГЕРШБЕЙН Э. А., ЩЕЛИН В. С., ЮНИЦКИЙ С. А.

В рамках теории гиперзвукового вязкого ударного слоя исследуется обтекание крыльев бесконечного размаха с затупленной передней кромкой под различными углами атаки и скольжения. Учитываются многокомпонентная диффузия, гомогенные химические реакции, включающие в себя реакции диссоциации-рекомбинации и обменные реакции. На ударной волне задаются обобщенные условия Ранкина-Гюгонно, на поверхности тела — условия, учитывающие гетерогенные каталитические реакции первого порядка с константами скоростей реакции, зависящими [1] или не зависящими [2] от температуры. Рассмотрены также случаи идеально каталитической и некаталитической поверхностей. Поверхность тела предполагается теплоизолированной.

Проведено численное исследование задачи в широком диапазоне изменения углов атаки и скольжения для различных случаев задания констант скоростей гетерогенных реакций. Условия обтекания соответствовали движению тела, обладающего подъемной силой вдоль траектории входа в атмосферу Земли [3]. Приводятся зависимости равновесной температуры поверхности на критической линии крыла от высоты полета и ее распределения вдоль поверхности крыльев с параболическим и гиперболическим контурами. Показано, что для режимов течения с относительно большой степенью диссоциации в случаях, когда доля рекомбинировавших на поверхности тела атомов мала, зависимости теплового потока и температуры поверхности от угла скольжения носят немонотонный характер. Исследование вязкого ударного слоя на крыльях бесконечного размаха для течения однородного газа ранее проводилось в [4, 5]. В [6, 7] рассмотрен вязкий ударный слой с неравновесными гомогенными и гетерогенными реакциями в окрестности критической линии кругового цилиндра, обтекаемого в поперечном направлении [6], и на поверхности треугольного крыла с затупленными передними кромками, обтекаемого под углами атаки [7]. В рамках теории пограничного слоя обтекание крыльев с учетом скольжения рассматривалось в [8, 9]. Осесимметричным течениям в вязком ударном слое при наличии неравновесных химических реакций посвящено значительное число работ (см., например, [10, 11]).

1. Постановка задачи. Рассмотрим обтекание под углами атаки и скольжения крыльев бесконечного размаха с затупленной передней кромкой и прямолинейной образующей. Разложим вектор скорости набегающего потока на две составляющие, одна из которых, $W_\infty = V_\infty \sin \varphi$, направлена вдоль образующей; другая, $U_\infty = V_\infty \cos \varphi$, лежит в плоскости ортогональной образующей; φ — угол скольжения, образованный векторами V_∞ и U_∞ , угол атаки α — угол между некоторой плоскостью (например, плоскостью симметрии крыла, если оно симметрично) и вектором U_∞ .

Пусть уравнение контура крыла в декартовой системе координат $\{y^i\}$ имеет вид $y^3 = f(y^1)$. Выберем параметризацию поверхности крыла $y^1 = x$, $y^2 = z$, $y^3 = f(x)$ и введем следующую систему координат: координатные линии y образуют семейство нормалей к поверхности крыла, координата x направлена вдоль контура крыла, z — вдоль образующей.

Уравнения гиперзвукового, многокомпонентного, химически неравновесного вязкого ударного слоя на крыльях бесконечного размаха имеют следующий вид:

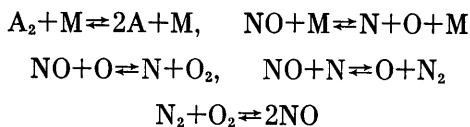
$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \bar{a}) = 0$$

$$\begin{aligned}
\rho Du &= -\frac{1}{\sqrt{a}} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{\text{Re}} \frac{\partial u}{\partial y} \right) & D &= \frac{u}{\sqrt{a}} \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \\
\rho Dw &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{\text{Re}} \frac{\partial w}{\partial y} \right), & \rho \kappa u^2 &= \frac{\partial P}{\partial y} \\
c_p \rho DT &= \frac{2u}{\sqrt{a}} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu c_p}{\sigma \text{Re}} \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \sum_{k=1}^N h_k \dot{w}_k - \\
&- \left(\sum_{k=1}^N c_{p_k} I_k \right) \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{2\mu}{\text{Re}} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \text{tg}^2 \varphi \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] \\
\rho Dc_i + \frac{\partial I_i}{\partial y} &= \dot{w}_i, & i &= 1, 2, \dots, N - N_e \\
\rho Dc_j^* + \frac{\partial I_j^*}{\partial y} &= 0, & j &= 1, 2, \dots, N_e - 1 \\
\frac{\mu}{\text{Re}} \frac{\partial c_i}{\partial y} &= \sum_{j=1}^N \frac{m}{m_j S_{ij}} (c_j I_j - c_j I_i) - \\
-c_i \sum_{k=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{m}{m_j S_{kj}} (c_k I_j - c_j I_k), & i &= 1, 2, \dots, N - 1 \\
P = \frac{\rho RT}{m}, & \frac{1}{m} = \sum_{k=1}^N \frac{c_k}{m_k}, & \sum_{j=1}^{N_e} c_j^* = 1, & \sum_{j=1}^{N_e} I_j^* = 0 \\
\text{Re} = \frac{\rho_\infty U_\infty R_0}{\mu_0}, & \mu_0 = \mu(T_0), & T_0 = \frac{U_\infty^2}{2c_{p_\infty}}, & \sigma = \frac{\mu c_p}{\lambda} \\
S_{ij} = \frac{\mu}{\rho D_{ij}}, & x_k = \frac{c_k m}{m_k}, & h = \sum_{k=1}^N c_k h_k, & c_p = \sum_{k=1}^N c_k c_{p_k}
\end{aligned} \tag{1.1}$$

Здесь $U_\infty u$, $W_\infty w$, $U_\infty v$ — физические составляющие вектора скорости, соответствующие осям x , z , y ; $\rho_\infty U_\infty^2 P$, $\rho_\infty \rho$, $T_0 T$, $c_{p_\infty} T_0 h$ — соответственно давление, плотность, температура и энтальпия смеси газов, состоящей из N химических компонент; $\mu_0 \mu$, λ , σ , $c_{p_\infty} c_p$ — коэффициенты вязкости и теплопроводности, число Прандтля и удельная теплоемкость смеси; c_k , m_k , $c_{p_\infty} T_0 h_k$, $c_{p_\infty} c_{p_k}$, $\rho_\infty U_\infty I_k$, $\rho_\infty U_\infty \dot{w}_k / R_0$ — массовая концентрация, молекулярная масса, удельные энтальпии и теплоемкости, нормальная составляющая вектора диффузионного потока, скорость образования массы k -й компоненты; c_j^* , I_j^* — концентрация и нормальная составляющая вектора диффузионного потока j -го химического элемента, $j=1, 2, \dots, N_e$, N_e — число элементов; D_{ij} , S_{ij} — бинарные коэффициенты диффузии и числа Шмидта, $R_G = 2c_{p_\infty} R$ — универсальная газовая постоянная, κ — кривизна контура поверхности тела. В этом пункте и в дальнейшем индексы ∞ , w относятся к параметрам в набегающем потоке и на поверхности тела, индексом s обозначены параметры газа за ударной волной. Все линейные размеры отнесены к характерному размеру R_0 , которым является радиус кривизны затупления. При написании уравнений (1.1) баро- и термодиффузией и диффузионным термоэффектом пренебрегалось.

При рассмотрении химических реакций считаем, что в ударном слое присутствуют химические компоненты N_2 , N , O_2 , O , NO , между которыми

протекают следующие реакции:



где A_2 , A , M — соответственно символы молекул N_2 , O_2 , атомов N , O и третьей частицы, в качестве которой может выступать любая из пяти компонент.

Зависимости констант скоростей прямых и обратных реакций от температуры брались из [11]. Коэффициенты переноса и термодинамические функции вычислялись по формулам [12–16].

Граничные условия на ударной волне имеют следующий вид [17–19]:

$$\begin{aligned} y = y_*(x): \quad \rho \left(v - \frac{u}{\sqrt{a}} \frac{\partial y_*}{\partial x} \right) &= v_\infty, & P &= v_\infty^2 \\ v_\infty (u - u_\infty) &= \frac{\mu}{\text{Re}} \frac{\partial u}{\partial y}, & v_\infty (w - w_\infty) &= \frac{\mu}{\text{Re}} \frac{\partial w}{\partial y} \\ v_\infty (H - H_\infty - v_\infty^2) &= q + \frac{\mu}{\text{Re}} \left[\frac{\partial u^2}{\partial y} + \text{tg}^2 \varphi \frac{\partial w^2}{\partial y} \right] \\ v_\infty (c_i - c_{i\infty}) + I_i &= 0, & i &= 1, 2, \dots, N - \text{Ne} \\ v_\infty (c_j^* - c_{j\infty}^*) + I_j^* &= 0, & j &= 1, 2, \dots, \text{Ne} - 1 \\ H &= h + u^2 + \text{tg}^2 \varphi w^2 \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$u_\infty = (\sin \alpha + f'(x) \cos \alpha) / \sqrt{a}, \quad w_\infty = 1, \quad v_\infty = (f'(x) \sin \alpha - \cos \alpha) / \sqrt{a}$$

Здесь и далее

$$q = \frac{\mu c_p}{\sigma \text{Re}} \frac{\partial T}{\partial y} - \sum_{k=1}^N h_k I_k$$

При задании граничных условий на поверхности тела пренебрежем скоростью скольжения, скачками температуры и концентрацией компонент и отводом тепла внутрь тела

$$\begin{aligned} y=0: \quad u=w=v &= 0 \\ q &= \Gamma T^4, & \Gamma &= 2\varepsilon_1 \sigma_B T_0^4 / (\rho_\infty U_\infty^3) \\ I_j^* &= 0, & j &= 1, 2, \dots, \text{Ne} - 1 \\ I_i &= \dot{r}_i, & i &= 1, 2, \dots, N - \text{Ne} \end{aligned} \quad (1.3)$$

где ε_1 — коэффициент черноты поверхности, σ_B — постоянная Стефана — Больцмана, $\rho_\infty U_\infty \dot{r}_i$ — скорость образования i -й компоненты за счет гетерогенных реакций.

Далее предположим, что гетерогенные каталитические реакции являются реакциями первого порядка

$$\dot{r}_i = -\rho k_{wi} c_i, \quad i = O, N, NO \quad (1.4)$$

где $U_\infty k_{wi}$ — константа скорости гетерогенной рекомбинации. Рассматривались следующие четыре случая задания k_{wi} : идеально каталитическая поверхность $k_{wi} = \infty$, в этом случае задавались условия $c_O = c_N = c_{NO} = 0$ (модель I); некаталитическая поверхность $k_{wi} = 0$ (модель II); константы k_{wi} скоростей гетерогенной рекомбинации считались постоянными и полагались равными — $U_\infty k_{wO} = 10,4$ м/с, $U_\infty k_{wN} = 3,12$ м/с (модель IIIa) или $U_\infty k_{wO} = 3,0$ м/с, $U_\infty k_{wN} = 1,0$ м/с (модель IIIб); константы k_{wi} задавались

как функции температуры поверхности тела (модель IV)

$$k_{wi}(T) = \sqrt{\frac{RT}{2\pi m_i}} a_i \exp\left(-\frac{E_i}{T_k}\right), \quad i=O, N$$

$a_O=16,0$, $a_N=0,071$, $E_O=10\,271$ К, $E_N=2219$ К, где T_k — температура в градусах Кельвина.

В последних двух случаях предполагалось, что $k_{wN0}=0$. Модель IIIа соответствует экспериментальным данным [2], модель IV — экспериментальным данным [1].

2. Численное решение задачи. Для численного решения задачи система (1.1) — (1.3) записывалась в переменных типа переменных Дородницына и вводились новые искомые функции

$$\xi=x, \quad \eta=z, \quad \xi = \frac{1}{\Lambda} \int_0^y \rho \bar{v} a \, dy, \quad \Delta = \int_0^{y_*} \rho \bar{v} a \, dy$$

$$u = u^*(\xi) \frac{\partial \varphi_1}{\partial \xi}, \quad w = \frac{\partial \varphi_2}{\partial \xi}, \quad \rho \bar{v} a v = -\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\Delta u^*}{\bar{v} a} \varphi_1 \right) - \frac{\Delta u^*}{\bar{v} a} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x}$$

$$T = T^*(\xi) \theta, \quad X_i = \frac{\bar{v} a}{\Delta} I_i, \quad i=1, 2, \dots, N-Ne$$

$$X_j^* = \frac{\bar{v} a}{\Delta} I_j^*, \quad j=1, 2, \dots, Ne$$

В качестве $u^*(\xi)$ и $T^*(\xi)$ выбирались функции u_∞ и v_∞^2 . Для определения продольной составляющей градиента давления $1/u_\infty \partial P / \partial \xi$ использовалось уравнение $\partial P / \partial y = \rho \chi u^2$, к которому был применен оператор $1/u_\infty \partial / \partial \xi$. Численное решение задачи получено с использованием конечно-разностной схемы [20], имеющей 4-й порядок точности аппроксимации по поперечной координате. В силу нелинейности системы проводились итерации. Соотношения Стефана — Максвелла записывались в виде [21]

$$X_i = L_i \frac{\partial c_i}{\partial \xi} + M_i c_i, \quad i=1, 2, \dots, N-Ne$$

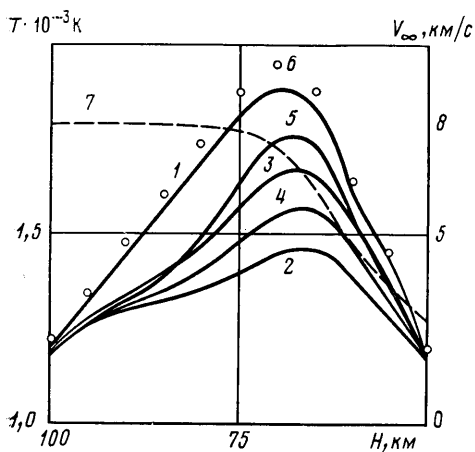
и подставлялись в уравнение неразрывности i -й компоненты. Коэффициенты L_i , M_i , зависящие от искомых функций и их производных, вычислялись по профилям, полученным в предыдущей итерации. Аналогичный прием использовался и для записи уравнений диффузии элементов.

Линеаризованные уравнения решались поочередно в следующем порядке: уравнения движения, энергии и диффузии. Обыкновенные дифференциальные уравнения для давления P и продольной составляющей градиента давления интегрировались от ударной волны до тела с использованием квадратурной формулы Симпсона. Итерации по параметру $\Delta(\xi)$ проводились одновременно с итерациями по нелинейности системы. При этом в каждой итерации использовался демпфер, обычно равный 0,2—1,0, выбираемый в процессе счета автоматически.

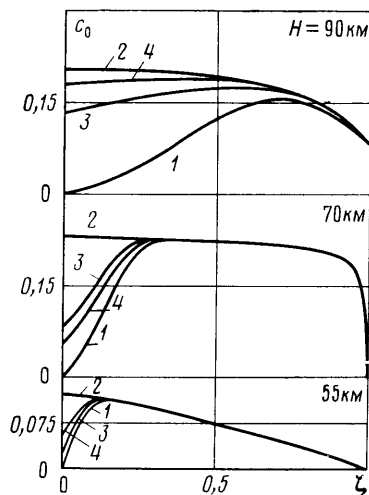
Численное решение задачи получено для случая обтекания под углами атаки 0—30° и скольжения 0—60° крыльев, имеющих параболический или гиперболический контуры. Условия в набегающем потоке соответствовали движению вдоль траектории входа в атмосферу Земли [3] (кривая 7 на фиг. 1), которая предполагалась изотермической с распределением плотности от высоты H (км) $\rho_\infty = 1,225 \cdot 10^{-3} \exp(-0,142 H)$ г/см³. Отдельно были проведены траекторные расчеты обтекания крыльев потоком однородного газа с показателем адиабаты $\gamma=1,4$.

Наряду с траекторными проводились также параметрические расчеты с заданием скорости и высоты полета. Ниже приводятся результаты расчетов обтекания параболического и гиперболического с углом полураствора 45° цилиндров, уравнения которых записывались в декартовой системе координат $\{y^i\}$, $i=1, 2, 3$, связанной с вершиной контура. Радиус кривизны контура в точке $\xi=0$ полагался равным $R_0=0,5$ м. Коэффициент черноты поверхности $\epsilon_r=0,85$.

На фиг. 1 представлены результаты расчетов температуры поверхности в критической точке ($\alpha=\varphi=0$) при движении крыла вдоль траектории для различных случаев протекания гетерогенных каталитических реакций



Фиг. 1



Фиг. 2

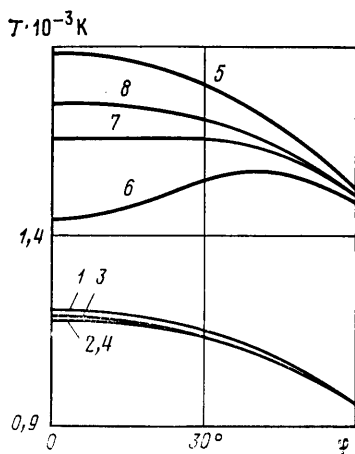
(кривые 1—5 соответствуют моделям I, II, IIIa, IIIб, IV, точки 6 — обтеканию тела однородным газом). Проведенные расчеты показали, что для всех случаев протекания гетерогенных реакций максимум температуры поверхности (и теплового потока) на критической линии крыла для рассмотренной траектории лежит в диапазоне высот $H \approx 65-70$ км. При этом тепловой поток к идеально каталитической поверхности больше потока к некаталитической стенке примерно в 3 раза, а различие максимальных температур поверхности составляет ~ 440 К. Здесь же отметим, что равновесная температура поверхности в критической точке, рассчитанная для случая течения однородного газа с погрешностью, не превышающей 5%, совпадает с температурой идеально каталитической поверхности при обтекании тела химически реагирующим воздухом. Тепловые потоки и температура поверхности, рассчитанные для модели IV, в диапазоне высот $H \geq 85$ км и $H \leq 60$ км меньше, а для высот $60 \text{ км} \leq H \leq 85$ км больше, чем соответствующие значения для модели IIIa.

Влияние каталитических свойств поверхности на профили концентраций атомов поперек ударного слоя для различных точек траектории показано на фиг. 2, где видна динамика изменения профилей с изменением высоты (кривые 1—4 соответствуют моделям I, II, IIIa, IV). На больших высотах влияние граничных условий на теле проявляется во всем ударном слое. С уменьшением высоты полета с $H \leq 85$ км (с увеличением числа Re) начинает формироваться зона течения в ударном слое, в которой концентрация компонентов практически не зависит от каталитических свойств поверхности.

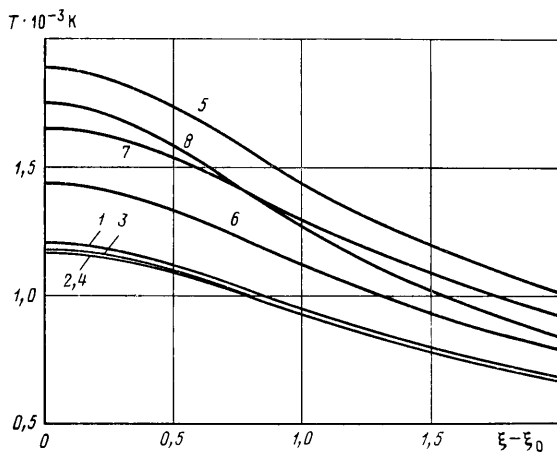
Здесь же отметим, что на высотах $H \geq 75$ км и $H \leq 65$ км профили концентраций c_0 при протекании гетерогенных реакций по модели IV лежат выше, а на высотах $65 \text{ км} \leq H \leq 75$ км ниже, чем профили концентраций c_0 ,

рассчитанные по модели IIIa. В этом, в частности, проявляется различие в зависимостях $k_{\text{го}}$ от температуры поверхности. Следует отметить, что при движении тела вдоль данной траектории вплоть до высот $H \approx 55$ км реакции во всем ударном слое протекают неравновесным образом.

На фиг. 3 показано влияние угла скольжения при $\alpha=0$ на равновесную температуру поверхности в критической точке крыла для различных случаев протекания гетерогенных реакций в двух точках траектории: кривые 1–4 соответствуют высоте $H=100$ км и моделям I, II, IIIa, IV проте-



Фиг. 3



Фиг. 4

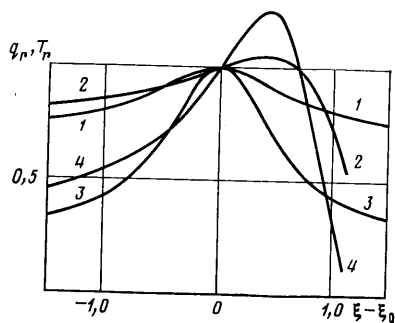
кания гетерогенных реакций, кривые 5–8 — высоте $H=70$ км и тем же каталитическим поверхностям.

Как видно из приведенных графиков, на больших высотах, где степень диссоциации газа мала, температура поверхности уменьшается с увеличением угла φ и слабо зависит от механизма протекания гетерогенных химических реакций. На меньших высотах, где степень диссоциации газа велика, уменьшение равновесной температуры поверхности при увеличении угла φ наблюдается только для моделей I, IV протекания гетерогенных реакций. При этом зависимости $T(\varphi)/T(0)$ от угла φ для идеально каталитической поверхности носят универсальный — слабо зависящий от высоты и скорости полета — характер и хорошо совпадают с аналогичными зависимостями, вычисленными для течения однородного газа. Для модели II протекания каталитических реакций (как и для модели IIIб, результаты расчетов которой не приводятся) зависимость равновесной температуры поверхности от угла φ носит иной — немонотонный характер. Для рассматриваемых режимов течения ($H=70$ км, $U_{\infty}=7,25$ км/с) при увеличении угла скольжения от 0 до 45° температура увеличивается, а при дальнейшем увеличении φ начинает уменьшаться. Размерный тепловой поток в точке максимума может превысить тепловой поток при $\varphi=0$ на 40%, при этом превышение температуры составляет ~ 100 К.

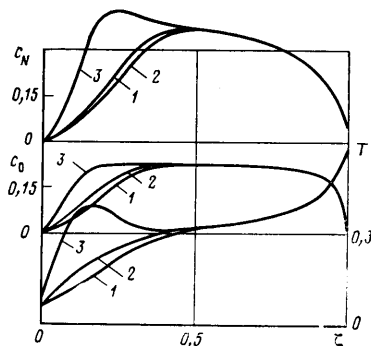
Этот эффект объясняется следующим. Увеличение угла φ приводит к снижению степени диссоциации газа в ударном слое по сравнению с обтеканием при $\varphi=0$. Поэтому доля энергии набегающего потока, идущая на диссоциацию молекул, уменьшается, в результате чего некаталитическая поверхность в меньшей степени, чем при обтекании при $\varphi=0$, снижает тепловой поток, и его величина, а следовательно, и значение равновесной температуры приближаются к их значениям, рассчитанным для идеально каталитической поверхности. Аналогичная ситуация возникает и для модели IIIб. В случае протекания гетерогенных реакций по модели IIIa для этих режимов течения температура тела слабо зависит от угла

скольжения при $\varphi=0-40^\circ$ и убывает при дальнейшем увеличении угла φ . Отметим, что поведение теплового потока в зависимости от угла скольжения для всех точек траектории и моделей протекания гетерогенных реакций такое же, как и для равновесной температуры поверхности.

Распределения размерной температуры поверхности T_k при обтекании параболического цилиндра под нулевыми углами атаки и скольжения в точках траектории $H=100$ (кривые 1-4) и 70 км (кривые 5-8) приведено на фиг. 4. Координата ξ_0 задает положение критической точки. Кри-



Фиг. 5



Фиг. 6

вые 1, 5 соответствуют идеально каталитической поверхности; 2, 6 — некаталитической; 3, 7 — модели IIIа протекания гетерогенных реакций; 4, 8 — модели IV. Как показывают проведенные исследования, на высотах $H>90$ км и $H<55$ км, где степень диссоциации газа в ударном слое мала, влияние поверхностного катализа слабо сказывается на величине равновесной температуры поверхности (кривые 1-4). В то же время на участках траектории со значительной степенью диссоциации газа различие равновесной температуры поверхности для разных случаев протекания гетерогенных реакций значительно как в критической точке, так и на боковой поверхности крыла (кривые 5-8). Здесь же отметим пересечение кривых 7 и 8.

Обтекание под различными углами атаки и при $\varphi=0$ гиперболического цилиндра иллюстрирует фигура 5, на которой приведены характерные распределения вдоль поверхности тела величин $T_r = T(\xi - \xi_0)/T(\xi_0)$ (кривые 1, 2) и $q_r = q(\xi - \xi_0)/q(\xi_0)$ (кривые 3, 4) для $H=85$ км и модели IV протекания поверхностных каталитических реакций. Кривые 1, 3 соответствуют нулевому углу атаки α , кривые 2, 4 — $\alpha=30^\circ$.

Проведенное исследование показывает, что во всех точках траектории для всех рассмотренных случаев протекания гетерогенных химических реакций наличие угла атаки приводит к сдвигу максимума величин T_r , q_r от критической точки в сторону уменьшения радиуса кривизны поверхности тела. С увеличением угла атаки максимум увеличивается и сдвигается дальше от критической точки. Для течения однородного газа этот факт отмечался ранее в работах [4, 5].

На высотах $H>90$ км и $H<55$ км q_r , T_r слабо зависят от каталитической активности поверхности. Например, при обтекании параболического цилиндра под нулевыми углами атаки и скольжения максимальные различия величин q_r и T_r , полученных для различных случаев протекания гетерогенных реакций, на участке поверхности $0 \leq \xi - \xi_0 \leq 2,0$, составило соответственно 5 и 1,5%.

На участке траектории $H=55-90$ км T_r и q_r для каждой конкретной модели I-III протекания гетерогенных реакций слабо зависят от высоты полета (для параболического цилиндра при $\alpha=\varphi=0$ максимальное различие для q_r не превосходит 5%, для T_r — 2%), при этом различие этих

величин для указанных случаев протекания каталитических реакций оказывается несколько большим. Слабое влияние различных констант скоростей каталитической рекомбинации для реакций первого порядка на q_r отмечалось в [22, 23], в которых температура поверхности и константы скоростей каталитической рекомбинации задавались постоянными.

Во всех точках траектории в случае идеально каталитической поверхности распределения q_r вдоль тела с хорошей точностью совпадают с аналогичными зависимостями, рассчитанными для течения однородного газа и, следовательно, для умеренных чисел Рейнольдса могут быть вычислены по аналитическим формулам работы [24].

Так как в модели IV константа скорости каталитической рекомбинации сильно зависит от температуры, распределения T_r и q_r вдоль поверхности тела различны для различных точек траектории на ее теплонапряженном участке.

Численные расчеты показывают, что на всех участках траектории механизм протекания гетерогенных реакций и угол φ практически не влияют на распределение давления по обводу крыла (отличие не превосходит 1%), причем для высот $H \leq 90$ км это распределение, так же как и в случае однородного газа [5], практически не зависит от высоты полета. Для всей рассмотренной траектории распределения давления на поверхности тела совпадают с аналогичными распределениями, получаемыми при обтекании крыльев однородным газом.

Для высот $H > 90$ км и $H < 55$ км изменение угла φ слабо сказывается на распределении вдоль поверхности крыла величин T_r , q_r для всех моделей гетерогенных реакций. На высотах $55 \text{ км} \leq H \leq 90$ км угол скольжения оказывает более существенное влияние по сравнению с однородным газом [5] на распределения q_r , T_r , а также размерных величин теплового потока и равновесной температуры, причем это влияние различно для разных случаев протекания гетерогенных реакций.

Некоторые результаты параметрических расчетов иллюстрирует фигура 6, где представлены профили массовых концентраций c_N , c_O и температуры T поперек ударного слоя в критической точке идеально каталитической поверхности крыла для углов скольжения $\varphi = 0, 30, 60^\circ$ (кривые 1—3 соответственно ($\alpha = 0^\circ$)). В этих расчетах нормальная составляющая вектора скорости U_∞ , плотность ρ_∞ и т. д. задавались и фиксировались ($U_\infty = 7,68$ км/с, $H = 75$ км), а угол скольжения менялся. В этом случае с увеличением угла φ влияние диссипативных эффектов за счет движения газа вдоль образующей крыла растет, что приводит к увеличению температуры и степени диссоциации в ударном слое. Для больших значений угла φ ($\varphi \geq 50^\circ$) и высот $H \leq 85$ км это приводит к образованию характерного максимума у профиля температуры поперек ударного слоя. При этом в случаях идеально каталитической и близких к ней по каталитическим свойствам поверхностей, характерный максимум появляется также у профилей концентраций атомов c_N и c_O . При таком задании условий полета тепловой поток и температура поверхности увеличиваются с ростом угла φ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Scott C. D. Space shuttle laminar heating with finite-rate catalytic recombination.— AIAA Pap., 1981, № 81—1184, 8 p.
2. Tong H., Buckingham A. C., Curry D. M. Computational procedure for evaluation of space shuttle TPS requirements.— AIAA Pap., 1974, № 518, 13 p.
3. Masek R. V., Hender D., Forney J. A. Evaluation of aerodynamic uncertainties for space shuttle.— AIAA Pap., 1973, № 737, 14 p.
4. Брыкина И. Г., Гершбейн Э. А. Гиперзвуковой вязкий ударный слой на стреловидных крыльях бесконечного размаха, обтекаемых под углом атаки.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 2, с. 91—102.
5. Гершбейн Э. А., Щелин В. С., Юницкий С. А. Численное исследование гиперзвукового вязкого ударного слоя на крыльях бесконечного размаха, обтекаемых под углами атаки и скольжения.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, № 2, с. 104—108.

6. *Воронкин В. Г., Залогин Г. Н.* О механизме рекомбинации атомарного азота вблизи каталитической поверхности, обтекаемой диссоциированным воздухом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 3, с. 156—158.
7. *Афонина Н. Е., Власов А. Ю., Громов В. Г.* Численное исследование вязкого обтекания удлиненных затупленных тел под большими углами атаки гиперзвуковым потоком воздуха.— В кн.: Высокотемпературная газодинамика. Ударные трубы и ударные волны. Минск: Ин-т тепло- и массообмена АН БССР, 1983, с. 133—139.
8. *Inger G. R.* Nonequilibrium boundary layer flow on highly-swept hypersonic wings.— *Astronaut. Acta*, 1972, v. 17, № 6, p. 915—921.
9. *Брыкина И. Г., Гершбейн Э. А., Пейгин С. В.* Ламинарный пограничный слой на стреловидных крыльях бесконечного размаха, обтекаемых под углом атаки.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 3, с. 27—39.
10. *Воронкин В. Г.* Неравновесный вязкий ударный слой на притупленных конусах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 6, с. 15—20.
11. *Miner E. W., Lewis C. H.* Hypersonic ionizing air viscous shock-layer flows over nonanalytic blunt bodies.— *NASA, CR*, 1975, № 2550, 100 p.
12. *Wilke C. R.* A viscosity equation of gas mixtures.— *J. Chem. Phys.*, 1959, v. 18, № 4, p. 517—519.
13. *Mason E. A., Saxena S. C.* Approximate formula for the thermal conductivity of gas mixtures.— *Phys. Fluids*, 1958, v. 1, № 5, p. 361—369.
14. *Svehla R. A.* Estimated viscosities and thermal conductivities of gases at high temperatures.— *NASA, Tr*, 1962, № R-132, 120 p.
15. *Гиршфельдер Дж., Кергисс Ч., Берд Р.* Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 929 с.
16. *Гурвич Л. В., Вейц И. В., Медведев В. А. и др.* Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справ. изд. Т. 1, кн. 2. М.: Наука, 1978. 327 с.
17. *Cheng H. K.* The blunt-body problem in hypersonic flow at low Reynolds number.— *Inst. Aerospace Sci. Pap.*, 1963, № 63—92, 100 p.
18. *Седов Л. И., Михайлова М. П., Черный Г. Г.* О влиянии вязкости и теплопроводности на течение газа за сильно искривленной ударной волной.— *Вестн. МГУ. Сер. Физ.-мат. и естеств. наук*, 1953, № 3, с. 95—100.
19. *Залогин Г. Н., Лунев В. В.* О модели вязкого неравновесного ударного слоя с тонкой ударной волной.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 5, с. 175—178.
20. *Пегухов И. В.* Численный расчет двумерных течений в пограничном слое.— В кн.: Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. М.: Наука, 1964, с. 304—325.
21. *Гершбейн Э. А.* Ламинарный многокомпонентный пограничный слой при больших вдувах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 1, с. 64—73.
22. *Воронкин В. Г., Гераскина Л. К.* Неравновесный ламинарный пограничный слой диссоциирующего воздуха на осесимметричных телах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 3, с. 144—150.
23. *Blottner F. G.* Nonequilibrium laminar boundary-layer flow of ionized air.— *AIAA Journal*, 1964, v. 2, № 11, p. 1921—1927.
24. *Гершбейн Э. А., Щелин В. С., Юницкий С. А.* Численные и приближенные аналитические решения уравнений гиперзвукового пространственного вязкого ударного слоя при умеренно малых числах Рейнольдса.— В кн.: Гиперзвуковые пространственные течения при наличии физико-химических превращений. М.: Изд-во МГУ, 1981, с. 72—92.

Москва
Институт механики МГУ

Поступила в редакцию
18.1.1984