

УДК 533.6.011.8:519.63

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ НЕРАВНОВЕСНОГО ТЕЧЕНИЯ ОКОЛО ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ПРОСТРАНСТВЕННОМ ОБТЕКАНИИ

ЦЕРБАК В. Г.

В рамках параболизированных уравнений Навье — Стокса в приближении тонкого слоя исследуется пространственное обтекание затупленных тел диссоциирующим потоком воздуха. Учитывается многокомпонентная диффузия, бародиффузия, гомогенные химические реакции, включающие реакции диссоциации-рекомбинации и обменные реакции. Граничные условия задаются в невозмущенном потоке и на поверхности тела с учетом гетерогенных каталитических реакций и эффектов скольжения.

Проведено численное исследование задачи обтекания под нулевым углом атаки затупленных тел, обладающих двумя плоскостями симметрии, при изменении картины течения от структуры размазанного слоя до практически идеального течения ($Re_\infty = 50 - 10^5$). Условия обтекания соответствовали движению тела, обладающего подъемной силой вдоль траектории входа в атмосферу Земли [1]. Проведена оценка вклада химических реакций в ударной волне по отношению к диффузионному потоку на границе ударной волны. За границу ударной волны принималась точка, в которой профиль плотности имел наибольший наклон. Показано влияние эффектов скольжения и бародиффузии на характеристики течения. Результаты расчетов сравниваются с расчетами в рамках модели тонкого вязкого ударного слоя [2].

Расчеты неравновесных течений с граничными условиями в набегающем потоке вплоть до больших чисел Рейнольдса проводились в [3] для случая осесимметричного обтекания углекислым газом. Течения диссоциирующего воздуха при $Re_\infty > 10^4$ ранее рассматривались без учета структуры ударной волны (подробная библиография приведена в [4]). Пространственное неравновесное обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком вязкого газа рассматривалось в [2, 5-7].

1. Исходную систему уравнений Навье — Стокса, в которой опущен ряд членов, несущественных, как показано в [8], при определении структуры гиперзвукового течения, запишем в криволинейной системе координат x^1, x^2, x^3 , нормально связанной с обтекаемой поверхностью, где x^1, x^2 выбраны на поверхности тела, x^3 отсчитывается от поверхности тела вдоль нормали к ней. В уравнениях сохранены члены, составляющие уравнения Эйлера и уравнения пограничного слоя второго приближения, а также члены, описывающие структуру ударной волны в гиперзвуковом приближении [8], и некоторые другие члены. С учетом неравновесных химических реакций, многокомпонентной диффузии и бародиффузии в пренебрежении термодиффузией полученная система примет вид

$$\frac{\partial}{\partial x^i} \left(\rho u^i \sqrt{\frac{g}{g_{(ii)}}} \right) = 0 \quad (1.1)$$

$$\rho Du^\alpha + \rho A_{jk}^\alpha u^j u^k = - \sqrt{g_{(\alpha\alpha)}} g^{\alpha\beta} \frac{\partial P}{\partial x^\beta} + \sqrt{\frac{g_{(\alpha\alpha)}}{g}} \frac{\partial}{\partial x^3} \left(\frac{\mu \sqrt{g}}{Re_\infty} \frac{\partial u^\alpha / \sqrt{g_{(\alpha\alpha)}}}{\partial x^3} \right) \quad (1.2)$$

$$\rho Du^3 + \rho A_{jk}^3 u^j u^k = - \frac{\partial P}{\partial x^3} + \frac{4}{3} \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{1}{\partial x^3} \left(\frac{\mu \sqrt{g}}{Re_\infty} \frac{\partial u^3}{\partial x^3} \right) \quad (1.3)$$

$$\rho c_p DT = DP + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x^3} \left(\frac{\mu c_p \sqrt{g}}{\text{Re}_\infty \sigma} \frac{\partial T}{\partial x^3} \right) + \frac{\mu}{\text{Re}_\infty} g_{\alpha\beta} \frac{\partial u^\alpha / \sqrt{g_{(\alpha\alpha)}}}{\partial x^3} \frac{\partial u^\beta / \sqrt{g_{(\beta\beta)}}}{\partial x^3} +$$

$$+ \frac{4}{3} \frac{\mu}{\text{Re}_\infty} \left(\frac{\partial u^3}{\partial x^3} \right)^2 - \sum_{i=1}^N h_i \omega_i - \left(\sum_{i=1}^N c_p I_i \right) \frac{\partial T}{\partial x^3} \quad (1.4)$$

$$\rho D c_j + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial \sqrt{g} I_j}{\partial x^3} = \omega_j, \quad j=1, \dots, N-\text{Ne} \quad (1.5)$$

$$\rho D c_k^* + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial \sqrt{g} I_k^*}{\partial x^3} = 0, \quad k=1, \dots, \text{Ne}-1 \quad (1.6)$$

$$\frac{\mu}{\text{Re}_\infty} \frac{\partial c_j}{\partial x^3} = \sum_{i=1}^N \frac{m}{m_i} S_{ij} (c_i I_j - c_j I_i) - c_j \sum_{k=1}^N \sum_{i=1}^N \frac{m}{m_i} S_{ik} (c_k I_i - c_i I_k) -$$

$$- \frac{\mu}{\text{Re}_\infty} c_j \left(1 - \frac{m_j}{m} \right) \frac{\partial \ln P}{\partial x^3}, \quad j=1, \dots, N-1 \quad (1.7)$$

$$P = R_g \rho \frac{T}{m}, \quad \sum_{k=1}^{\text{Ne}} I_k^* = 0, \quad \sum_{k=1}^{\text{Ne}} c_k^* = 1, \quad m \left(\sum_{i=1}^N \frac{c_i}{m_i} \right)^{-1}$$

$$h = \sum_{i=1}^N c_i h_i, \quad c_p = \sum_{i=1}^N c_i c_{pi}, \quad \text{Re}_\infty = \frac{\rho_\infty V_\infty R}{\mu_\infty} \quad (1.8)$$

$$D = \frac{u^\alpha}{\sqrt{g_{(\alpha\alpha)}}} \frac{\partial}{\partial x^\alpha} + u^3 \frac{\partial}{\partial x^3}, \quad g_{\alpha\beta} = a_{\alpha\beta} - 2b_{\alpha\beta} x^3 + a^{\gamma\lambda} b_{\gamma\lambda} b_{\lambda\beta} (x^3)^2$$

$$g_{3\alpha} = g_{\alpha 3} = 0, \quad g_{33} = 1, \quad g = \det \|g_{ij}\|, \quad a = \det \|a_{\alpha\beta}\|$$

$$A_{jh}^i = \frac{1}{2\sqrt{g_{(jj)}g_{(hh)}}} \left[\sqrt{g_{(ii)}} g^{il} \left(\frac{\partial g_{hl}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{jl}}{\partial x^h} - \frac{\partial g_{jh}}{\partial x^l} \right) - \delta_j^i \frac{\partial \sqrt{g_{(jj)}}}{\partial x^h} - \delta_h^i \frac{\partial \sqrt{g_{(hh)}}}{\partial x^j} \right]$$

Здесь по паре одинаковых индексов проводится суммирование; по индексам, заключенным в круглые скобки, суммирование отсутствует; латинские индексы, если специально не оговорено другое, принимают значения 1, 2, 3, греческие — 1, 2; $a_{\alpha\beta}$, $b_{\alpha\beta}$ — ковариантные компоненты симметричных тензоров, определяющих соответственно первую и вторую квадратичные формы поверхности; $V_\infty u^i$ — физические составляющие вектора скорости, соответствующие осям x^1 , x^2 , x^3 ; $\rho_\infty V_\infty^2 P$, $\rho_\infty \rho$, $T_0 T$, $c_{p\infty} T_0 h$ — соответственно давление, плотность, температура и энтальпия смеси газов, состоящей из N химических компонентов ($T_0 = V_\infty^2 / c_{p\infty}$); $\mu_\infty \mu$, $c_{p\infty} c_p$, σ , m — коэффициенты вязкости, удельной теплоемкости, число Прандтля и молекулярная масса смеси; c_j , m_j , $c_{p\infty} T_0 h_j$, $c_{p\infty} c_{pj}$, $\rho_\infty V_\infty I_j$, $\rho_\infty V_\infty \omega_j / R$ — массовая концентрация, молекулярная масса, удельные энтальпия и теплоемкость, нормальная компонента вектора диффузионного потока, скорость образования массы j -го компонента; c_k^* , $\rho_\infty V_\infty I_k^*$ — концентрация и нормальная компонента вектора диффузионного потока k -го элемента, Ne — число элементов; S_{ij} ($i, j=1, \dots, N$) — бинарные числа Шмидта; $c_{p\infty} R_g$ — универсальная газовая постоянная; V_∞ — модуль вектора скорости набегающего потока. Все линейные размеры отнесены к характерному линейному размеру R , которым является радиус кривизны затупления, индексы ∞ , ω относятся соответственно к параметрам в набегающем потоке и на поверхности тела.

Метрика пространства в уравнениях учитывается полностью, включая внепорядковые члены, пропорциональные $(x^3)^2$. В теории тонкого вязкого ударного слоя [2, 7] принималось $g_{\alpha\beta} = a_{\alpha\beta}$.

В граничных условиях на поверхности непроницаемого тела задается отсутствие потока тепла в тело, учитывается эффект каталитической рекомбинации атомов на стенке, используются выражения для скорости скольжения и температурного скачка неравновесной многокомпонентной газовой смеси [9]

$$x^3=0, \quad u^\alpha = \frac{2-\theta}{\theta} \sqrt{\frac{\pi}{2R_g T}} \frac{1}{\text{Re}_\infty} \frac{\mu}{\rho} \left(\sum_{i=1}^N \frac{c_i}{\sqrt{m_i}} \right)^{-1} \frac{\partial u^\alpha}{\partial x^3}$$

$$\frac{T}{T_\infty} = \left(1 + \frac{2-\theta}{\theta} \frac{1}{E} \sum_{i=1}^N \frac{I_i}{m_i} \right) \left(1 - \frac{2-\theta}{\theta} \frac{c_p}{\sigma} \frac{1}{\text{Re}_\infty} \frac{\mu}{2R_g E T} \frac{\partial T}{\partial x^3} \right)^{-1}$$

$$E = \rho \sqrt{\frac{2R_g T}{\pi}} \sum_{i=1}^N \frac{c_i}{m_i^{1/2}}, \quad q = \frac{\varepsilon \sigma_B T_0^4}{\rho_\infty V_\infty^3} T_\infty^4$$

$$q = \frac{\mu c_p}{\sigma \text{Re}_\infty} \frac{\partial T}{\partial x^3} + \frac{\mu}{\text{Re}_\infty} \frac{u^\alpha}{\sqrt{a_{(\alpha\alpha)}}} a_{\alpha\beta} \frac{\partial u^\beta / \sqrt{a_{(\beta\beta)}}}{\partial x^3} - \sum_{i=1}^N h_i I_i, \quad I_j^* = 0, \quad j=1, \dots, \text{Ne}-1$$

$$I_i = - \frac{2}{2-\gamma_i} k_{\omega i} \sqrt{\frac{T}{T_\infty}} \rho c_i, \quad k_{\omega i} = \gamma_i(T_\infty) \sqrt{\frac{R_g T_\infty}{2\pi m_i}}, \quad i=1, \dots, N-\text{Ne}$$

Здесь θ , γ_i , ε — коэффициенты аккомодации, каталитической рекомбинации и черноты поверхности; σ_B — постоянная Стефана — Больцмана.

На внешней границе задаются условия, соответствующие параметрам набегающего потока.

При рассмотрении химических реакций предполагается наличие в возмущенной области течения пяти компонентов: N_2 , O_2 , N , O , NO , между которыми протекают реакции диссоциации-рекомбинации и обменные реакции. Система реакций, константы скоростей реакций и коэффициенты переноса брались теми же, что в [2]. Предполагалось, что внутренние степени свободы молекул возбуждены равновесно.

Для изучения влияния моделей протекания гетерогенных реакций рассмотрены идеально каталитическая (модель I) и некаталитическая (модель II) поверхности и случай, когда поверхностные реакции протекают по первому порядку с константами скоростей, зависящими от температуры [10] (модель III).

2. Рассмотрим сначала течение в окрестности критической точки. Аппроксимируем уравнение поверхности тела в этой окрестности уравнением эллиптического параболоида $2y^3 = (y^1)^2 + k(y^2)^2$, где k — отношение главных кривизн R_1/R_2 в критической точке. Решение уравнений (1.1)–(1.8) в окрестности критической точки ищем в виде

$$u^\alpha = d_{(\alpha)} x^{(\alpha)} u_{0\alpha}(x^3) + \dots,$$

$$u^3 = \frac{1}{\sqrt{a}} u_{03}(x^3) + \dots = \left[1 - \frac{(x^1)^2}{2} - \frac{(kx^2)^2}{2} \right] u_{03}(x^3) + \dots$$

$$P = P_0(x^3) + P_1(x^3)(x^1)^2 + kP_2(x^3)(x^2)^2 + \dots, \quad \Phi = \Phi_0(x^3) + \dots \quad (2.1)$$

где Φ — любая из функций ρ , T , μ , c_j , c_k^* ($j=1, \dots, N$; $k=1, \dots, \text{Ne}$); $d_1=1$, $d_2=k$. Подставляя (2.1) в систему (1.1)–(1.8) и применяя процедуру обрезания рядов, аналогичную процедуре Као [11], предложенной

им для осесимметричных течений, получим систему уравнений для нулевых членов разложения и уравнения для определения градиентов давления P_α (индекс ноль опускаем)

$$d_{(\alpha)} \frac{\partial P_\alpha}{\partial x^3} = -d_\alpha^2 \frac{\partial P}{\partial x^3} + \rho d_{(\alpha)} u_\alpha u_3 - \rho A_{(\alpha\alpha)}^3 (d_{(\alpha)} u_\alpha)^2 + \\ + \rho d_\alpha^2 u_3 \frac{\partial u^3}{\partial x^3} + \frac{4}{3} \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x^3} \left(\mu \sqrt{g} \frac{\partial u_3}{\partial x^3} \right) \quad (2.2)$$

с граничными условиями $P_\alpha \rightarrow 0$ ($x^3 \rightarrow \infty$).

Далее рассмотрим обтекание под нулевым углом атаки тел, имеющих две плоскости симметрии. Будем полагать, что $x^1=0$, $x^2=0$ — уравнения плоскостей симметрии. Для численного решения задачи вводились переменные Дородницына [12] и новые функции

$$\xi^\alpha = x^\alpha, \quad \eta = \frac{1}{\Delta} \int_0^{x^3} \rho \sqrt{g} dx^3 \quad (2.3)$$

$$u^\alpha = d_{(\alpha)} \xi^{(\alpha)} \sqrt{g_{(\alpha\alpha)}} \frac{\partial \varphi_\alpha}{\partial \eta} \\ \rho \sqrt{g} u^3 = - \frac{\partial [\Delta d_{(\alpha)} \xi^{(\alpha)} \varphi_\alpha]}{\partial \xi^\alpha} - \Delta d_{(\alpha)} \xi^{(\alpha)} \frac{\partial \varphi_\alpha}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x^\alpha} \quad (2.4)$$

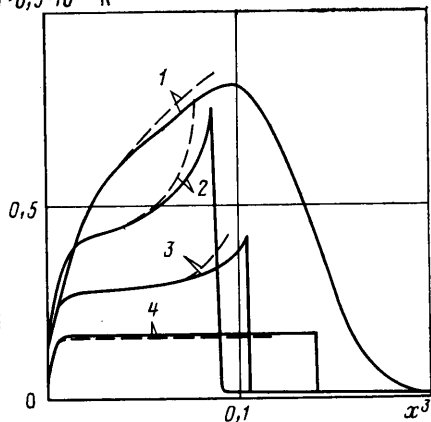
При этом уравнение неразрывности для смеси (1.1) удовлетворялось тождественно.

В окрестности критической точки получается система обыкновенных дифференциальных уравнений, решение которой не зависит от решения уравнений на боковой поверхности и служит начальными условиями при решении задачи вне критической точки. Для замыкания уравнений в окрестности плоскости симметрии используется следующий способ задания градиента давления:

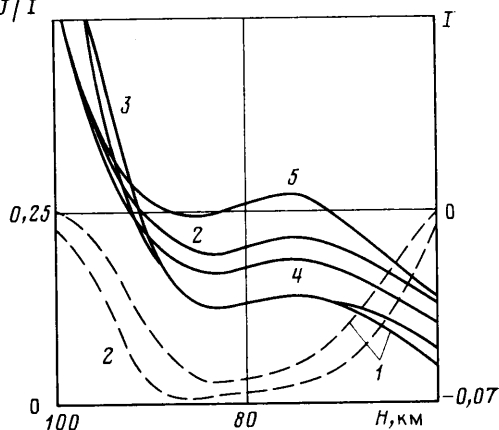
$$P_\alpha = -P_\alpha^*(\eta) \frac{1}{2a^2} \frac{1}{d_{(\alpha)} \xi^{(\alpha)}} \frac{\partial a}{\partial \xi^{(\alpha)}}, \quad P_\alpha^*(\eta) = P(0, 0, 0) \frac{P_\alpha(0, 0, \eta)}{P_{(\alpha)}(0, 0, 0)} \quad (2.5)$$

где $P_\alpha(0, 0, \eta)$ определяется из уравнений (2.2). Таким образом, в каждом слое $\eta = \text{const}$ для задания градиента давления используется модифицированная формула Ньютона, которая в системе координат (2.3) имеет вид $P = P_0(\eta)/a$. Тем же способом задавалось P_α и вне плоскости симметрии. Это позволило отделить решение задачи в плоскостях симметрии и провести послойное решение на боковой поверхности.

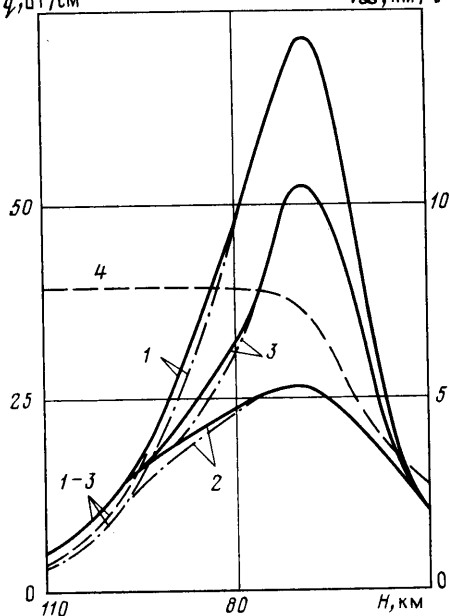
Для численного решения задачи был разработан метод, основанный на использовании конечно-разностной схемы [13], предложенной для решения уравнений третьего порядка параболического типа и имеющей четвертый порядок точности по поперечной координате и второй — по продольным. Системы уравнений и граничных условий преобразовывались к новым переменным, при этом в уравнениях (1.2) и в соответствующих уравнениях на критической линии опускались члены, пропорциональные $\partial \bar{P} / \partial \eta$, а в уравнениях (2.2) опускался последний член как члены малого порядка. Граничное условие $u^3 \rightarrow -1/\sqrt{a}$ в невозмущенном потоке переносилось на поверхность тела путем однократного интегрирования уравнения (1.3) и соответствующего уравнения на критической линии от точки, расположенной в невозмущенном потоке, до поверхности тела [14, 15]. Уравнения (1.2), (1.3) в новых переменных оказывались уравнениями третьего порядка относительно функций φ_α и x^3 соответственно. Плотность определялась из решения уравнения (1.3) с помощью соотношения $1/\rho = (\sqrt{g}/\Delta) \partial x^3 / \partial \eta$, давление — из уравнения состояния. Линеаризация уравнений проводилась с учетом особых точек системы. Для преодоления нелинейности системы проводились простые итерации. Величина возмущенной области по координате η выбиралась из условия гладкого сопряжения всех функций со своими предельными значениями в невозмущенном потоке. Функция $\Delta(\xi^1, \xi^2)$ подбиралась таким образом, чтобы возмущенная область течения в переменных (2.3) приближенно была параллелепипедом.

$T \cdot 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ K}$


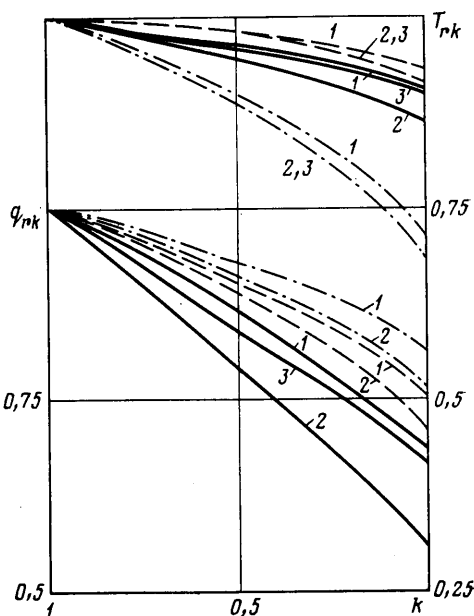
Фиг. 1

 J/I


Фиг. 2

 $q, \text{ BT/cm}^2$
 $V_{\infty}, \text{ км/с}$


Фиг. 3



Фиг. 4

Сетка сгущалась в областях ударной волны (по профилю $1/\rho$) и пограничного слоя (по профилю энтропии) так, что в них попадало не менее 5–7 узлов (при общем количестве 30 узлов). Например, при $H=50$ км шаг в ударной волне $\Delta x^3 \approx 3 \cdot 10^{-5}$. Мелкий шаг и четвертый порядок аппроксимации схемы приводят к тому, что аппроксимационная вязкость становится незначительной.

3. Численное решение задачи получено для обтекания под нулевым углом атаки эллиптических параболоидов, двуполостных гиперboloидов и трехосных эллипсоидов. Условия в набегающем потоке соответствовали движению вдоль траектории входа в атмосферу Земли [1] (кривая 4 на фиг. 3), которая предполагалась изотермической с распределением плотности от высоты H (км) $\rho_{\infty} = 1,225 \cdot 10^{-3} \exp(-0,142H)$ г/см³, $T_{\infty} = 250$ К. Некоторые результаты расчетов, в которых меньший из радиусов кривизны $R_1 = 0,5$, $k = 0,4$ (кроме фиг. 4), $\varepsilon = 0,85$, приведены на фиг. 1–5.

Результаты расчетов в окрестности критической точки представлены на фиг. 1–4. На фиг. 1, 3 сплошные линии соответствуют расчетам без

учета скольжения, пунктирные — расчетам той же задачи в рамках модели тонкого вязкого ударного слоя [2].

На фиг. 1 приведены профили температуры для различных точек траектории в случае гетерогенных реакций, протекающих по модели III. Линии 1–4 соответствуют $H=90, 70, 60, 50$ км ($Re_\infty=845, 1,33 \cdot 10^4, 3,6 \cdot 10^4, 8,65 \cdot 10^4$). На фигуре можно проследить изменение структуры течения от режима размытого слоя с плавно меняющимися функциями до практически идеального течения с тонким пограничным слоем и тонкой ударной волной. Вклад химических процессов в формирование структуры течения становится существенным уже на режиме размытого слоя. Высокая скорость диссоциации при незначительной плотности объясняется высокой температурой газа в большей части ударного слоя. При увеличении плотности набегающего потока (уменьшении высоты полета) степень диссоциации увеличивается, что приводит к резкому падению температуры в области за ударной волной. С уменьшением высоты $H \lesssim 70$ км (увеличением числа Рейнольдса) формируется зона невязкого течения и начинается

образование пограничного слоя. Уменьшение температуры газа из-за снижения скорости полета сокращает степень диссоциации и на высоте $H \sim 50$ км структура течения практически соответствует течению однородного газа. Учет скольжения повышает температуру газа в ударном слое и увеличивает возмущенную область течения.

Сравнение с результатами расчетов [2] показывает, что на больших высотах модель тонкого вязкого ударного слоя не описывает значительную область возмущенного течения. Заметим, что учет колебательно-диссоционного взаимодействия может изменить полученные результаты на высотах $H \geq 80$ км.

С уменьшением высоты полета различие

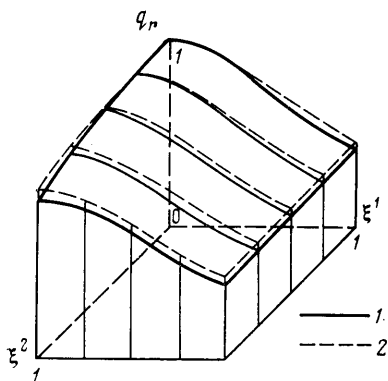
профилей около тела небольшое, но наблюдается несовпадение профилей в области, примыкающей к ударной волне. Меньший отход ударной волны в [2] может быть вызван влиянием неучтенных членов в метрике пространства.

В модели вязкого ударного слоя, обычно используемой для расчета течений при больших числах Рейнольдса, для замыкания задачи в соотношениях Рэнкина — Гюгоньо пренебрегается химическими реакциями внутри ударной волны, опуская функцию J ввиду ее сложного характера

$$c_{i\infty} - c_i = -I_i - J_i, \quad J_i = \int_{x^3}^{\infty} \dot{\omega}_i dx^3, \quad i=1, \dots, N$$

Пренебрежение правой частью может привести к конечной ошибке из-за возникновения на границе ударной волны источника (стока) химической компоненты даже при больших числах Re [16].

Для оценки вклада химических реакций примем за внутреннюю границу ударной волны точку x_s^3 , в которой достигается $\max |\partial p / \partial x^3|$. Заметим, что при наличии диссоциации и таком выборе x_s^3 максимум температуры имеет место внутри ударной волны. На фиг. 2 пунктирной линией обозначены величины нормальной компоненты диффузионного потока, а сплошной — отношение J/I при $x^3 = x_s^3$ в зависимости от высоты полета для идеально каталитической поверхности без учета скольжения и бародиффузии. Линии 1–5 соответствуют компонентам N_2, O_2, N, O, NO . Для более точной локализации x_s^3 на каждой высоте проводилось несколько



Фиг. 5

расчетов с незначительно измененной сеткой, чтобы отношение J/I определялось с точностью не менее 5% в смысле его вычисления именно в точке максимума $|\partial\rho/\partial x^3|$. Таким образом, с использованием средних точек структура ударной волны определялась значениями величин в 30–60 точках.

Как видно на фиг. 2, в диапазоне высот 90–70 км, где для рассчитанного тела химические реакции существенны на границе ударной волны (молекулы O_2 продиссоциированы почти на 30%), величина интеграла от источникового члена составляет 10–25% от величины диффузионного потока на внутренней границе ударной волны. На высотах $H \leq 65$ км, где химические реакции приближаются к равновесным в области, примыкающей к ударной волне, вклад интеграла от источникового члена в соотношения Рэнкина – Гюгонио уменьшается с одновременным уменьшением диффузионного потока. При $H \geq 100$ км у нормальной компоненты диффузионного потока может изменяться знак внутри размытой ударной волны с замороженными химическими реакциями, и поэтому искомое отношение J/I теряет смысл. Бародиффузия оказывает меньшее относительное влияние на J , чем на диффузионный поток I , и поэтому их отношение может уменьшаться почти в 2 раза при одновременном увеличении абсолютной величины интеграла от источникового члена.

На фиг. 3 представлены зависимости теплового потока от высоты полета для разных случаев каталитической активности поверхности. Штрихпунктирные линии соответствуют расчетам с учетом скольжения. Линии 1–3 на фиг. 3, 4 соответствуют моделям I–III протекания гетерогенных каталитических реакций. В области интенсивной диссоциации, когда рекомбинация в большей части ударного слоя почти полностью заморожена, максимальный тепловой поток в идеально каталитическую поверхность примерно в 3 раза больше, чем в некаталитическую, при прочих равных условиях.

При $H > 90$ км тепловой поток и температура тела, рассчитанные в [2], меньше (для $H = 110$ км на 20% и 45 K), а на высотах $H < 90$ км превышают полученные в настоящей работе не более чем на 2,5% и 10 K соответственно. Заметим, что в расчетах [2] абсолютные величины нормальной компоненты диффузионного потока на границе ударной волны превышали по абсолютной величине максимальные значения, достигаемые в настоящей работе, на 20–45%. Принимая во внимание также различие в толщине ударного слоя, указанную выше разницу в значениях теплового потока не следует рассматривать в качестве критерия влияния на него химических реакций в ударной волне. Тем не менее в области применимости модели вязкого ударного слоя пренебрежение химическими реакциями в ударной волне, по-видимому, не оказывает существенного влияния на величину теплового потока.

На фиг. 4 приведены зависимости от отношения главных радиусов кривизны поверхности в критической точке k теплового потока и температуры, нормированных на их значениях при $k=1$ ($q_{rk}=q(k)/q(1)$, $T_{rk}=T(k)/T(1)$) для двух точек траектории $H=75$ (сплошные линии) и 100 км (пунктирные линии – без учета скольжения, штрихпунктирные – с учетом). Наряду с уменьшением равновесной температуры при уменьшении параметра k уменьшается и скачок температуры у поверхности тела, чем изменение его равновесной температуры. Снижение относительного теплового потока при учете скольжения оказывается меньше. Зависимость от каталитических свойств поверхности в наибольшей степени проявляется на теплонпряженном участке траектории.

Типичное распределение теплового потока, отнесенного к своему значению в критической точке, вдоль боковой поверхности эллиптического параболоида приведено на фиг. 5 для высоты полета $H=75$ км. Линии 1, 2 соответствуют идеально каталитической и некаталитической поверхно-

стям. Отметим, что профили искомых величин в критической точке, рассчитанные с заданием P_a по формуле (2.2), качественно не отличаются от приведенных на фиг. 1, хотя и имеется небольшое количественное различие.

На участке траектории $H=55-90$ км как для идеально каталитической, так и для некаталитической поверхности распределения q_r и T_r слабо зависят от высоты полета (при $60 \text{ км} \leq H \leq 80 \text{ км}$ для $0 \leq \xi^1, \xi^2 \leq 1,0$ отличие не превосходит 3–4%). В случае модели III, для которой константа скорости каталитической рекомбинации сильно зависит от температуры, распределения q_r и T_r вдоль поверхности тела различны в диапазоне высот $55 \text{ км} < H < 90 \text{ км}$. Для всей рассмотренной траектории распределение отпосительных коэффициентов трения практически не зависит от механизма протекания гетерогенных каталитических реакций. Так, в области изменений координат $0 \leq \xi^1, \xi^2 \leq 1,0$ на всех высотах различие случаев каталитической активности поверхности для всех рассмотренных тел не превосходит 2%.

Эффекты скольжения наиболее сильно проявляются в критической точке, уменьшаясь вдоль боковой поверхности.

Автор выражает благодарность Г. А. Тирскому и В. В. Луневу за полезное обсуждение работы и ряд ценных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Masek R. V., Hender D., Forney J. A. Evaluation of aerodynamic uncertainties for space shuttle // AIAA Paper. 1973. № 73-737. 14 p.
2. Гершбейн Э. А., Шелин В. С., Юницкий С. А. Исследование пространственного обтекания тел с каталитической поверхностью при их движении по траектории входа в атмосферу Земли // Космич. исслед. 1985. Т. 23. № 3. С. 416–425.
3. Афонина Н. Е., Громов В. Г. Вязкое обтекание затупленного конуса углекислым газом // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 4. С. 102–105.
4. Гершбейн Э. А., Пейгин С. В., Тирский Г. А. Сверхзвуковое обтекание тел при малых и умеренных числах Рейнольдса // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. М.: ВИНТИ, 1985. Т. 19. С. 3–85.
5. Афонина Н. Е., Власов А. Ю., Громов В. Г. Численное исследование теплообмена на поверхности треугольного крыла, обтекаемого гиперзвуковым потоком воздуха под большими углами атаки // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 5. С. 196–199.
6. Головачев Ю. П., Карякин В. Е. Пространственное неравновесное обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком вязкого газа // Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1980. Т. 11. № 6. С. 46–58.
7. Ким М. Д., Сваминатан С., Льюис К. Х. Расчет в приближении тонкого ударного слоя трехмерного неравновесного вязкого течения около КЛАМИ «Спейс Шаттл» // Аэрокосмич. техника. 1984. Т. 2. № 11. С. 33–41.
8. Гершбейн Э. А. Асимптотическое исследование задачи пространственного гиперзвукового обтекания вязким газом затупленных тел с проницаемой поверхностью // Гиперзвуковые пространственные течения при наличии физико-химических превращений. М., 1981. С. 29–51.
9. Scott C. D. Reacting shock layers with slip and catalytic boundary conditions // AIAA Journal. 1975. V. 13. № 10. P. 1271–1278.
10. Scott C. D. Catalytic recombination of nitrogen and oxygen on high-temperature reusable surface insulation // AIAA Paper. 1980. № 80. 1477. 9 p.
11. Као. Гиперзвуковое вязкое течение вблизи критической линии тока затупленного тела. Ч. 1, 2 // Ракетн. техника и космонавтика. 1964. Т. 2. № 11. С. 3–21.
12. Тирский Г. А. К теории гиперзвукового обтекания плоских и осесимметричных затупленных тел вязким химически реагирующим многокомпонентным потоком газа при наличии вдува // Науч. тр. Ин-та механики МГУ. 1975. № 39. С. 5–38.
13. Петухов И. В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое // Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. М.: Наука, 1964. С. 304–325.
14. Гершбейн Э. А., Колесников А. Ф. Исследование влияния вдува на течение в гиперзвуковом вязком ударном слое вблизи линии торможения затупленного тела // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 1. С. 199–202.
15. Гершбейн Э. А., Щербак В. Г. К исследованию обтекания крыльев бесконечного размаха гиперзвуковым потоком разреженного газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С. 150–154.
16. 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.

Москва

Поступила в редакцию
9.VII.1986