

УДК 533.6.01.35—3:541.124

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА РЕАГИРУЮЩЕЙ СМЕСЬЮ ГАЗОВ

О. Н. СЕМЕНИХИНА, В. П. ШКАДОВА

(Москва)

Неравновесное обтекание гиперзвуковым потоком затупленных тел под углом атаки рассматривалось в работах [1-3] с использованием численных методов. В этих работах конкретные результаты получены лишь для некоторых частных случаев, углы атаки не превышают 15° . В данной статье приводятся подробные результаты численного решения этой задачи для сегментального тела в диапазоне углов атаки от 0 до 25° .

Рассмотрим течение неравновесного газа в дозвуковой — трансзвуковой области около тела вращения. Трехмерный характер течения определяется наличием угла атаки между направлением скорости потока V_∞ и осью тела. При этом течение имеет плоскость симметрии.

Для описания неравновесного течения газа к системе газодинамических уравнений добавляются кинетические уравнения относительно каждого неравновесного параметра

$$\nabla \rho \mathbf{V} = 0, \quad (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} + \rho^{-1} \nabla P = 0 \quad (1)$$

$$\mathbf{V} (\nabla P - a_f^2 \nabla \rho) = \Phi, \quad \mathbf{V} \nabla \gamma_x = \omega_x$$

Здесь P — давление, ρ — плотность, \mathbf{V} — вектор скорости, γ_x — массовая концентрация x — компонента, ω_x — скорость его образования, a_f — скорость распространения возмущений в релаксирующей среде, функция Φ характеризует энергетическое влияние релаксационных процессов на состояние газа в среде.

Основными релаксационными процессами в воздухе считаются процессы диссоциации, ассоциативной ионизации, обменные процессы и возбуждение колебательных степеней свободы молекул O_2 и N_2 . Неравновесное состояние газа характеризуется значениями энергий колебательных мод молекул e_{vO_2} , e_{vN_2} и значениями концентраций компонентов O_2 , N_2 , NO , O , N , O_2^+ , N_2^+ , NO^+ , e , между которыми протекают 13 химических реакций [4].

Для решения выберем сферическую систему координат r, θ, ψ . Ударный слой преобразуем в полосу единичной ширины переходом к переменным ξ, θ, ψ ; ($\xi = [r - r_b(\theta, \psi)] / [r_s(\theta, \psi) - r_b(\theta, \psi)]$, где $r_s(\theta, \psi)$ и $r_b(\theta, \psi)$ — поверхности скачка и тела соответственно). В этих координатах система (1) может быть разрешена относительно частных производных по ξ .

В соответствии с методом работы [5] примем полиномиальное представление по θ и ψ для всех искомым функций y_k , где $y_k = P, \rho, \omega, u, v, \gamma_x, e_{vx}$. Тогда производные по θ и ψ в системе (1) при $\xi = \text{const}$ можно выразить через значения самих функций в узлах аппроксимации.

Для аппроксимации по ψ используем четыре полуплоскости ψ_k ($k = 0, 1, 2, 3$), $0 \leq \psi \leq \pi$. В силу симметрии задачи можно рассмотреть только одну половину пространства

$$y = \sum_{k=0}^3 \eta_k \cos(k\psi), \quad \omega = \sum_{k=0}^2 \omega_k \sin(k\psi)$$

Для аппроксимации по θ выберем $2n + 1$ лучей θ_i в плоскости $[\psi_k, -\pi + \psi_k]$ или в силу симметрии $[\psi_k, \pi - \psi_k]$ и построим полиномы Лагранжа. (В расчетах используется $n = 4$.)

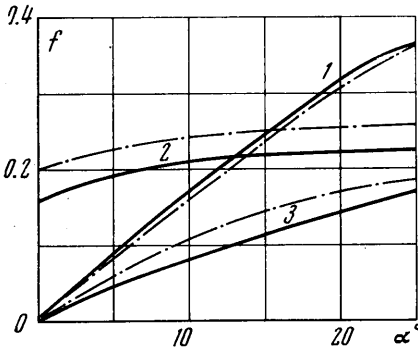
$$y = \sum_{s=0}^8 y_s \theta^s, \quad \theta = \begin{cases} \theta, & |\psi| < \pi/2 \\ -\theta, & |\psi| > \pi/2 \end{cases}$$

$$v = \sum_{s=0}^8 v_s [\text{sign}(\cos \psi)]^{s+1} \theta^s$$

Для увеличения точности аппроксимации по θ узлы $\theta_i = \text{const}$ брались равными корням соответствующего полинома Чебышева на отрезке от 0 до θ^* (θ^* — значение координатного угла θ , ограничивающего расчетную область, во всех точках которого $M > a_j$). После введения аппроксимаций по θ и ψ система (1) представляла собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений относительно искомых функций в каждом узле аппроксимации (число узлов при расчетах было равно 17)

$$\frac{dy_k}{d\xi} = \frac{1}{A} F_k \quad (2)$$

Граничные условия в задаче обтекания представляют собой условия сохранения массы, импульса, энергии и значений концентраций на фронте ударной волны ($\xi = 1$), а также условие непротекания на теле ($A = 0$ при $\xi = 0$).



Фиг. 1

Система (2) в слое от волны до тела интегрировалась с помощью неявной разностной схемы, алгоритм которой был предложен в работе [9] и успешно применялся при расчетах сильно неоднородных полей в околоравновесных условиях.

Краевая задача решается пристрелкой по 17 неизвестным параметрам, определяющим положение ударной волны $r_s(\theta, \psi)$. Подбор их осуществляется методом Ньютона. Для течения неравновесного газа в про-

цессе пристрелки можно пользоваться корректирующей матрицей, построенной для течения совершенного газа у тела одинаковой формы при одном и том же значении угла атаки α . Это существенно экономит расчетное время в случае неравновесных течений.

В качестве конкретного примера рассмотрено обтекание тела сегментальной формы. Аналитическое выражение для контура тела в системе координат x, y, z со сдвигом начала координат в плоскости симметрии относительно центра сегмента e_0, e_1

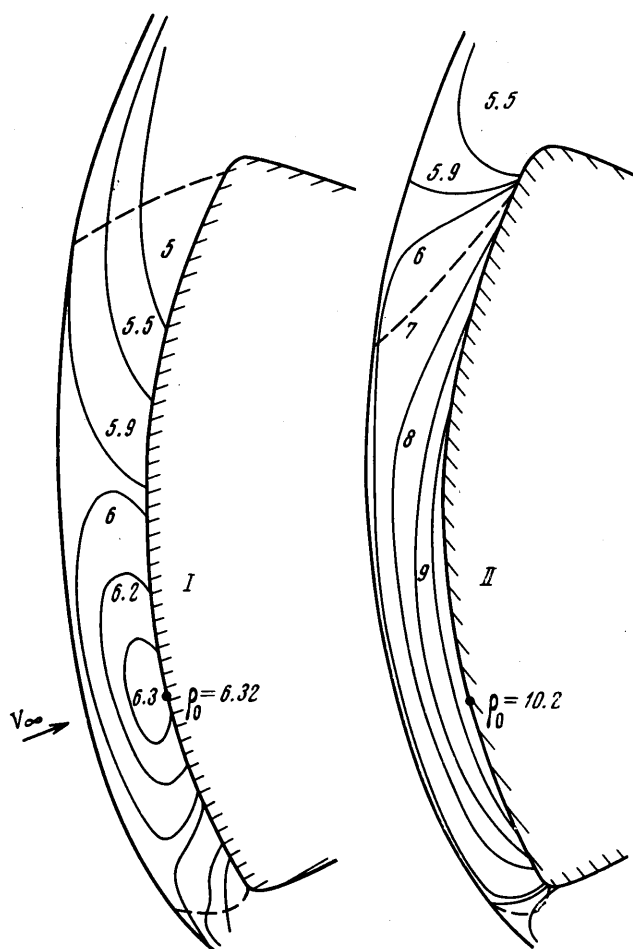
$$F = \{(x + e_0)^2 + (y + e_1)^2 + z^2\}^{n/2} + \left\{ \frac{1}{\beta^*} \arctg \frac{[(y + e_1)^2 + z^2]^{1/2}}{x + e_0 + \beta_0} \right\}^m - 1 = 0$$

$$\beta_0 = \frac{\sin(\theta_0 - \beta^*)}{\sin \theta_0}$$

где θ_0 — угол полураствора сегмента, β^* — угол обратного конуса. Условия в набегающем потоке: $M_\infty = 20$, $T_\infty = 250^\circ \text{K}$, $P_\infty = 10^{-4} \text{ атм}$. Линейный размер затупления $R_0 = 1 \text{ см}$, $n = m = 40$. Угол атаки набегающего потока изменяется от 0 до 25° .

Полученное решение позволяет провести анализ влияния неравновесных процессов на характеристики пространственного течения у лобовой поверхности.

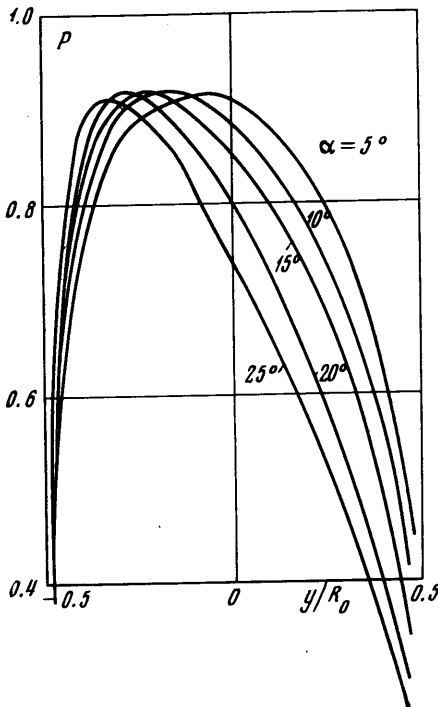
Интенсивная диссоциация молекул азота и кислорода за ударной волной, возбуждение колебательных уровней молекул и в случае трехмерного



Фиг. 2

течения приводит к увеличению плотности потока и к существенному понижению температуры в ударном слое. Изменяется геометрическая картина течения: отход ударной волны от тела в неравновесном течении становится меньше; уменьшаются размеры всей дозвуковой области, критическая точка смещается к нижней кромке. (Зависимость координаты y точки торможения от угла атаки приведена на фиг. 1, линия I; сплошная — результат для неравновесного потока, пунктир — для случая течения совершенного газа с $\kappa = 1.4$.)

Существенные изменения претерпевает плотность в потоке. Поперек слоя характер изменения ее заметно отличен от поведения в потоке совершенного газа. Плотность в неравновесном потоке резко увеличивается перед телом не только в окрестности



Фиг. 3

скругления. Эта перестройка потока, вызванная физическими процессами в газе, наглядно представлена на фиг. 2 для $\alpha = 15^\circ$, где изображены линии равных плотностей в плоскости симметрии для случая течения совершенного I и неравновесного II газов. В неравновесном потоке вблизи поверхности образуется подслой газа повышенной плотности, определенной температуры и состава. Скорость растекания его по поверхности тела значительно уменьшается по сравнению с течением совершенного газа. На фиг. 1 представлены градиенты скоростей $\partial v / \partial \theta$ и $\partial \omega / \partial \psi$ в точке торможения (линии 2 и 3 соответственно).

Значение давления во всем ударном слое у лобовой поверхности тела в случае неравновесного течения выше, чем в совершенном газе. Асимметрия в его распределении вдоль поверхности определяется в основном пространственным характером течения (см. фиг. 3, где по оси координат отложено безразмерное давление

$P' = P(P_\infty v_m^2)$). Различие между давлением совершенного и неравновесного газа уменьшается с приближением к скруглению.

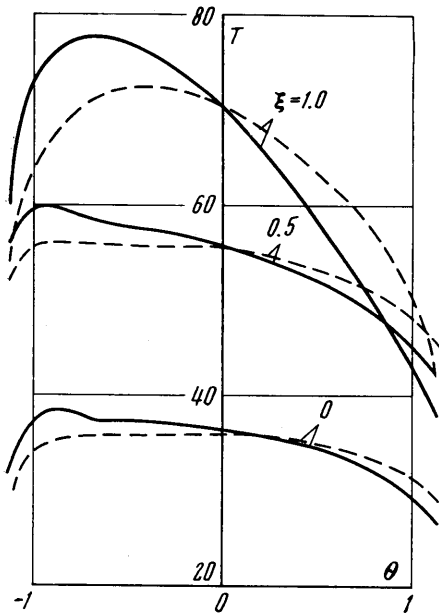
Чистым проявлением пространственного характера рассматриваемой задачи является наличие окружной составляющей скорости ω . По ее величине можно судить о степени отклонения потока от симметричного обтекания. Влияние неравновесных процессов на окружную скорость выражается в уменьшении ее на теле по сравнению со случаем совершенного газа, что характерно и для величины вектора скорости V в целом.

На фиг. 4 можно проследить, как изменяется вдоль ударного слоя температурное состояние газа при $\alpha = 25^\circ$. Сплошные линии $T(\theta) = T/T_\infty$ относятся к плоскости $[\theta, \pi]$, а пунктирные — к плоскости $(1/3\pi, 2/3\pi)$. К телу ($\xi = 0$) асимметрия распределения температуры уменьшается за счет вклада энергии неравновесных процессов в общую энергию потока. Надо отметить, что для малых углов атаки до 15° распределение температуры у поверхности тела очень мало отличается от симметричного.

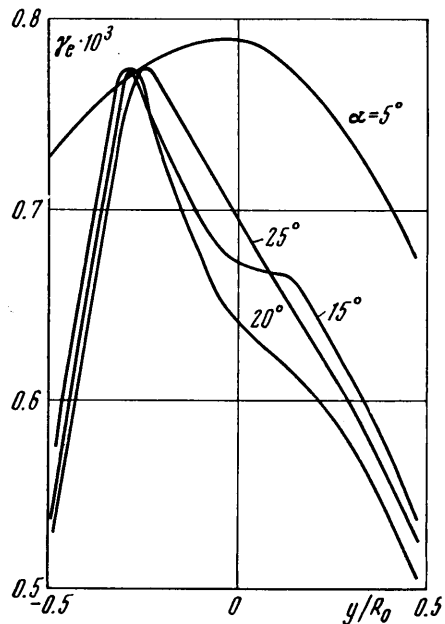
Для углов атаки $\alpha \sim 10^\circ$ пространственные эффекты практически не сказывались на распределении состава газа в пространстве. Во всей области течения распределение концентраций γ_x было близко к осесимметричному (например, γ_x на фиг. 5 для $\alpha = 5^\circ$).

При больших углах атаки наблюдается заметное влияние трехмерности течения на термохимическую структуру газа в ударном слое. Все функции, описывающие это состояние ρ, T, γ_x при углах атаки $\alpha > 10^\circ$,

имеют ярко выраженные максимумы (минимумы) в окрестности точки торможения и резко изменяются вдоль поверхности тела. Химические реакции вдоль ударного слоя протекают более интенсивно, чем при малых углах атаки.



Фиг. 4



Фиг. 5

Например, проследим характер изменения концентрации электронов (фиг. 5) вдоль тела на линии симметрии. Резкое падение γ_e при больших углах атаки есть следствие более быстрого расширения потока с подветренной стороны и более резкого его разворота с наветренной стороны.

В заключение авторы благодарят Г. Ф. Теленина за внимание к работе.

Поступила 20 III 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Шкадова В. П. Трехмерное обтекание лобовой части затупленных тел неравновесным сверхзвуковым потоком воздуха. Тр. НИИМ МГУ, 1970, № 5.
2. Li C. P. Time — dependent solutions of nonequilibrium airflow past a blunt body. AIAA paper, 1971, No. 71—595.
3. Голомазов М. М. Обтекание затупленных тел под углом атаки сверхзвуковым потоком диссоциирующего газа. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1971, т. 11, № 4.
4. Лосев С. А., Полянский В. А. Неравновесная ионизация воздуха за фронтом ударной волны при скорости 5—10 км/сек. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1.
5. Теленин Г. Ф., Тиняков Г. П. Метод расчета пространственного обтекания тел с отошедшей ударной волной. Докл. АН СССР, 1964, т. 154, № 5.
6. Шкадова В. П. Околоравновесное обтекание тел вращения сверхзвуковым потоком воздуха. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 1.