

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
2. Коган М. Н., Макашев Н. К. О роли слоя Кнудсена в теории гетерогенных реакций и в течениях с реакциями на поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. № 6. С. 3—11.
3. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. 440 с.
4. Абрамов А. А., Коган М. Н. О режиме сверхзвуковой конденсации газа // Докл. АН СССР. 1984. Т. 378. № 5. С. 1078—1081.
5. Абрамов А. А. Сильное испарение газа с двумерной периодической поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 2. С. 132—139.
6. Oguchi H., Hatakeyama M. One-dimensional steady supersonic condensation // Rarefied Gas Dynamics. N. Y., 1981. V. 1. P. 321—329.
7. Крюков А. П. Одномерная стационарная конденсация при скоростях движения пара, сопоставимых со скоростью звука // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 3. С. 176—180.
8. Бишаев А. М., Рыков Р. А. Исследование задачи об одномерном стоке на основе кинетического уравнения // Численные методы в динамике разреженных газов. М.: ВЦ АН СССР, 1973. Вып. 1. С. 9—21.
9. Sony Y., Aoki K., Yamashita I. A study of unsteady strong condensation of a plane condensed phase, with spatial interest in formation of steady profile // Rarefied Gas Dynamics. 15 Int. Sympos. V. 2. Grado, Trieste, 1986. P. 323—333.
10. Белоцерковский О. М., Яницкий В. Е. Статистический метод частиц в ячейках для решения задач динамики разреженного газа Ч. 1. Основы построения метода // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1975. Ч. 1. Т. 15. № 5. С. 1195—1208.
11. Абрамов А. А. О вычислении макропараметров в методе прямого статистического моделирования Монте-Карло // Докл. АН СССР. 1983. Т. 271. № 2. С. 315—318.
12. Абрамов А. А. Решение задачи о сильном испарении одноатомного газа методом Монте-Карло // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 1. С. 185—188.
13. Абрамов А. А., Коган М. Н. Сильная дозвуковая конденсация одноатомного газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 1. С. 165—169.

Москва

Поступила в редакцию  
25.I.1988

УДК 533.6.011:535.34

© 1990 г.

С. В. ПЕЙГИН, С. В. ТИМЧЕНКО

### НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ВЯЗКИЙ УДАРНЫЙ СЛОЙ В НЕРАВНОМЕРНОМ ПОТОКЕ ГАЗА В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

В рамках модели тонкого вязкого ударного слоя на примере движения затупленного тела с постоянной скоростью через плоскую температурную неоднородность исследовано совместное влияние нестационарных эффектов и неравномерности набегающего потока на изменение структуры течения вблизи линии торможения, силовые и тепловые нагрузки на обтекаемую поверхность. Проанализирована зависимость коэффициентов трения и теплообмена от числа Рейнольдса, формы тела и параметров температурной неоднородности. На основании численных решений, полученных в широком диапазоне изменения определяющих параметров задачи, выявлен ряд закономерностей исследуемого течения. Путем сравнения решений, полученных в точной постановке, с расчетами, проведенными в квазистационарном приближении, определена область применимости последнего.

В ряде случаев при движении тела со сверхзвуковой скоростью в неоднородных средах возникает необходимость в учете влияния на параметры течения нестационарного характера задачи. В частности, как показывают результаты эксперимента [1], при числах Струхала порядка единицы нестационарные эффекты существенны в задаче о движении тела через температурную неоднородность. Ранее теоретическое исследование влияния нестационарности при сверхзвуковом движении тела в неоднородных средах проводилось в ряде работ. В [2] использовались уравнения Эйлера, в [3—5] — уравнения вязкого ударного слоя, причем если в [3—4] решение ограничивалось окрестностью линии торможения, то в [5] оно получено для всей лобовой поверхности сферы. Влияние неравномерности набегающего потока на структуру вязкого ударного слоя при стационарном обтекании осесимметричных тел изучалось в [6, 7], а для некоторых частных случаев пространственных течений — в [8—11].

1. Математическая постановка задачи. Рассмотрим задачу об обтекании лобовой поверхности гладкого затупленного тела при его движении с постоянной скоростью  $V_\infty$  через бесконечный плоский слой газа. Давление в слое постоянно и равно давлению в окружающей среде, а распределение температуры в декартовой системе координат  $y^1, y^2, y^3$ , начало которой лежит в плоскости симметрии слоя, а ось  $y^3$  направлена по нормали к этой плоскости, описывается формулой

$$T_\infty = \frac{T_\infty^\circ}{1 - a \exp[-(y^3/b)^2]} \quad (1.1)$$

Здесь  $a, b$  — параметры, определяющие величину и характерный линейный размер неоднородности.

В дальнейшем ограничимся случаем, когда тело движется перпендикулярно плоской неоднородности, т. е. вдоль оси  $y^3$ . Используем модель тонкого нестационарного пространственного вязкого ударного слоя; аналогично [12] можно показать, что для случая движения тела с большой сверхзвуковой скоростью эта модель асимптотически верно описывает течение в слое около поверхности тела.

Воспользуемся криволинейной системой координат  $\{x^i\}$ , начало которой совпадает с критической точкой, ось  $x^3$  направлена по нормали к телу, а координаты  $x^1, x^2$  выбраны на поверхности тела следующим образом:  $y^\alpha = x^\alpha, y^3 = f(x^1, x^2)$ , где  $y^3 = f(y^1, y^2)$  — уравнение поверхности тела в введенной выше декартовой системе координат  $\{y^i\}$ , в которой оси  $y^1$  и  $y^2$  совпадают с пересечениями плоскости симметрии температурной неоднородности с плоскостями главных сечений тела в критической точке. В системе координат  $\{x^i\}$  исходная система уравнений имеет следующий безразмерный вид:

$$\sqrt{g} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^i} \left\{ \rho u^i \sqrt{\frac{g}{g_{(ii)}}} \right\} = 0 \quad (1.2)$$

$$\rho (Du^\alpha + A_{\beta\gamma} u^\beta u^\gamma) = - \frac{2\varepsilon}{1+\varepsilon} \frac{\partial p}{\partial x^\beta} + \frac{\partial}{\partial x^3} \left( \frac{\mu}{K} \frac{\partial u^\alpha}{\partial x^3} \right)$$

$$\rho DT = \frac{2\varepsilon}{1+\varepsilon} D^\circ p + \frac{\mu}{K} B_{\alpha\beta} \frac{\partial u^\alpha}{\partial x^3} \frac{\partial u^\beta}{\partial x^3} + \frac{\partial}{\partial x^3} \left( \frac{\mu}{\sigma K} \frac{\partial T}{\partial x^3} \right)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x^3} = - \frac{1+\varepsilon}{2} \rho A_{\alpha\beta} u^\alpha u^\beta, \quad p = \rho T, \quad \mu = T^\circ$$

$$K = \varepsilon \text{Re}, \quad D \equiv D^\circ + u^3 \frac{\partial}{\partial x^3}$$

$$D^\circ \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u^\alpha}{\sqrt{g_{(\alpha\alpha)}}} \frac{\partial}{\partial x^\alpha}, \quad \varepsilon = \frac{\gamma-1}{\gamma+1}$$

$$B_{\alpha\beta} = \frac{g_{\alpha\beta}}{\sqrt{g_{(\alpha\alpha)} g_{(\beta\beta)}}}, \quad \text{Re} = \frac{\rho_\infty^\circ V_\infty R}{\mu_0}, \quad \mu_0 = \mu(T_0)$$

$$T_0 = T_\infty^\circ (\gamma-1) M_\infty^2$$

Здесь  $tR/V_\infty$  — время,  $V_\infty u^\alpha, V_\infty \varepsilon u^3$  — физические компоненты вектора скорости в направлениях  $x^\alpha, x^3$  соответственно;  $p_\infty T_0 \rho / (\varepsilon T_\infty^\circ), e^{-1} \rho_\infty^\circ \rho, T_0 T, \mu_0 \mu$  — давление, плотность, коэффициент вязкости;  $\sigma = \text{const}$  — число Прандтля;  $g_{\alpha\beta}$  — ковариантные компоненты тензора первой квадратичной формы поверхности; коэффициенты  $A_{jk}^i$  известным образом зависят от координат  $x^\alpha$  на поверхности и приведены в [12]. Все линейные размеры отнесены к  $R$  — меньшему из двух радиусов главных кривизн тела в критической точке, а нормальная координата — к  $\varepsilon R$ .

Система (1.2) решается со следующими граничными и начальными условиями:

$$x^3 = 0: u^i = 0, \quad T = T_w(x^1, x^2) \quad (1.3)$$

$$x^3 = x_s^3: \rho (u^3 - D^\circ x_s^3) = \rho_\infty u_\infty^3 \quad (1.4)$$

$$p = 0,5(1+\varepsilon) (u_\infty^3)^2, \quad \frac{\mu}{K} \frac{\partial u^\alpha}{\partial x^3} = \rho_\infty u_\infty^3 (u^\alpha - u_\infty^\alpha)$$

$$\left. \frac{\mu}{\sigma K} \frac{\partial T}{\partial x^3} = \rho_\infty u_\infty^3 \left\{ T - \frac{1}{2} [(u_\infty^3)^2 + B_{\alpha\beta} (u^\alpha - u_\infty^\alpha) (u^\beta - u_\infty^\beta)] \right\} \right\}$$

$$t = 0: u^i = u_0^i(x^j), \quad T = T_0(x^j), \quad \rho = \rho_0(x^j) \quad (1.5)$$

Здесь и далее нижние индексы  $w, \infty, s$  соответствуют значениям параметров на поверхности тела, внешней и внутренней поверхности ударной волны, верхний индекс «градус» относится к размерным значениям параметров вдали от температурной неоднородности, а нижний индекс «ноль» — к стационарному решению краевой задачи (1.2)–(1.4) для случая обтекания данного тела однородным потоком газа.

Для удобства численного решения задачи перейдем в (1.2)–(1.5) к новым переменным типа переменных Дородницына

$$\xi^\alpha = x^\alpha, \quad \tau = t, \quad \zeta = \frac{1}{\Delta} \int_0^{x^3} \rho \sqrt{g} dx^3, \quad \Delta = \int_0^{x^3} \rho \sqrt{g} dx^3 \quad (1.6)$$

$$l = \frac{\mu \rho g}{K \Delta^2}, \quad u_*^\alpha = \frac{u^\alpha}{u_\infty^\alpha} = \frac{\partial \varphi_\alpha}{\partial \zeta}, \quad \theta = \frac{2T}{(u_\infty^3)^2}$$

$$P_1 = \frac{1}{\xi^1} \frac{\partial P}{\partial \xi^1}, \quad P_2 = \frac{1}{k \xi^2} \frac{\partial p}{\partial \xi^2}$$

$$-\rho u^3 \sqrt{g} = \zeta \frac{\partial \Delta}{\partial \tau} + \Delta \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \xi^\alpha} \left( \Delta \frac{u_\infty^\alpha}{\sqrt{g(\alpha)}} \varphi_\alpha \right) + \Delta \frac{u_\infty^\alpha}{\sqrt{g(\alpha)}} \frac{\partial \varphi_\alpha}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x^\alpha}$$

При этом уравнение неразрывности удовлетворится тождественно, а остальные уравнения (1.2) и граничные условия (1.3)–(1.4) примут вид

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left( l \frac{\partial u^\alpha}{\partial \zeta} \right) + D u^\alpha = \frac{2\varepsilon}{1+\varepsilon} \frac{P_\alpha}{\rho} + d_{(\alpha)} (u^\alpha)^2 \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left( \frac{l}{\sigma} \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right) + D \theta + \frac{4\varepsilon}{\rho (u_\infty^3)^2 (1+\varepsilon)} \frac{\partial p}{\partial \tau} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial \zeta} = 0$$

$$\frac{\partial P_\alpha}{\partial \zeta} = \Delta (1+\varepsilon) d_{(\alpha)}^2 (u^\alpha)^2, \quad p = \frac{1}{2} \rho \theta, \quad d_1 = 1, \quad d_2 = k, \quad k = \frac{R}{F_1}$$

$$D = \left( \varphi_1 + k \varphi_2 + \zeta \frac{\partial \ln \Delta}{\partial \tau} \right) \frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{\partial}{\partial \tau}$$

$$\zeta = 0: u^\alpha = \varphi_\alpha = 0, \quad \theta = \theta_w \quad (1.8)$$

$$\zeta = 1: \frac{l}{\Phi} \frac{\partial u^\alpha}{\partial \zeta} + u^\alpha = 1, \quad \frac{l}{\sigma \Phi} \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} + \theta = 1$$

$$\varphi_1 + k \varphi_2 + \frac{\partial \ln \Delta}{\partial \tau} = \Phi, \quad \Phi = \frac{\rho_\infty}{\Delta}$$

$$P_\alpha = P_{\alpha s} = -(1+\varepsilon) \left\{ \rho_\infty d_\alpha - \frac{a}{b^2} (\tau_0 - \tau) \exp \left[ -\frac{(\tau_0 - \tau)^2}{b^2} \right] \right\} \quad (1.9)$$

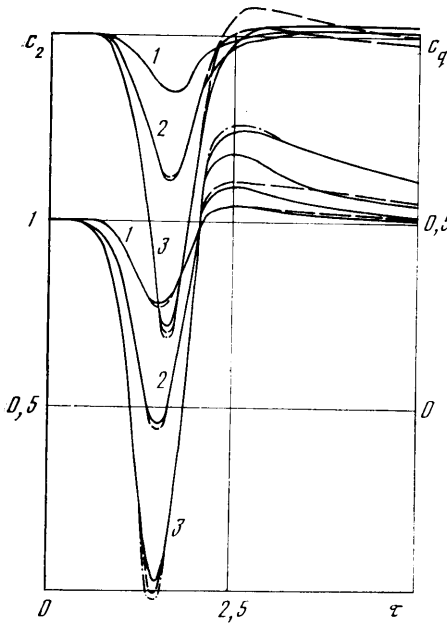
Здесь  $k$  — отношение радиусов главных кривизн в критической точке тела, параметр  $\tau_0$  представляет собой время, необходимое телу для достижения плоскости симметрии температурной неоднородности. Величина  $\tau_0$  зависит от  $a$  и  $b$ , и ее конкретный выбор определяется из условия  $|T_\infty - T_\infty^\circ| < 10^{-5}$  при  $\tau = 0$ .

2. Численное решение задачи. Обсуждение результатов расчетов. Начально-краевая задача (1.2)–(1.9) решалась численно. Использовалась неявная по координате  $\zeta$  разностная схема, имеющая порядок аппроксимации  $O(\Delta \zeta^4) + O(\Delta \tau)$ , представляющая собой обобщение схемы [13] на случай расчета нестационарных течений в вязком ударном слое. Во всех расчетах принималось  $\varepsilon = 0,1$ ;  $\sigma = 0,71$ ;  $\omega = 0,5$ . Остальные параметры варьировались в пределах  $10 \leq Re \leq 10^6$ ,  $0,01 \leq k \leq 1$ ,  $0,05 \leq \theta_w \leq 0,25$ ,  $0,225 \leq b \leq 0,9$ ,  $0 \leq a \leq 0,9$ .

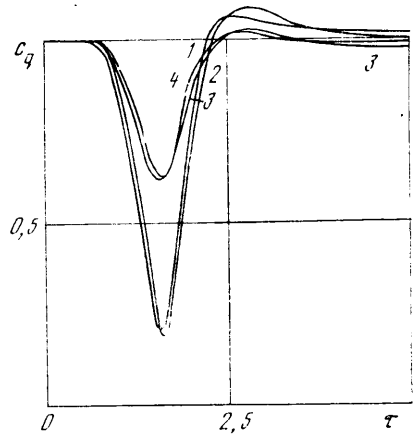
В процессе расчетов определялись профили искомых функций поперек вязкого ударного слоя, а также коэффициенты трения и теплообмена на поверхности тела

$$\tau_\alpha = \frac{\mu \rho}{\varepsilon \Delta \sqrt{Re}} \frac{\partial u^\alpha}{\partial \zeta}, \quad q = \frac{\mu \rho}{2 \sigma \varepsilon \Delta \sqrt{Re}} \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \quad (2.1)$$

$$c_\alpha = \frac{\tau_\alpha(\tau)}{\tau_\alpha(0)}, \quad c_q = \frac{q(\tau)}{q(0)}$$



Фиг. 1



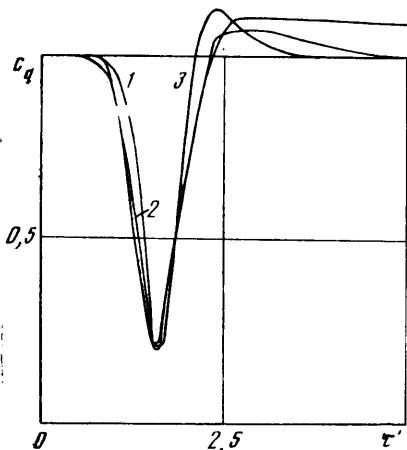
Фиг. 2

Как показали результаты расчетов, при движении тела с постоянной скоростью через температурную неоднородность течение в ударном слое существенно нестационарно и характеризуется двумя локальными экстремумами в зависимостях коэффициентов трения и теплообмена от времени. Это видно из фиг. 1, где приведены значения  $c_q$  и  $c_2$  при  $k=0,1$ ;  $\theta_w=0,25$ ,  $\tau_0=1,5$ ,  $b=0,45$  для  $Re=10, 10^3, 10^5$  (сплошные, штриховые и штрихпунктирные кривые) и  $a=0,2; 0,5; 0,9$  (кривые 1–3). Из полученных численных решений следует, что в целом минимальные и максимальные значения  $\tau_\alpha$  и  $q$  реализуются в моменты времени, слабо зависящие от числа Рейнольдса, параметров  $k, a, b$  и температуры поверхности и хорошо согласующиеся со значениями  $\tau$ , при которых отход ударной волны имеет соответственно максимальное и минимальное значения.

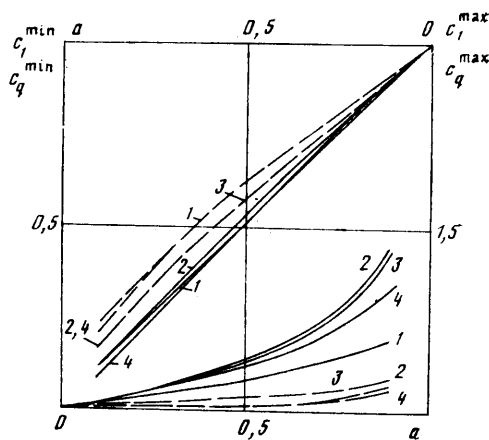
Как показывает анализ, такая качественная картина течения имеет достаточно ясный физический смысл и определяется в основном характером зависимости от времени абсолютных величин и знаков градиентов полного давления  $P_{\alpha s}$  в набегающем потоке. Необходимо, однако, заметить, что в целом влияние изменения градиентов в набегающем потоке на структуру течения проявляется более слабо, чем в случае стационарного обтекания тел неравномерным потоком газа. В частности, если в случае стационарного обтекания потоком, в котором имеется положительный градиент полного давления, может произойти смена режимов течения с возникновением около лобовой поверхности замкнутой области возвратно-циркуляционного течения [6, 7, 10], то в рассматриваемом случае наличие нестационарных членов в исходных уравнениях приводит к тому, что даже в случае  $P_{\alpha s} > 0$  смена режимов течения не происходит.

Наряду с решениями, полученными в нестационарной постановке, в работе проведены расчеты в квазистационарном приближении, когда нестационарными членами в уравнениях пренебрегалось, а решение зависело от времени как от параметра, входящего в граничные условия. Как показали сравнения при  $b \sim O(1)$ , даже для достаточно умеренной неравномерности нагретого слоя ( $a=0,2$ ) различия в решениях оказываются достаточно значительными (например, ошибка в определении минимума теплового потока достигает 10–15%). В целом результаты расчетов показывают, что квазистационарное приближение может использоваться в практике инженерных расчетов лишь при  $a \leq 0,1$ . При большей неравномерности погрешность возрастает, а в ряде случаев отличие принимает качественный характер: в квазистационарной постановке могут возникать возвратно-циркуляционные зоны, отсутствующие в решении нестационарной задачи.

Абсолютные значения  $q$  и  $\tau_\alpha$  сильно зависят практически от всех параметров, в том числе и от параметра  $k$ , характеризующего форму затупления тела. Так, изменение  $k$  от 1 до 0,1 ведет при прочих равных условиях к падению  $q$  на 20–25%, а изменение  $\tau_\alpha$  может достигать 30–40%. В то же время относительные величины теплового потока и компонентов напряжения трения (отнесенные к своим стационарным значениям) более консервативны и от ряда определяющих параметров задачи зависят значительно слабее. В частности, как видно из фиг. 1, влияние числа



Фиг. 3



Фиг. 4

Рейнольдса на величины  $c_q$  и  $c_\alpha$  ограничено лишь областью локального максимума этих распределений, в то время как в области минимума параметры  $c_q$  и  $c_\alpha$  от  $Re$  практически не зависят.

Наблюдается слабая зависимость распределений  $c_q$  и  $c_\alpha$  от параметра  $k$ , характеризующего форму затупления тела. Этот вывод иллюстрирует фиг. 2, на которой приведены распределения  $c_q(\tau)$  при  $b=0,45$ ,  $\tau_0=1,5$ ,  $Re=10^3$ ,  $\theta_w=0,25$  для  $a=0,9$  (кривые 1, 2) и 0,5 (кривые 3, 4) и  $k=0,1$  (кривые 2, 3), 0,5 (кривые 4), 1 (кривые 1). Видно, что если в области минимума влияние  $k$  на  $c_q(\tau)$  практически отсутствует, то в области максимума в распределении теплового потока изменение  $k$  от 0,1 до 1 приводит к изменению  $c_q$  на 5–6%.

Как отмечалось выше, решение задачи в общем случае зависит от двух безразмерных величин, определяющих температурную неоднородность: параметра  $b$ , характеризующего толщину неоднородности, и параметра  $a$ , характеризующего степень нагрева слоя. Однако из полученных численных решений следует, что зависимость решения от толщины температурной неоднородности можно значительно ослабить, если в качестве переменной использовать не  $\tau$ , а величину  $\tau' = (\tau - \tau_0)b^*/b + \tau_0$ . Соответствующие примеры зависимости  $c_q(\tau')$  для различных значений  $b$  приведены на фиг. 3 ( $k=0,1$ ,  $a=0,9$ ,  $\theta_w=0,25$ ,  $Re=10^3$ ,  $b^*=0,45$ ,  $b=0,225$ ; 0,45; 0,9 – линии 1, 2, 3). В целом настоящие результаты позволяют сделать вывод о том, что в области минимумов величины  $c_\alpha(\tau')$  и  $c_q(\tau')$  очень слабо зависят от параметра  $b$ .

Для практических приложений важно иметь оценки минимума и максимума теплового потока и коэффициентов трения в критической точке тела, движущегося через плоскую температурную неоднородность. В связи с этим в работе был проведен анализ зависимостей величин  $c_\alpha^{\min}$ ,  $c_q^{\min}$ ,  $c_\alpha^{\max}$ ,  $c_q^{\max}$  от основных определяющих параметров задачи.

Из этого анализа следует, что наиболее сильно эти величины зависят от параметра  $a$ , что иллюстрирует фиг. 4, на которой приведены распределения  $c_1^{\min}(a)$ ,  $c_q^{\min}(a)$  и  $c_1^{\max}(a)$ ,  $c_q^{\max}(a)$  для различных значений других определяющих параметров задачи.

Здесь  $b=0,45$ ;  $Re=10$ ,  $\theta_w=0,25$ ,  $k=0,1$  (кривая 1),  $Re=10^3$ ,  $\theta_w=0,25$ ,  $k=0,1$  (кривая 2),  $Re=10^3$ ,  $\theta_w=0,1$ ,  $k=0,1$  (кривая 3),  $Re=10^3$ ,  $\theta_w=0,25$ ,  $k=1,0$  (кривая 4);  $c_1^{\min}$ ,  $c_1^{\max}$  показаны сплошными кривыми,

$c_q^{\min}$ ,  $c_q^{\max}$  — штриховыми.

Видно, что минимальные значения величин  $c_q$  и  $c_\alpha$  слабо зависят от числа Рейнольдса, формы затупления и температуры поверхности (для  $\theta_w = \text{const} \leq 0,3$ ). Максимальные значения относительных коэффициентов трения зависят от числа Рейнольдса более сильно, а для  $c_q$  слабая зависимость от  $Re$ ,  $k$  и  $\theta_w$  сохраняется.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Головизнин В. П., Мишин Г. И., Серов Ю. Л., Явор И. П. Сверхзвуковое обтекание сферы в тепловой неоднородности // Журн. техн. физики. 1987. Т. 57. № 7. С. 1433–1435.
2. Липницкий Ю. М., Ляхов В. Н. Взаимодействие ударной волны с клином в сверхзвуковом потоке // Уч. зап. ЦАГИ. 1976. Т. 7. № 4. С. 115–119.

3. Бронин С. Я., Железняк М. Б., Мнацаканян А. Х., Первушин С. В. Нестационарное течение вблизи критической линии тока при обтекании затупленного тела газом переменной плотности: Препринт № 1-164. М.: ИВТ АН СССР, 1985. 20 с.
4. Марков А. А. Вязкий ударный слой около критической точки вращающегося тела при нестационарном вдуве и охлаждении поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 5. С. 114-122.
5. Головачев Ю. П., Леонтьева Н. В. Нестационарное обтекание сферы при сверхзвуковом движении через температурную неоднородность: Препринт № 1178. Л.: ФТИ АН СССР. им. А. Ф. Иоффе, 1987. 38 с.
6. Головачев Ю. П., Леонтьева Н. В. Вязкий ударный слой у поверхности затупленного тела в расходящемся сверхзвуковом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 3. С. 176-179.
7. Еремейцев И. Г., Пиллюгин Н. П. Теплообмен и сопротивление тела, расположенного в дальнем сверхзвуковом следе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 2. С. 60-67.
8. Марков А. А. О влиянии вращения тела и внешней завихренности на теплообмен около критической точки затупленного тела в сверхзвуковом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С. 179-182.
9. Гершбейн Э. А., Пейгин С. В. Гиперзвуковой вязкий ударный слой в закрученном потоке газа на проницаемой поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 6. С. 27-37.
10. Пейгин С. В., Тимченко С. В. Гиперзвуковой пространственный вязкий ударный слой в неравномерном потоке газа в окрестности критической точки // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 6. С. 136-145.
11. Пейгин С. В., Тимченко С. В. Гиперзвуковой вязкий ударный слой около вращающегося затупленного тела, расположенного в дальнем следе // Уч. зап. ЦАГИ. 1989. Т. 20. № 2. С. 17-25.
12. 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.: Изд-во МГУ, 1981. С. 29-51.
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.

Томск

Поступила в редакцию  
6.III.1989

УДК 533.6.011.55

© 1990 г.

Л. В. ГОГИЩ, С. Г. ДАШЕВСКАЯ

### ОБТЕКАНИЕ ТРАПЕЦИЕВИДНОГО ПРОФИЛЯ СВЕРХЗВУКОВЫМ НЕРАВНОМЕРНЫМ ПОТОКОМ

Использование неравномерностей сверхзвукового потока для улучшения аэродинамических характеристик тела представляет большой интерес. Результаты исследований сверхзвукового обтекания тела, помещенного в следе за другим телом приведены в [1]. Сверхзвуковое обтекание сферы при наличии расположенного перед ней внешнего источника тепловыделения изучено в [2]. При обтекании затупленного тела с отошедшей ударной волной возможно образование передней зоны вследствие неравномерности скорости или температуры потока. При обтекании заостренного тела высокоскоростным потоком постоянной скорости даже при отсутствии местных дозвуковых и возвратных течений наличие температурной неравномерности может заметно изменять аэродинамические характеристики тела. Как показано ниже, эти изменения определяются относительным расположением тела на поверхности раздела газа различной плотности, иначе говоря, эффектом сверхзвукового глиссирования.

Приведены результаты численного исследования стационарного плоского сверхзвукового обтекания трапециевидного профиля потоком невязкого нетеплопроводного газа постоянной скорости  $u$  и давления  $p$  при наличии горячего слоя, создающего неравномерный начальный профиль чисел Маха. На фиг. 1 показан профиль  $OCDL$ , представляющий собой заостренную пластину толщиной  $H-1$  со скошенной острой передней кромкой  $OC$ . Сначала для простоты рассмотрим обтекание этого профиля равномерным сверхзвуковым потоком с температурой  $T_2$ , содержащим однородный горячий слой толщиной  $\Delta$ , с температурой  $T_1 > T_2$ , при наличии тангенциальных разрывов плотности и температуры на его границах при  $y=0$  и  $y_0=y_0(x)$ .

На фиг. 1 изображено течение при  $\Delta < 1$ , когда отраженный от тангенциального разрыва скачок  $AB$  падает на плоскую переднюю кромку пластины  $OC$ , наклоненную под углом  $\varepsilon$ . В этом случае начальный участок границы раздела  $y_0(x)$  за точкой  $A$  имеет форму погнутой ломаной линии, соответствующую преломлению мно-