

УДК 533.6.011

© 1999 г. В.У. НАБИЕВ, С.В. УТЮЖНИКОВ

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА НЕРАВНОМЕРНЫМ ПОТОКОМ ВЯЗКОГО ГАЗА

Численно исследовано сверхзвуковое ламинарное пространственное обтекание затупленного по сфере конуса большого удлинения неравномерным потоком вязкого газа в широком диапазоне чисел Маха и Рейнольдса. Обнаружены обусловленные неравномерностью набегающего потока особенности в тепловом потоке на тело, связанные с эффектами второго приближения теории пограничного слоя. Исследована статическая устойчивость полета при движении тела в дальнем аэродинамическом следе при различных его параметрах.

При сверхзвуковом обтекании пары расположенных друг за другом тел перед вторым телом при его достаточном удалении от первого реализуется стационарное течение с головным скачком уплотнения. Имеющиеся теоретические и экспериментальные данные [1] свидетельствуют о том, что в зависимости от ряда факторов, прежде всего от расстояния между телами, возможны два типа обтекания второго тела: обтекание с возвратно-циркуляционными течениями в ударном слое и безотрывное обтекание. Численное исследование обтекания с образованием циркуляционных течений требует привлечения полных уравнений Навье – Стокса. В втором случае оказывается возможным применение более простых моделей вязкого ударного слоя. Следует заметить, что проведение лабораторных и натурных экспериментов с телами, находящимися на больших расстояниях друг от друга, представляет значительные трудности. Поэтому здесь особенно важное значение имеют методы исследования, основанные на численном моделировании.

Эффекты второго приближения теории ламинарного пограничного слоя вблизи точки торможения, обусловленные членами порядка  $O(Re^{-1/2})$ , включают влияние завихренности внешнего течения на теплоперенос [2]. В случае равномерного гиперзвукового осесимметричного обтекания затупленных конусов большого удлинения они изучены в [3].

В настоящей работе численно исследуются особенности влияния эффектов второго приближения при пространственном безотрывном обтекании длинных затупленных конусов неравномерным сверхзвуковым потоком, а также влияние неравномерности набегающего потока на статическую устойчивость полета при движении тела в дальнем следе другого тела.

Поле течения около тела моделируется на основе системы уравнений полного вязкого ударного слоя, включающей все члены уравнений Навье – Стокса, вносящих вклад во второе приближение теории пограничного слоя как для внутреннего, так и для внешнего разложений.

Решение во всей области между поверхностью тела и ударной волной, включая и дозвуковые области течения, находится единым образом с помощью численного метода, основанного на проведении глобальных итераций [4].

**1. Постановка задачи и метод решения.** Рассматривается сверхзвуковое безотрывное обтекание длинных затупленных конусов под малыми (порядка  $1/2$  угла полураствора конуса  $\theta_c$ ) углами атаки  $\alpha$  неравномерным потоком вязкого газа типа дальнего аэродинамического следа [5].

Сверхзвуковой дальний след за осесимметричным телом при нулевом угле атаки рассматривается как параллельный осесимметричный стационарный поток с постоянным статическим давлением, осевыми минимумом скорости и максимумом температуры. Распределения скорости и температуры поперек следа аппроксимируются формулами [6]

$$V(r) = V_\infty[1 - a \exp(-br^2)], \quad T(r) = T_0 \left[ 1 + c \left( 1 - \frac{V^2(r)}{V^2(0)} \right) \right] \quad (1.1)$$

где  $r$  – расстояние от оси следа, отнесенное к радиусу сферического затупления конуса,  $V_\infty$  – модуль вектора скорости невозмущенного потока (на бесконечности),  $T_0$  – температура на оси следа;  $a, b, c$  – параметры, характеризующие указанные выше осевые экстремумы и относительно ширину следа. Их значения могут быть найдены по формулам, полученным в [1] на основе асимптотического анализа течения в сверхзвуковом дальнем следе

$$a = 2,5X^{1/3}l^{-2/3}, \quad b = 5,025X^{-2/3}l^{-2/3} \left( \frac{d_2}{d_1} \right)^2$$

$$c = \frac{(1-a)^2(\gamma-1) \text{Pr} M^2}{(2-a)[1+(\gamma-1) \text{Pr} M^2 a]}$$

Здесь  $X$  – коэффициент сопротивления первого тела,  $l$  – расстояние между телами;  $d_1, d_2$  – диаметры миделя первого и второго тел соответственно;  $M$  – число Маха набегающего на первое тело равномерного потока.

Для описания течения газа между поверхностью тела и ударной волной применяется система пространственного вязкого ударного слоя. В нормально связанной с поверхностью тела системе координат ( $x$  – длина образующей контура тела,  $y$  – расстояние по нормали до поверхности тела,  $\varphi$  – меридиональный угол, отсчитываемый от плоскости растекания) эта система уравнений имеет вид [3]

$$\frac{\partial}{\partial x}(h_2 \rho u) + \frac{\partial}{\partial \varphi}(h_1 \rho w) + \frac{\partial}{\partial y}(h_1 h_2 \rho v) = 0$$

$$\rho \left[ Du - \frac{w^2}{h_1 h_2} \frac{\partial h_2}{\partial x} + \frac{uw}{h_1 h_2} \frac{\partial h_1}{\partial \varphi} + \frac{uv}{h_1} \frac{\partial h_1}{\partial y} \right] = -\frac{1}{h_1} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{h_1^2 h_2 \text{Re}_\infty} \frac{\partial}{\partial y} \left[ h_1^3 h_2 \mu \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{u}{h_1} \right) \right] \quad (1.2)$$

$$\rho \left[ Dw + \frac{wu}{h_1 h_2} \frac{\partial h_2}{\partial x} - \frac{u^2}{h_1 h_2} \frac{\partial h_1}{\partial \varphi} + \frac{vw}{h_2} \frac{\partial h_2}{\partial y} \right] = -\frac{1}{h_2} \frac{\partial P}{\partial \varphi} + \frac{1}{h_1 h_2^2 \text{Re}_\infty} \frac{\partial}{\partial y} \left[ h_1 h_2^3 \mu \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{w}{h_2} \right) \right]$$

$$\rho \left[ Dv - \frac{1}{h_1} \frac{\partial h_1}{\partial y} u^2 - \frac{1}{h_2} \frac{\partial h_2}{\partial y} w^2 \right] = -\frac{\partial P}{\partial y}$$

$$\rho DH = \frac{1}{h_1 h_2} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{h_1 h_2 \mu}{\sigma \text{Re}_\infty} \left[ \frac{\partial H}{\partial y} + \frac{V_\infty^2 (\sigma - 1)}{2 H_\infty} \frac{\partial (u^2 + w^2)}{\partial y} - \frac{\sigma u^2 V_\infty^2}{h_1 H_\infty} \frac{\partial h_1}{\partial y} - \frac{\sigma w^2 V_\infty^2}{h_2 H_\infty} \frac{\partial h_2}{\partial y} \right] \right\}$$

$$D = \frac{u}{h_1} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{w}{h_2} \frac{\partial}{\partial \varphi} + v \frac{\partial}{\partial y}, \quad H = h + \frac{V_\infty^2}{2H_\infty} (u^2 + w^2 + v^2), \quad h = \frac{PV_\infty^2 \gamma}{(\gamma - 1) \rho H_\infty}$$

$$\text{Re}_\infty = \rho_\infty V_\infty R(0) \mu_\infty^{-1}, \quad h_1 = 1 + u\kappa, \quad h_2 = r_w + u \cos \theta$$

Здесь  $u, v, w$  – физические компоненты вектора скорости по направлениям  $x, y, \varphi$  соответственно;  $R(x, \varphi)$  – радиус кривизны поверхности тела;  $\kappa(x, \varphi) = R^{-1}(x, \varphi)$  – кривизна поверхности тела;  $\sigma$  – число Прандтля;  $h_1, h_2$  – коэффициенты Ламе;  $\theta$  – угол наклона образующей тела к оси симметрии тела;  $r_w$  – расстояние точки на поверхности тела до его оси.

Величины в системе уравнений (1.2) обезразмерены следующим образом: компоненты вектора скорости – на  $V_\infty$ , давление  $P$  – на  $\rho_\infty V_\infty^2$ , полная энтальпия  $H$  – на  $H_\infty$ , величины, имеющие размерность длины, – на радиус затупления  $R(0)$ .

В случае совершенного газа коэффициент вязкости  $\mu$  считается известной функцией температуры  $T$ . В расчетах использовался закон Сатерленда.

Система уравнений (1.2) замыкается граничными условиями. На ударной волне, рассматриваемой как поверхность сильного разрыва, ставятся обобщенные условия Ренкина – Гюгонно [7] в системе координат  $(x, y, \varphi)$

$$\begin{aligned} u_s &= V_\infty(1) \cos^2 \beta_s - \frac{1}{2} w_s \sin 2\beta_s \operatorname{tg} \gamma_s - \frac{1}{2} K_s V_\infty(2) \sin 2\beta_s + \\ &+ \frac{\mu_s}{\text{Re}_\infty V_\infty(2) \rho_1(r)} \left[ \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{u}{h_1} \frac{\partial h_1}{\partial y} \right]_s \\ v_s &= u_s \operatorname{tg} \beta_s + w_s \operatorname{tg} \gamma_s + K_s V_\infty(2) \\ w_s &= V_\infty(3) \cos^2 \gamma_s - \frac{1}{2} u_s \sin 2\gamma_s \operatorname{tg} \beta_s - \frac{1}{2} K_s V_\infty(2) \sin 2\gamma_s + \\ &+ \frac{\mu_s}{\text{Re}_\infty V_\infty(2) \rho_1(r)} \left[ \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{w}{h_2} \frac{\partial h_2}{\partial y} \right]_s \\ P_s &= \frac{1}{\gamma M_\infty^2} + \frac{V_\infty^2(2)(1 - K_s)}{1 + \operatorname{tg}^2 \beta_s + \operatorname{tg}^2 \gamma_s} \rho_1(r) \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned} H_s &= \frac{1}{\rho_1(r)} \frac{(\gamma - 1) M_\infty^2 \rho_1(r) V_1^2(r) + 2}{(\gamma - 1) M_\infty^2 + 2} + \\ &+ \frac{\mu_s}{\sigma \text{Re}_\infty V_\infty(2) \rho_1(r)} \left\{ \frac{\partial H}{\partial y} + \frac{V_\infty^2}{H_\infty} \left[ \frac{\sigma - 1}{2} \frac{\partial(u^2 + w^2)}{\partial y} - \frac{\sigma u^2}{h_1} \frac{\partial h_1}{\partial y} - \frac{\sigma w^2}{h_2} \frac{\partial h_2}{\partial y} \right] \right\}_s \end{aligned}$$

$$\operatorname{tg} \beta_s = \frac{1}{h_{1s}} \frac{\partial y_s}{\partial x}, \quad \operatorname{tg} \gamma_s = \frac{1}{h_{2s}} \frac{\partial y_s}{\partial \varphi}, \quad K_s = \frac{\rho_1(r)}{\rho_s}$$

$$V_1(r) = 1 - a \exp(-br^2), \quad \rho_1(r) = \frac{1 + c[1 - (1 - a)^{-2}]}{1 + c[1 - V_1^2(r)(1 - a)^{-2}]}$$

Здесь индекс  $s$  обозначает величины за ударной волной;  $y_s = y_s(x, \varphi)$  – отход ударной волны;  $\beta_s, \gamma_s$  – углы наклона между поверхностями ударной волны и тела в плоскостях симметрии тела и поперечного сечения тела соответственно;  $V_\infty(i), i = 1, 2, 3$ , – компоненты вектора скорости набегающего потока в системе координат  $(x, y, \varphi)$

$$V_\infty(1) = V_1(r) [\cos \theta \cos \alpha + \sin \theta \cos \varphi \sin \alpha + \operatorname{tg} \beta_s (\cos \theta \cos \varphi \sin \alpha - \sin \theta \cos \alpha)]$$

$$V_{\infty}(2) = V_1(r) \left[ -\frac{\sin \beta}{\cos \beta_s} \cos \alpha + \frac{\cos \varphi \cos \beta}{\cos \beta_s} \sin \alpha + \operatorname{tg} \gamma_s \sin \varphi \sin \alpha \right]$$

$$V_{\infty}(3) = V_1(r) [-\sin \varphi \sin \alpha + \operatorname{tg} \gamma_s (\cos \theta \cos \varphi \sin \theta - \sin \theta \cos \alpha)]$$

где  $\alpha$  – угол атаки,  $\beta = \theta + \beta_s$ .

В качестве граничных условий на поверхности тела задаются условия прилипания, непротекания и охлаждаемой стенки

$$u(x, \varphi, 0) = w(x, \varphi, 0) = v(x, \varphi, 0) = 0, \quad H(x, 0, \varphi) = H_w^0 \quad (1.4)$$

Индекс  $w$  обозначает величины на поверхности тела.

Задача решается в области между поверхностями тела и отошедшей ударной волны:  $0 \leq x \leq x_k$ ,  $0 \leq y \leq y_s$ ,  $0 \leq \varphi < 2\pi$ . На поверхности  $x = x_k$  ставятся "мягкие" граничные условия.

Для решения системы (1.2)–(1.4) применяется асимптотическое разложение по малому параметру, которым является угол атаки  $\alpha$ . Затем возмущения раскладываются в ряд Фурье по меридиональной координате  $\varphi$ . В результате искомое пространственное решение представляется в виде

$$F(x, y, \varphi) = F_0(x, y) + \alpha F^{(1)}(x, y) \cos \varphi$$

$$w(x, y, \varphi) = \alpha w^{(1)}(x, y) \sin \varphi$$

Здесь учтено, что функции  $F = \{P, u, v, \rho, H, y_s\}$  являются четными по  $\varphi$ , а функция  $w$  – нечетной по  $\varphi$  в силу симметрии задачи относительно плоскости  $\varphi = 0$ . Решение  $F_0(x, y)$  соответствует осесимметричному обтеканию. Более высокие члены в разложении по  $\alpha$  не рассматриваются, так как их учет по сравнению с линейным случаем дает поправку 1–3% [8]. В результате применения метода малого параметра трехмерная система ударного слоя сводится к совокупности двумерных систем: к осесимметричной системе и системе по определению коэффициентов  $F^{(1)}$  и  $w^{(1)}$  при гармониках Фурье. Для их решения применяется подход, основанный на проведении глобальных итераций [4, 9].

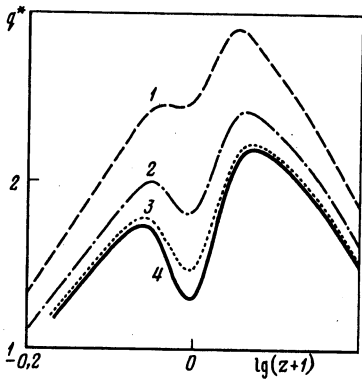
**2. Результаты.** Рассмотрим результаты расчетов тепловых и динамических характеристик при ламинарном неравномерном обтекании затупленного по сфере конуса вращения большого удлинения под малыми углами атаки ( $\alpha \sim \frac{1}{2} \theta_c$ ).

Сравнение [10] данных для неравномерного обтекания сферы, полученных в рамках модели вязкого ударного слоя и полных уравнений Навье – Стокса, показывает, что в зависимости от параметров  $a, b, c$  аэродинамического следа за первым телом в формулах (1.1) может реализоваться как безотрывное обтекание второго тела, так и с циркуляционными течениями в ударном слое. В связи с этим применение модели вязкого ударного слоя ограничивает диапазон допустимых значений указанных параметров.

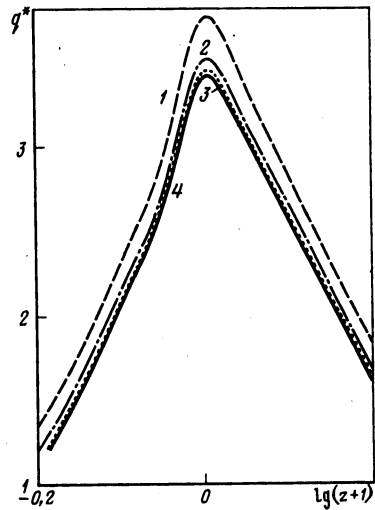
В настоящей работе были проведены численные расчеты обтекания затупленного по сфере конуса длины  $L$ , составляющей  $30R(0)$ , и углом  $\theta_c = 15^\circ$ . Влияние эффектов второго порядка определялось по распределению теплового потока

$$q_w^* = q_w \sqrt{\operatorname{Re}}, \quad q_w = \lambda \frac{\partial T}{\partial y} [\rho_{\infty} V_{\infty} c_p T^*]^{-1}$$

Здесь  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности,  $T^*$  – температура адиабатического торможения потока. При  $\operatorname{Re}_{\infty} \rightarrow \infty$   $q_w^*$  достигает предельного значения, не зависящего от  $\operatorname{Re}_{\infty}$ , и соответствующего распределению классического пограничного слоя. Отличие  $q_w^*$  от предельного значения в случае достаточно большого числа  $\operatorname{Re}_{\infty}$  позволяет



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Распределения теплового потока в плоскости растекания для неравномерного обтекания конуса в области сферического затупления при  $a = 0,04$ ,  $b = 7$ ,  $c = 3$ : 1–4 –  $Re_\infty = 10^3, 10^4, 10^5, 10^6$

Фиг. 2. Распределения теплового потока в плоскости растекания при равномерном обтекании конуса в области сферического затупления, обозначения, как на фиг. 1

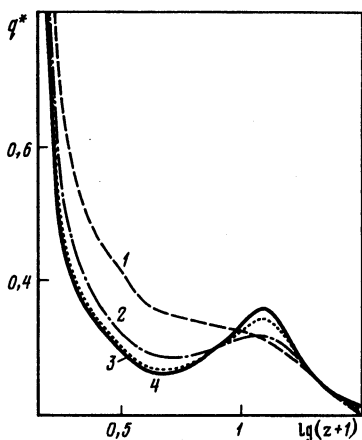
определить совокупный вклад эффектов второго приближения теории пограничного слоя.

Приводится сравнение результатов расчетов для значений  $Re_\infty = 10^3, 10^4, 10^5, 10^6$  при равномерном и неравномерном обтеканиях. При  $Re_\infty = 10^3$  ударный слой полностью вязкий и пограничный слой отсутствует. В то же время кривые при  $Re_\infty = 10^5$  и  $10^6$  различаются слабо, что соответствует выходу на асимптотику пограничного слоя. При этом график  $q_w^*$  для  $Re_\infty = 10^7$  визуально практически не отличается от случая  $Re_\infty = 10^6$ .

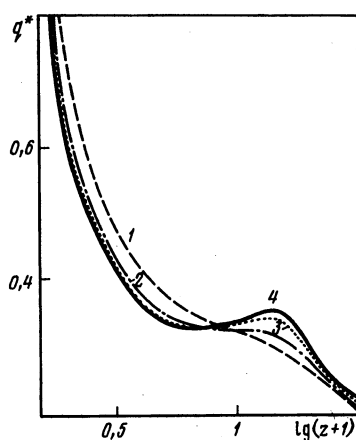
Результаты расчетов распределения теплового потока, представленные ниже, получены для  $M_\infty = 20$ ,  $\alpha = 5^\circ$ ,  $t_w = 0,5$ ,  $Pr = 0,7$ .

На фиг. 1 приводятся распределения теплового потока в плоскости растекания для неравномерного обтекания конуса в области сферического затупления при  $a = 0,04$ ,  $b = 7$ ,  $c = 3$ . Отрицательные значения абсциссы соответствуют подветренной стороне, положительные – наветренной стороне; нулевая точка – вершине конуса (здесь  $z$  – координата вдоль оси симметрии конуса). Соответствующие распределения теплового потока в случае равномерного обтекания изображены на фиг. 2. Как видно, во втором случае расслоение кривых по числу Рейнольдса выражено слабо. При неравномерном же обтекании увеличение числа Рейнольдса приводит к резкому уменьшению теплового потока в области затупления, что связано с увеличением завихренности в ударном слое. В результате расслоение кривых оказывается гораздо более сильным, чем при равномерном обтекании.

Значения параметра  $b > 1$  соответствуют относительной ширине следа, соизмеримой с радиусом затупления конуса. В этом случае, как видно из фиг. 1, максимум теплового потока находится вне критической точки. При таких значениях  $b$  влияние неравномерности набегающего потока на аэродинамические и тепловые характеристики в области конической части тела вдали от затупления проявляется слабо.



Фиг. 3



Фиг. 4

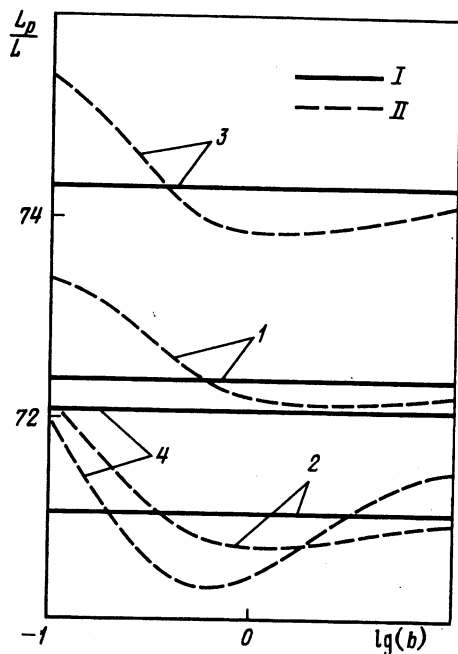
Фиг. 3. Распределения теплового потока на наветренной стороне конической части тела при  $a = 0,04$ ,  $b = 0,1$ ,  $c = 3$ : 1-4 –  $Re_\infty = 10^3, 10^4, 10^5, 10^6$

Фиг. 4. Распределения теплового потока на наветренной стороне конической части тела при равномерном обтекании, обозначения, как на фиг. 3

Иная ситуация реализуется при малых значениях  $b$  (порядка  $10^{-2} - 10^{-1}$ ). На фиг. 3 показаны распределения теплового потока на наветренной стороне конической части тела при  $a = 0,04$ ,  $b = 0,1$ ,  $c = 3$ . В этом случае ширина следа соизмерима с диаметром мидела и влияние неравномерности существенно проявляется в области конической части тела. В то же время в области затупления характер течения практически не отличается от случая обтекания равномерным потоком. На фиг. 4 представлены соответствующие распределения теплового потока при равномерном обтекании. В обоих случаях расхождение кривых проявляется при значениях  $z = 3-7$ . Однако при обтекании неравномерным потоком этот эффект проявляется гораздо сильнее. На расстоянии 10 калибров от затупления имеется небольшая область, где  $q_w^*$  практически не зависит от  $Re_\infty$ . Затем имеет место инверсия в распределении  $q_w^*$  ( $Re_\infty$ ): большим значениям  $Re_\infty$  соответствуют большие значения  $q_w^*$  при фиксированном  $z$ . При  $\alpha = 0$ , а также на подветренной стороне при  $\alpha \neq 0$  эффекта инверсии не наблюдается. Видимо, этот эффект обусловлен наличием вторичных течений в силу пространственного характера обтекания. Интересно отметить, что при заданных геометрических параметрах конуса и угле атаки область, в которой проявляется эффект инверсии, практически не зависит от параметров набегающего потока как при равномерном, так и при неравномерном обтекании.

Наряду с изменением параметров теплообмена движение тела в аэродинамическом следе другого сопровождается также существенным отклонением статической устойчивости полета от случая движения тела в невозмущенной атмосфере. В зависимости от параметров следа (соответственно расстояния между телами, размеров впереди летящего тела и его скорости полета) устойчивость может как повышаться, так и снижаться. При этом влияние следа может оказаться значительно существеннее, чем чисел Маха и Рейнольдса набегающего потока [11].

На фиг. 5 представлена зависимость положения центра давления  $L_p$ , отсчитываемого от вершины конуса, как функции от параметра следа  $b$ , характеризующего относительную ширину следа, для  $M_\infty = 6$  и 20 при  $Re_\infty = 10^3$  и  $10^6$ . Кривые 1 соот-



Фиг. 5. Положение центра давления  $L_p/L$  в % для  $a = 0,04$ ,  $c = 3$  при I – равномерном обтекании, II – движении в следе: 1 –  $M_\infty = 6$ ,  $Re_\infty = 10^3$ ; 2 – 6,  $10^6$ ; 3 – 20,  $10^3$ ; 4 – 20,  $10^6$

ветствуют обтеканию тела равномерным потоком, кривые II – неравномерному обтеканию. При малых значениях  $b$ , когда неоднородность набегающего потока оказывает значительное влияние в области конической части тела, центр давления смещается назад, что повышает устойчивость полета; при этом влияние аэродинамического следа на него соизмеримо с влиянием изменений числа Маха в 2–3 раза, а числа Рейнольдса на три порядка, которые, в частности, могут иметь место при движении тела через крупномасштабное облако нагретого газа [11]. При больших же значениях  $b$  центр давления смещается вперед, что приводит к снижению статической устойчивости.

Влияние параметра  $c$ , характеризующего перепад температуры в аэродинамическом следе, на положение центра давления оказывается значительно менее существенным, чем влияние параметра  $b$ , определяющего относительную ширину следа.

**Заключение.** Неравномерность набегающего потока в силу повышенной завихренности внешнего по отношению к пограничному слою течения газа в ударном слое существенно влияет на процесс теплопереноса к телу и усиливает влияние эффектов второго приближения теории пограничного слоя. При этом обтекание тела может оставаться безотрывным.

Возникновение на пути летящего тела аэродинамического следа может оказать гораздо более существенное влияние на устойчивость полета, чем изменения чисел Маха и Рейнольдса набегающего потока.

Авторы выражают благодарность Г.А. Тирскому за постоянное внимание к работе и обсуждение результатов.

Работа поддержана грантом ИНТАС–РФФИ № 95-1329.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Еремейцев И.Г., Пилюгин Н.Н., Хлебников В.С., Юницкий С.А.* Исследование аэродинамических характеристик и теплообмена тел в неравномерных сверхзвуковых потоках газа. М.: Изд-во МГУ, 1988. 105 с.
2. *Ван-Дайк М.* Теория сжимаемого пограничного слоя во втором приближении с применением к обтеканию затупленных тел гиперзвуковым потоком // Исследование гиперзвуковых течений. М.: Мир, 1964. С. 35–58.
3. *Липчинский Е.А., Тирский Г.А., Утюжников С.В.* Эффекты второго приближения теории пограничного слоя при пространственном обтекании тел большого удлинения под малыми углами атаки // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 2. С. 57–64.
4. *Васильевский С.А., Тирский Г.А., Утюжников С.В.* Численный метод решения уравнений вязкого ударного слоя // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1987. Т. 27. № 5. С. 741–750.
5. *Головачев Ю.П., Леонтьева Н.В.* Численное моделирование циркуляционного течения газа на основе полных и упрощенных уравнений Навье – Стокса // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1987. Т. 27. № 11. С. 1739–1744.
6. *Lin T.C., Rubin S.G.* Three-Dimensional supersonic viscous flow over a cone at incidence // AIAA Paper. 1981. № 81–192. 12 p.
7. *Седов Л.И., Михайлова М.П., Черный Г.Г.* О влиянии вязкости и теплопроводности на течение за сильно искривленной ударной волной // Вестн. МГУ. Сер. Физ.-мат. и естеств. наук. 1953. № 3. С. 95–100.
8. *Карякин В.Е.* Расчет сверхзвукового обтекания тел вращения вязким газом при малых углах атаки // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1981. Т. 21. № 1. С. 150–156.
9. *Тирский Г.А., Утюжников С.В., Ямалеев Н.К.* Применение метода малого параметра к задаче пространственного обтекания тел потоком вязкого газа // ПММ. 1992. Т. 56. Вып. 6. С. 1023–1032.
10. *Головачев Ю.П.* Численное моделирование течений вязкого газа в ударном слое. М.: Наука, 1996. 374 с.
11. *Nabiev V.U., Utyuzhnikov S.V.* Motion of a body through large-scale inhomogeneity in the stratified atmosphere // AIAA Journal. 1997. V. 35. № 7. P. 1224–1226.

Москва

Поступила в редакцию  
30.VI.1998