

УДК 532.526.2/4:536.24

ТЕПЛОБМЕН И СОПРОТИВЛЕНИЕ ТЕЛА, РАСПОЛОЖЕННОГО В ДАЛЬНОМ СВЕРХЗВУКОВОМ СЛЕДЕ

ЕРЕМЕЙЦЕВ И. Г., ПИЛЮГИН Н. Н.

В последнее время представляет интерес изучение обтекания тел неравномерными газовыми потоками [1–6]. Существует целый класс задач, в которых необходимо учитывать эффекты неравномерности в набегающем на тело газовом потоке. К ним относятся: сверхзвуковое обтекание тела с установленным перед ним диском или иглой; обтекание тела при наличии в потоке конденсированных частиц и движение тела в следе за другим телом. Резкое изменение параметров набегающего потока в радиальном направлении определяет специфику граничных условий и сложность определения газодинамических характеристик обтекаемого тела. В данной работе вначале получено асимптотическое решение уравнений Эйлера в ударном слое вблизи критической линии при безотрывном обтекании затупленного тела, расположенного в дальнем следе за другим телом.

Исследования обтекания затупленных тел неравномерным потоком типа следа проводились ранее как численными [3–5], так и экспериментальными методами [7, 8]. Если в экспериментальных исследованиях обтекаемое тело располагалось в области ближнего следа, то в численных расчетах рассматривалось движение тела в области дальнего следа. При теоретическом изучении считалось, что набегающий поток параллелен, давление в нем постоянно и равно давлению окружающей среды, а скорость и температура зависят от радиального расстояния от оси следа. Характерной особенностью такого обтекания затупленного тела является возможность образования в передней части тела зоны обратного течения и точки перегиба ударной волны [3–5]. При этом распределение давления на поверхности тела имеет немонотонный характер.

В [3–5] рассматривалось обтекание сферического затупления на основе уравнений Навье — Стокса. В этих работах исследовано влияние неравномерности набегающего потока типа следа на величину теплового потока. В [3, 4] изучено также влияние числа Рейнольдса на характеристики обтекания.

Точные численные решения из-за сложности реализации получены только для отдельных вариантов и не дают критериев подобия и полной картины влияния неравномерности набегающего потока на теплообмен и сопротивление тел. Поэтому в данном исследовании получены обобщенные формулы, позволяющие легко определять и проводить массовые расчеты конвективных тепловых потоков к телам и их сопротивлений при обтекании неравномерным потоком типа следа. Изучен также вопрос о возникновении возвратно-циркуляционной зоны у лобовой поверхности тела. Сопоставление полученных результатов с реальными параметрами дальнего следа [9] показало, что область безотрывного обтекания тела достаточно велика. Исследовано влияние неравномерности потока на локальные и интегральные коэффициенты теплообмена и сопротивления трения. Данная работа является логическим продолжением исследований влияния неравномерности набегающего потока на трение и теплообмен, проведенных авторами в [1, 2, 6], где рассматривалось течение из источника.

1. Рассмотрим сверхзвуковое обтекание тела, расположенного в области дальнего следа за другим телом. Для решения задачи в ударном слое между отошедшей волной и поверхностью затупленного тела необходимо иметь значения параметров газа перед ударной волной. Они могут быть определены по следующим формулам [5, 9]:

$$V(z) = 1 - ae^{-bz^2}, \quad \rho_1(z) = \frac{B}{1 + C\{1 - V^2/(1-a)^2\}}$$
$$p_1(z) = \text{const}, \quad B = 1 + C\{1 - (1-a)^{-2}\} \quad (1.1)$$

Здесь $V_\infty V$, $\rho_\infty \rho_1$, $\rho_\infty V_\infty^2 p_1$ — соответственно скорость, плотность и давление газа в набегающем потоке; $R_0 z$ — расстояние от оси симметрии следа; R_0 — радиус кривизны обтекаемого тела в носке, a , b и C — параметры, определяющие интенсивность и ширину следа, V_∞ , ρ_∞ — скорость и плотность газа при $z \rightarrow \infty$.

Из формул (1.1) на оси следа при $z=0$ $V=1-a$, $\rho_1=B$, а при $z \rightarrow \infty$ $V=\rho_1=1$. Параметр a определяет дефект скорости V на оси и степень неравномерности потока. При $a=0$ имеем обтекание затупленного тела равномерным потоком газа. С ростом величины a неравномерность набегающего потока возрастает. Так как рассматриваемое тело находится в следе за другим телом в области дальнего следа ($p_1(z)=\text{const}$), то $a \ll 1$ [9].

Отрывное течение у лобовой поверхности затупленного тела имеет место при наличии положительного градиента давления вдоль поверхности тела, т. е. в вязком газе существует такое значение a_* , зависящее от числа Рейнольдса и фиксированных b и C , что при любом $a \geq a_*$ в области критической точки тела имеются зоны возвратно-циркуляционного течения [3–5]. Будем считать, что число Рейнольдса набегающего потока достаточно велико ($\text{Re}_\infty \geq 10^5$) и параметр $a < a_*$. В таком случае в ударном слое применима модель невязкого течения и тонкого пограничного слоя.

Для сильных ударных волн, вызываемых затупленными телами при гиперзвуковых скоростях, справедливы следующие соотношения: $\varepsilon = B/\rho_{s0} \ll 1$, $v = O(\varepsilon)$, $\delta = O(\varepsilon)$, $K_0 y = O(\delta)$ (δ — отход ударной волны на оси, $K_0 = R_0^{-1}$, $\rho_{s0} \rho_\infty$ — плотность газа за скачком на оси симметрии). При таких упрощающих допущениях уравнения, описывающие осесимметричное течение невязкого газа, примут вид [10]

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\varepsilon \frac{\partial p}{\partial x} \\ j \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) - Ku^2 &= -\varepsilon \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{\partial(ur)}{\partial x} + \frac{\partial(vr)}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \quad (1.2)$$

где $j=0$ для гладких тел и $j=1$ для сильно затупленных, xR_0 и yR_0 — оси ортогональной криволинейной системы координат, начало которой взято в носке тела; x изменяется параллельно поверхности тела, а y — по нормали к ней; $V_\infty u$ и $V_\infty v$ являются составляющими скорости в направлениях x и y соответственно. Величина K (в общем случае функция x) представляет собой местную кривизну поверхности тела: $K=R^{-1}$; $R_0 R$ — местный радиус кривизны поверхности тела; $\rho_\infty V_\infty^2 p$ — давление в ударном слое; $R_0 r$ — расстояние от произвольной точки x, y , отложенное по нормали к оси симметрии.

Граничные условия Ренкина — Гюгонио на ударной волне с учетом неравномерности набегающего потока (1.1) имеют вид

$$\begin{aligned} u_s(x) &= V(x) \left[\cos \beta_s \cos(\beta_s - \alpha) + \varepsilon n(x) \frac{\rho_{s0}}{\rho_s} \sin \beta_s \sin(\beta_s - \alpha) \right] \\ v_s(x) &= V(x) \left[\cos \beta_s \sin(\beta_s - \alpha) - \varepsilon n(x) \frac{\rho_{s0}}{\rho_s} \sin \beta_s \cos(\beta_s - \alpha) \right] \\ p_s(x) &= \rho_1(x) V^2(x) \left[p_1 + \left(1 - \varepsilon n(x) \frac{\rho_{s0}}{\rho_s} \right) \sin^2 \beta_s \right] \\ n(x) &= \frac{\rho_1(x)}{B} = \frac{1}{1 + C \{ 1 - V^2 / (1 - a)^2 \}} \end{aligned} \quad (1.3)$$

здесь α, β_s — углы наклона контура тела и ударной волны соответственно к оси симметрии. Координата x связана простым геометрическим соотношением с координатой z из (1.1).

Система уравнений (1.2) решалась с помощью асимптотического метода, предложенного в [10] для равномерного обтекания. Для этого, используя разложение в ряд по x соотношения (1.3) на ударной волне при $y=y_s(x)$, были получены граничные условия в новом виде

$$\begin{aligned} u_s(x) &= (1-a) \frac{K_s}{K} x + \dots \\ v_s(x) &= -\varepsilon(1-a) - \left[\varepsilon ab(1+2C) + \frac{K_s}{K} \left(\frac{K_s}{K} - 1 \right) (1-a) \right] x^2 + \dots \quad (1.4) \\ p_s(x) &= B(1-a)^2(1-\varepsilon) \left\{ 1 - \left[\frac{K_s^2}{K^2} - \frac{2ab}{1-a} (1+C) \right] x^2 + \dots \right\} \\ y_s(x) &= \delta - \frac{1}{2} \left(\frac{K_s}{K} - 1 \right) x^2 + \dots \end{aligned}$$

где K_s — кривизна ударной волны, $K_s = R_s^{-1}$, $R_0 R_s$ — радиус кривизны ударной волны.

В соответствии с видом граничных условий (1.4) решение системы (1.2) искомое в следующем виде [10]:

$$\begin{aligned} u &= \frac{K_s}{K} u_1(\zeta) x + \dots \\ v &= -\varepsilon f_0(\zeta) - \frac{K_s^2}{K^2} f_2(\zeta) x^2 + \dots \\ p &= p_0(\zeta) - \frac{K_s^2}{K^2} p_2(\zeta) x^2 + \dots, \quad \zeta = \frac{y}{\delta} \end{aligned} \quad (1.5)$$

Подставляя данное разложение в систему уравнений (1.2) и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях x , получим систему уравнений относительно новых неизвестных функций: u_1, f_0, f_2, p_0, p_2 [10]

$$\begin{aligned} p_0' &= -\varepsilon f_0 f_0', \quad f_0'' - 2f_0 f_0'' = 8\lambda^2 \varepsilon \beta, \quad \beta = p_2(0) \\ 4\lambda p_2' &= -\frac{K}{K_s} f_0'' + j4\lambda f_0 f_2', \quad 2\lambda u_1 = f_0', \quad \lambda = \frac{K_s}{K} \frac{\delta}{\varepsilon} \end{aligned} \quad (1.6)$$

Величина β определяет градиент давления на поверхности. Граничные условия для системы уравнений (1.6) на ударной волне ($\zeta=1$) будут следующими:

$$\begin{aligned} f_0(1) &= 1-a, \quad p_0(1) = B(1-a)^2(1-\varepsilon) \\ u_1(1) &= 1-a, \quad f_0'(1) = 2\lambda(1-a) \\ p_2(1) &= (1-a)^2 \left\{ 1 - \frac{K}{K_s} + B(1-\varepsilon) \left[1 - \frac{2ab}{1-a} (1+C) \frac{K^2}{K_s^2} \right] \right\} \\ f_2(1) &= 2(1-a) \left(1 - \frac{K}{K_s} \right) + ab(1+2C) \varepsilon \frac{K^2}{K_s^2} \end{aligned} \quad (1.7)$$

На теле ($\zeta=0$): $f_0(0)=f_2(0)=0$. С учетом (1.7) система уравнений (1.6) имеет следующее решение:

$$\begin{aligned} p_0(\zeta) &= (1-a)^2 \left[B - \varepsilon \left(B - \frac{1}{2} \right) \right] - \frac{1}{2} \varepsilon f_0^2 \\ u_1(\zeta) &= \left\{ f_0 \left[1 - a - \frac{2\varepsilon\beta}{1-a} \right] + 2\varepsilon\beta \right\}^{1/2} \end{aligned}$$

$$f_0(\xi) = 2\lambda\sqrt{2\varepsilon\beta}\xi + (1-a-\sqrt{2\varepsilon\beta})\lambda\xi^2, \quad \lambda = \frac{1}{1+\sqrt{2\varepsilon\beta}/(1-a)} \quad (1.8)$$

$$\beta = (1-a)^2 \left\{ 1 - \frac{K}{K_*} + B(1-\varepsilon) \left[1 - \frac{2ab}{1-a} (1+C) \frac{K^2}{K_*^2} \right] \right\} + \frac{1}{3} \frac{K}{K_*} (1-a)^{3/2}$$

Здесь функция $p_0(\xi)$ в (1.8) дает распределение давления на оси ($x=0$).

Таким образом, выражения (1.5) и (1.8) дают обобщенное асимптотическое решение задачи об обтекании осесимметричного затупленного тела как равномерным потоком газа, так и неравномерным потоком типа следа. При $a=0$ получается автоматически решение для случая равномерного обтекания, совпадающее с [10].

В решение (1.5) и (1.8) входит неопределенная величина K/K_* . Для получения численного результата нужно определить ее значение. В случае равномерного обтекания осесимметричных тел часто полагают $K=K_*$ [10].

Согласно формулам из [11], при равномерном сверхзвуковом обтекании $K/K_* \approx 1,3$ при $\gamma_\infty = 1,4$. В то же время при обтекании сферически затупленного тела неравномерным потоком типа следа отношение K/K_* уменьшается [3–5] с увеличением числа a и, значит, при $0 < a \ll 1$ становится близким к единице. Например, согласно расчетам в [3], для $C=3,0$, $b=7,2$, $a=0,04$ $K/K_* \approx 1,05$. Таким образом, в соотношениях (1.5) и (1.8) вправе положить $K=K_*$.

Если $K/K_* = 1$, то из (1.6), (1.7) можно определить отход ударной волны $\delta = \varepsilon\lambda$. Легко заметить, что с ростом параметра a отход ударной волны возрастает. Аналогичный вывод, но при наличии возвратно-циркуляционной зоны получен на основе численных решений в [3, 5].

Отрыв потока вязкого газа в критической точке произойдет при значениях параметра $\beta < 0$. Тогда, приравнявая в (1.8) правую часть выражения для величины β нулю, можно найти критерий безотрывного невязкого обтекания затупленного тела, движущегося в следе за другим телом

$$a_k = \frac{\sqrt[4]{\gamma_s - \varepsilon}}{\sqrt[7]{\gamma_s - \varepsilon + 2(1-\varepsilon)[b(1+C) + C]}} \quad (1.9)$$

Величина $a_k < a_*(\text{Re}_\infty)$. При любом числе $a < a_k$ не будет наблюдаться возвратно-циркуляционного течения у лобовой поверхности затупленного тела. В то же время в [3, 4] отмечается переход к безотрывному обтеканию при уменьшении числа Рейнольдса. Таким образом, если отрыва не было в невязкой постановке задачи, то его не будет и в вязкой и число a_k , вычисленное по формуле (1.9), будет нижней границей критического значения числа $a_*(\text{Re}_\infty)$, при котором не наблюдается возвратно-циркуляционное течение вблизи критической точки тела.

Согласно асимптотическим формулам для газодинамических параметров течения, полученным для дальнейшего турбулентного следа [9], параметры a , b и C зависят следующим образом от координаты x_1 ($d_1 x_1$ — расстояние от первого тела до второго, летящего в следе за ним с той же скоростью, что и первое, d_1 — диаметр мишеля первого тела):

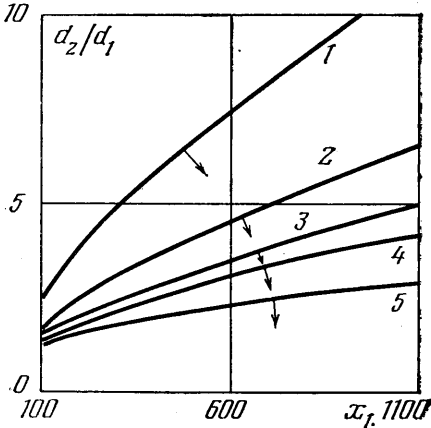
$$a = 2,5 C_x^{1/2} x_1^{-3/2}, \quad b = \frac{1}{4r_v^2} \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^2$$

$$C = \frac{(1-a)^2 (\gamma_\infty - 1) \text{Pr} M_\infty^2}{(2-a) [1 + (\gamma_\infty - 1) \text{Pr} M_\infty^2 a]}, \quad r_v = 0,223 C_x^{1/2} x_1^{1/2} \quad (1.10)$$

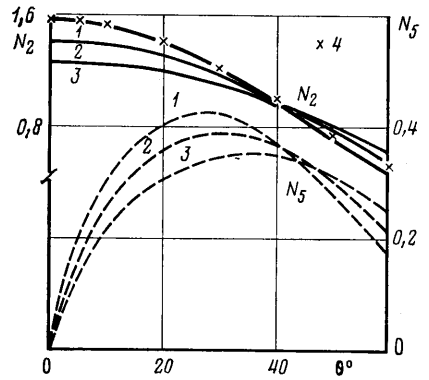
Здесь d_2 — диаметр второго тела, C_x — коэффициент сопротивления первого тела, γ_∞ , Pr — соответственно эффективный показатель адиабаты

и число Прандтля в следе за первым телом, вообще говоря, переменные величины от x_1 ; M_∞ — число Маха набегающего на первое тело потока.

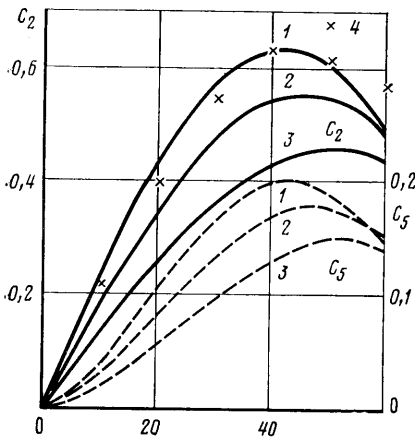
Из выражения (1.10) видно, что параметры a , b и C в основном зависят от M_∞ , d_2/d_1 и координаты x_1 . На фиг. 1 стрелками указаны области безотрывного течения ($a \leq a_k$) в следе за сферой при $C_x=0,9$, $\gamma_\infty=1,4$, $Pr=0,7$ в зависимости от величин M_∞ , d_2/d_1 и x_1 . Цифры 1–5 у кривых на фиг. 1 соответствуют $M_\infty=5, 10, 15, 20, \infty$. С увеличением числа M_∞ эта область уменьшается. Из графиков на фиг. 1 следует важный вывод,



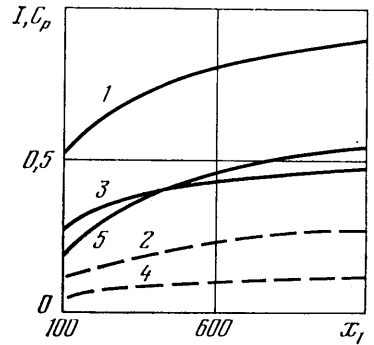
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

что при $d_2/d_1 \leq 2$ и любом $M_\infty > 5$ во всей области дальнего следа не будет возвратно-циркуляционной зоны вблизи поверхности тела, летящего в следе за другим телом. Таким образом, с уменьшением величины d_2/d_1 и с увеличением расстояния между телами происходит переход к безотрывному обтеканию. Это подтверждается отдельными расчетами в [4].

2. Для определения местного потока тепла и величины сопротивления трения на поверхности тела при больших числах Рейнольдса ($Re_\infty \geq 10^5$) используются формулы, полученные в [2] на основе гипотезы локального подобия с учетом обработки численных и экспериментальных результатов для ламинарного и турбулентного режимов течения в пограничном слое [12]

$$F(n, \alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, x) = r_w^{\alpha_1} p_e^{\alpha_2} u_e^{\alpha_2} \left[\int_0^x r_w^{\beta_1} p_e^{\beta_2} u_e^{\beta_2} dx \right]^{-1/n} \quad (2.1)$$

$$N_n = F(n, 1, 1, 1, 1, x) = \frac{\text{Nu}(x)}{\text{Re}^{1/\kappa} \text{Pr} K_0 B_{n0}} \quad (2.2)$$

$$C_n = F(n, 1 - b_n \kappa_1, 1 + \kappa + a_n \kappa_1, 1 - b_n \kappa, 1 + \kappa + a_n \kappa, x) = \frac{C_f(x) \text{Re}^{1/n}}{K_1 A_{n0}} \quad (2.3)$$

$$\kappa = \frac{n}{n-1}, \quad \kappa_1 = \frac{1}{n-1}$$

Здесь r_w — расстояние от поверхности тела до оси симметрии, u_e , p_e — соответственно касательная скорость и давление на внешней границе пограничного слоя, Nu — число Нуссельта, C_f — местный коэффициент сопротивления трения, $n=2$ и 5 соответственно для ламинарного и турбулентного пограничных слоев, Pr — число Прандтля. Коэффициенты a_n , b_n , B_{n0} , A_{n0} , K_0 и K_1 определены в [2].

Как и в [2], получим приближенные соотношения для распределений $q_w(\theta)$ и $\tau_w(\theta)$ вдоль сферической поверхности тела вблизи критической точки тела. Для этого воспользуемся асимптотическим решением (1.5) при $\xi=0$. Подставляя его в (2.1), получаем формулы, позволяющие рассчитывать конвективный поток (2.2) и коэффициент сопротивления трения (2.3) при обтекании тела равномерным и неравномерным потоками газа.

$$F = p_0^{1/\kappa} (2\varepsilon\beta)^{c_1/2} c_2^{1/n} \theta^{c_1-1/n} [\cos \theta]^{2\beta c_4/p_0} \quad (2.4)$$

$$c_1 = \alpha_2 - \frac{\beta_2}{n}, \quad c_2 = \kappa + \beta_2 + 1, \quad c_3 = \frac{c_2}{c_2 + 2}, \quad c_4 = \alpha_1 - \frac{c_3 \beta_1}{n}$$

$$F = F_p [1 - 2a(1+C)]^{1/\kappa} \left\{ 1 - \frac{3}{2} a \left[\frac{5}{4} + b(1+C) + C \right] \right\}^{c_1/2} [\cos \theta]^{-c_3 a} \quad (2.5)$$

$$c_3 = 4c_4 \left[-\frac{1}{12} + b(1+C) - \frac{1}{3} C \right]$$

$$F_p = \left(1 - \frac{\varepsilon}{2} \right)^{1/\kappa} \left(\frac{8}{3} \varepsilon \right)^{c_1/2} c_2^{1/n} \theta^{c_1-1/n} [\cos \theta]^{2\beta c_4} \quad (2.6)$$

Формула (2.5) получена из (2.4) в результате некоторых преобразований. В (2.5) F_p определяет величину коэффициента теплоотдачи (2.2) или коэффициента сопротивления трения (2.3) в случае обтекания сферы равномерным потоком газа. Величина F_p может быть вычислена как по формуле (2.6), так и в результате более точного численного расчета. Таким образом, аналитические формулы (2.4)–(2.6) позволяют приближенно рассчитывать тепловые потоки и сопротивление трения и проводить их пересчет при обтекании равномерным и неравномерным потоком типа следа как для ламинарного, так и для турбулентного режимов течения в пограничном слое.

Аналогично, как и в [2], из формулы (2.4) найдем значение угла θ , при котором достигается максимум конвективного теплового потока или коэффициента сопротивления трения

$$\theta_m = 1,22 \left(\sqrt{1 + 1,33 \frac{(c_1 - 1/n) p_0}{2\beta c_4}} - 1 \right)^{1/2} \quad (2.7)$$

С целью изучения влияния параметра неравномерности a на коэффициенты теплоотдачи и сопротивления трения по формулам (2.5) и (2.6) были выполнены расчеты при $M_\infty = 10$, $T_w/T^\circ = 0,15$, $\gamma_\infty = 1,4$, $b = 7,2$, $C = 3$ и различных числах a . T_w , T° — температуры поверхности тела и торможения газа соответственно. Кривые 1–3 на фиг. 2, 3 соответствуют результатам при $a = 0$; 0,005; 0,01. При этом $a_h = 0,02$ и $a < a_h$.

На фиг. 2 представлены соответственно распределения коэффициентов теплоотдачи (2.2) для ламинарного (сплошные кривые) и турбулентного (пунктир) режимов течения в пограничном слое. Точками 4 на фиг. 2 нанесены расчеты из работы [13] при $a=0$. Отличие от результатов, полученных из соотношения (2.6), составляет менее 5%. Поэтому во всех расчетах при $a>0$ по формуле (2.5) величина F_p рассчитывалась из соотношения (2.6). Формула (2.6) дает более точное значение F_p , чем аналогичное выражение в [2], поскольку использовано более точное распределение параметров на внешней границе пограничного слоя.

На фиг. 3 приведено распределение коэффициента трения (2.3) соответственно для ламинарного и турбулентного режимов течения в пограничном слое. Точками 4 на фиг. 3 нанесены результаты, взятые из [3], при $a=0$. Отличие от рассмотренного расчета даже при $\theta=50^\circ$ составляет около 6%.

Из анализа фигур видно, что увеличение параметра неравномерности a приводит к существенному уменьшению коэффициентов теплоотдачи и сопротивления трения. Причем для коэффициентов N_s , C_2 и C_3 происходит смещение точки максимума в направлении от критической точки тела.

На фиг. 2, 3 не приводятся сравнения при $a>0$ с более точными численными решениями, так как все известные расчеты [3–5] тепловых потоков и коэффициентов трения проведены при наличии возвратно-циркуляционной зоны около лобовой поверхности тела.

Аналогичное исследование влияния параметров b и C на теплообмен и трение легко провести по формулам (2.4)–(2.6).

На фиг. 4 приведены значения, рассчитанные по соответствующим формулам из [2], полного теплового потока (кривая 1 – для ламинарного течения, 2 – для турбулентного), полного коэффициента сопротивления трения (кривая 3 – для ламинарного, 4 – для турбулентного режимов течения в пограничном слое) и коэффициента волнового сопротивления C_p (кривая 5) в зависимости от расстояния x_1 между телами

$$I(x_1) = 2 \int_0^{\pi/2} F(n, \alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2, \theta) \sin^m \theta d\theta$$

$$C_p(x_1) = 2 \int_0^{\pi/2} p_e \sin 2\theta d\theta$$

Здесь $m=1$ и 2 соответственно для полного теплового потока и полного коэффициента трения. При расчете принималось $d_2/d_1=1$, $M_\infty=10$, $\gamma_\infty=1.4$, $T_w/T^\circ=0.15$. С увеличением x_1 полный тепловой поток и сопротивление тела возрастают. Особенно существенно растет величина полного ламинарного теплового потока и волнового сопротивления – примерно в 2 раза при увеличении x_1 от 100 до 1000 калибров.

Таким образом, показано, что поле течения в ударном слое около тела, летящего в следе за другим телом, существенно отличается от случая равномерного обтекания. При этом получены простые соотношения (2.4)–(2.6), позволяющие легко определять и проводить массовые расчеты тепловых потоков к телам и их сопротивлений при данном неравномерном обтекании.

ЛИТЕРАТУРА

1. Еремейцев И. Г., Пиллюгин Н. Н. Конвективный нагрев затупленного тела при его гиперзвуковом обтекании неравномерным потоком газа. – Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 4, с. 127–133.
2. Еремейцев И. Г., Пиллюгин Н. Н. Трение и теплообмен в ламинарном и турбулентном пограничных слоях при обтекании осесимметричных тел неоднородным сверхзвуковым потоком. – Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, № 2, с. 65–72.
3. Головачев Ю. П., Леонтьева Н. В. Вязкий ударный слой перед затупленным

- телом в неравномерном сверхзвуковом потоке. Препринт № 751. Л.: ФТИ АН СССР им. А. Ф. Иоффе, 1982.
4. Головачев Ю. П., Леонтьева Н. В. Численное исследование обтекания затупленного тела, расположенного в области сверхзвукового следа. Препринт № 918. Л.: ФТИ АН СССР им. А. Ф. Иоффе, 1984.
 5. Lin T. C., Reeves B. L., Siegelman D. Blunt-body problem in nonuniform flowfields.— AIAA Journal, 1977, v. 15, № 8, p. 1130–1137.
 6. Еремейцев И. Г., Пилюгин Н. Н. Исследование сопротивления и теплообмена тела для ламинарного и турбулентного режимов течения при неравномерном сверхзвуковом обтекании.— В кн.: Проблемы современной механики. Ч. 2. М.: Изд-во МГУ, 1983, с. 28–35.
 7. Кудрявцев В. Н., Черкез А. Я., Шилов В. А. Исследование сверхзвукового обтекания двух разделяющихся тел.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 2, с. 91–99.
 8. Хлебников В. С. Осесимметричное обтекание пары тел сверхзвуковым потоком газа.— Уч. зап. ЦАГИ, 1978, т. 9, № 6, с. 108–114.
 9. Пилюгин Н. Н., Тихомиров С. Г., Чернявский С. Ю. Приближенный метод расчета параметров воздуха и интенсивности излучения в дальнем следе.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 6, с. 165–175.
 10. Лунев В. В. Гиперзвуковая аэродинамика. М.: Машиностроение, 1975. 327 с.
 11. Стулов В. П. О законе подобия при сверхзвуковом обтекании затупленных тел.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 4, с. 142–146.
 12. Перминов В. Д., Солодкин Е. Е. Осесимметричные тела минимального сопротивления и минимального потока к поверхности тела при различном характере течения в пограничном слое.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 2, с. 94–102.
 13. Мурзинов И. Н. Ламинарный пограничный слой на сфере в гиперзвуковом потоке равновесно диссоциирующего воздуха.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 2, с. 184–188.

Москва

Поступила в редакцию
15.IV.1985