

УДК 536.7:536.24

**КОНВЕКТИВНЫЙ НАГРЕВ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА  
ПРИ ЕГО ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ НЕРАВНОМЕРНЫМ  
ПОТОКОМ ГАЗА**

**ЕРЕМЕЙЦЕВ И. Г., ПИЛЮГИН Н. Н.**

Экспериментальные исследования тепловых потоков к телу, соответствующих скоростям газа выше 10 км/с, затруднительно выполнять на ударных трубах. Однако, используя плазменные источники [1], можно предварительно нагреть газ до высоких температур, сообщить ему сверхзвуковые скорости течения и в стационарных условиях исследовать тепловые потоки к поверхности сравнительно больших тел, а также моделировать процессы уноса материала тела при условиях, близких к реальным [2]. Так как модель необходимо располагать вблизи источника, то требуется определить поле течения при обтекании тела установившимся неравномерным (расходящимся) потоком газа. В [3] в гиперзвуковом приближении решена задача об обтекании произвольного осесимметричного тела неравномерным, невязким, сверхзвуковым, излучающим потоком газа. Показано, что влиянием излучения на параметры газа между источником и ударной волной можно пренебречь. Сопоставлением относительной роли тепловых потоков к телу для типичных условий в [3] показано, что основным является конвективный нагрев.

Ранее задача об обтекании сферы расходящимся сверхзвуковым потоком невязкого совершенного газа исследовалась в [4-6], тонких степенных тел - в [7], плоской преграды - в [8]. В [8] показано, что когда расстояние  $L_0$  между центром источника радиуса  $r_*$  и помещенной в поток преградой  $L_0/r_* \approx 10$ , то положение и форма ударной волны, величина скорости и угол наклона вектора скорости к оси, давление и плотность газа в специальных переменных подобия практически не зависят от  $L_0/r_*$ .

В [4-8] вопросы лучистого и конвективного нагрева моделей в неравномерных потоках газа не рассматривались.

В данной работе выполнено исследование конвективного нагрева затупленного тела при его обтекании расходящимся потоком подогретого газа. Параметры газа на внешней границе пограничного слоя определены на основе решения [3]. Получены формулы, позволяющие пересчитывать конвективный тепловой поток к телу при его обтекании равномерным и неравномерным потоками газа. Установлены параметры подобия и исследовано их влияние на конвективный тепловой поток к телу.

1. Рассматривается обтекание осесимметричного затупленного тела сверхзвуковым потоком газа от источника радиуса  $r_*$ , центр которого отстоит от критической точки тела на расстоянии  $L_0$ . Все поле течения можно разделить на область между источником и ударной волной (1) и сжатый ударный слой около тела (2). Система безразмерных уравнений, описывающих невязкое течение газа в области 1, в сферической системе координат имеет решение [3]

$$(1.1) \quad r^2 = \frac{1}{M} \left[ \frac{2}{\gamma_1 + 1} + \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} M^2 \right]^{1/(2\varepsilon_1)}, \quad \varepsilon_1 = \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1}$$

$$V(r) = \left[ \frac{M^2}{\varepsilon_1 M^2 + 1 - \varepsilon_1} \right]^{1/2}$$

$$T(r) = \gamma_1^{-1} [\varepsilon_1 M^2 + 1 - \varepsilon_1]^{-1}$$

$$\rho(r) = [\varepsilon_1 M^2 + 1 - \varepsilon_1]^{-1/(\gamma_1 - 1)}$$

$$p(r) = \gamma_1^{-1} [\varepsilon_1 M^2 + 1 - \varepsilon_1]^{-\gamma_1/(\gamma_1 - 1)}$$

Здесь  $r^*r$  — радиальная координата,  $Vv^*$ ,  $\rho\rho^*$ ,  $pp^*$ ,  $Tv^{*2}/R_A$ ,  $hvv^{*2}/2$  — соответственно скорость, плотность, давление, температура и энтальпия газа,  $R_A$  — универсальная газовая постоянная,  $\gamma_1$  — отношение эффективных теплоемкостей,  $M$  — число Маха, на источнике  $M_* = 1$ . Звездочкой отмечены величины на источнике. На больших расстояниях  $r \gg 1$  число Маха  $M$  и параметры газа  $V(r)$ ,  $T(r)$ ,  $p(r)$ ,  $\rho(r)$  можно записать аналогично [8] в виде явных зависимостей от  $r$ .

2. Для определения конвективных тепловых потоков при больших числах Рейнольдса ( $Re_\infty \sim 10^5$ ) к холодной ( $T_e \gg T_w$ ) поверхности осесимметричного тела используем теорию [9]. Для химически равновесного пограничного слоя безразмерный конвективный поток в критическую точку затупленного тела и распределение потока по поверхности выражаются формулами [9]

$$(2.1) \quad \frac{2q_{w0}}{\rho_0 V_0^3} = \frac{\sqrt{2}}{Pr^{3/2}} \frac{H_e}{\rho_0 V_0^2} \sqrt{\left(\frac{du_e}{dx}\right)_{x=0} \frac{(\rho_e \mu_e)_0}{R_0 V_0}}$$

$$(2.2) \quad \frac{q_w(x)}{q_{w0}} = p_e u_e r_1 \left( 2 \left[ \int_0^x p_e u_e r_1^2 dx \right]^{1/2} \sqrt{\left(\frac{du_e}{dx}\right)_{x=0}} \right)^{-1}$$

Здесь  $Pr$  — число Прандтля,  $V_0 u_e$ ,  $\rho_0 V_0^2 p_e$ ,  $H_e$ ,  $\rho_e$ ,  $\mu_e$  — соответственно касательная составляющая скорости, давление, полная энтальпия, плотность и динамическая вязкость на внешней границе пограничного слоя;  $R_0 r_1$ ,  $R_0 x$ ,  $R_0$  — соответственно расстояние от точки в поле течения до оси симметрии, расстояние вдоль поверхности тела, отсчитанное от передней критической точки, радиус кривизны в критической точке;  $\rho_0$  и  $V_0$  — соответственно плотность и скорость газа перед ударной волной.

Из (2.1), (2.2) видно, что для определения конвективного потока к телу необходимо определить параметры течения в невязкой части ударного слоя. Система уравнений, описывающих осесимметричное течение невязкого, нетеплопроводного совершенного газа в ударном слое 2 в переменных Мизеса приведена в [10]. Поскольку отношение плотностей газа до скачка  $\rho_0$  и за скачком на оси симметрии  $\rho_{s0}$  мало  $\epsilon = \rho_0/\rho_{s0} \ll 1$ , то решение этой системы уравнений ищем по методу [10] в виде разложений искомых функций по  $\epsilon$

$$(2.3) \quad \begin{aligned} x &= R_0 x_1, & y &= \epsilon R_0 y_1 + \dots, & u &= V_0 u_1 + \dots, & v &= \epsilon V_0 v_1 + \dots, \\ p &= \rho_0 V_0^2 p_1 + \dots, & \rho &= \frac{\rho_0}{\epsilon} \rho_1 + \dots, & h &= \frac{V_0^2}{2} h_1 + \dots \end{aligned}$$

Здесь  $x$ ,  $y$  — координаты вдоль образующей контура тела и по нормали к ней соответственно;  $u$ ,  $v$  — составляющие вектора скорости по осям  $x$  и  $y$ ;  $p$ ,  $\rho$ ,  $h$  — давление, плотность и энтальпия газа,  $R_0$  — радиус кривизны в критической точке обтекаемого тела;  $\rho_0$ ,  $V_0$  — плотность и скорость непосредственно до ударной волны на оси симметрии.

После подстановки (2.3) в уравнения газовой динамики для первых членов разложения получим систему уравнений

$$(2.4) \quad \begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial x} &= 0, & \frac{\partial p_1}{\partial \Psi} &= \frac{u_1}{Rr_1}, & \frac{\partial y_1}{\partial \Psi} &= \frac{1}{\rho_1 u_1 r_1} \\ v_1 &= u_1 \frac{\partial y_1}{\partial x}, & \rho_1 u_1 \frac{\partial h_1}{\partial x} &= 0, & h_1 &= h_1(p, \rho), & \rho_1 &= \rho_1(p, T) \end{aligned}$$

Здесь  $R_0R$  — радиус кривизны обтекаемого тела,  $\rho_0 V_0 R_0^2 \Psi$  — функция тока [10].

Для решения уравнений (2.4) необходимо получить на скачке уплотнения обобщенные соотношения Гюгонио для параметров газа в зависимости от числа Маха, изменяющегося с расстоянием  $r$ .

В рассматриваемом диапазоне чисел Маха на оси симметрии перед телом при  $M_0 \gg 3$  и  $\gamma_1 \leq 1,2$  имеет место неравенство  $p_0 \ll \rho_0 V_0^2$ , в то же время  $h_0 \sim V_0^2/2$ . С учетом этих соотношений, а также выражений (1.1) и соотношений Гюгонио на косом скачке уплотнения получим параметры газа непосредственно за ударной волной

$$\begin{aligned}
 u_s(x) &= \frac{a(M)}{a_0(M)} \cos[\alpha(x) - \varphi] & v_s(x) &= -\frac{a(M)}{a_0(M)} \sin[\alpha(x) - \varphi], \\
 p_s(x) &= \frac{C(M)}{C_0(M)} \sin^2[\alpha(x) - \varphi] \\
 h_s(x) &= \frac{a^2(M)}{a_0^2(M)} \{h_0(M) + \sin^2[\alpha(x) - \varphi]\} \\
 a(M) &= \left( \frac{M^2}{\varepsilon_1 M^2 + 1 - \varepsilon_1} \right)^{1/2} & C(M) &= \frac{M^2}{(\varepsilon_1 M^2 + 1 - \varepsilon_1)^m} \\
 (2.5) \quad m &= \frac{\varepsilon_1 + 1}{2\varepsilon_1}, \quad \varepsilon_1 = \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1}, \quad M = M(x), \quad h_0(M) = \frac{1 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1} \frac{1}{M^2}
 \end{aligned}$$

Здесь  $\alpha(x)$  и  $\varphi$  — углы наклона контура тела и вектора скорости невозмущенного потока газа к оси симметрии:  $a_0(M)$  и  $C_0(M)$  — значения  $a(M)$  и  $C(M)$  на оси симметрии при  $x=0$ .

Из соотношения для потока массы определяется безразмерная функция тока на ударной волне

$$\begin{aligned}
 \Psi_s(x) &= L^2 \xi(x). \\
 (2.6) \quad \xi(x) &= \int_0^x \frac{\sin[\alpha(x) - \varphi]}{r^2(x)} \sqrt{1 + \left( \frac{dz}{dr_1} \right)^2} r_1 dr_1
 \end{aligned}$$

где  $L=L_0/R_0$ ,  $z=z(r_1)$  — уравнение поверхности тела.

Соотношение (2.6) получено из предположения, что  $L_0 \gg \varepsilon R_0$  и форма ударной волны совпадает с формой тела. Решение уравнений (2.4) с граничными условиями (2.5) имеет вид

$$(2.7) \quad u_1(\Psi) = \frac{a(\Psi)}{a_0} \cos[\alpha(\Psi) - \varphi(\Psi)]$$

$$(2.8) \quad p_1(x, \Psi) = \frac{C(x)}{C_0} \sin^2[\alpha(x) - \varphi(x)] - \frac{1}{Rr_1} \int_{\Psi}^{\Psi_s(x)} u_1(\Psi') d\Psi'$$

$$(2.9) \quad h_1(x, \Psi) = \frac{a^2(\Psi)}{a_0^2} \{h_0(\Psi) + \sin^2[\alpha(\Psi) - \varphi(\Psi)]\}$$

На внешней границе пограничного слоя  $\psi=0$  и из (2.7) следует, что  $du_{1s}/dx=0$ , поэтому необходимо использовать более точное выражение для касательной составляющей скорости, вычисленное в следующем приближении по  $\varepsilon$  [5, 11]:

$$(2.10) \quad \frac{\partial u_2^2}{\partial x} = -\frac{2}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial x}, \quad u^2 = u_1^2 + \varepsilon u_2^2$$

Из формул (2.7) — (2.10) определяются величины  $h_e$ ,  $p_e$ ,  $u_e$  и  $du_e/dx$  в следующем виде:

$$h_e(x) = 1 + h_0(\psi=0)$$

$$p_e(x) = \frac{C(x)}{C_0} \sin^2[\alpha(x) - \varphi(x)] - \frac{1}{R(x)r_1(x)} \int_0^{\Psi_e(x)} u_1(\Psi) d\Psi$$

$$(2.11) \quad u_e(x) = \left[ -2 \int_0^x \frac{\partial p_1}{\partial x} \frac{dx}{\rho_1} \right]^{1/2} \quad \frac{du_e}{dx} = - \frac{\partial p_1}{\partial x} \frac{1}{\rho_1 u_e(x)}$$

Подставляя (2.11) в (2.1), (2.2), находим конвективный тепловой поток к поверхности затупленного тела с учетом неравномерности набегающего внешнего потока.

3. В качестве примера рассмотрим обтекание неравномерным потоком газа сферического носка. С учетом очевидных геометрических соотношений формулы (2.7) — (2.9) принимают вид

$$u_1(\Psi) = n_1(1+k) \sqrt{2\psi - \psi^2 k^2}$$

$$p_1(\theta, \Psi) = n_2 \left( 1 - \frac{\sin^2 \theta}{1 - 2k_1 \cos \theta + k_1^2} \right) - \frac{1}{\sin \theta} \int_{\Psi}^{\Psi_s(\theta)} u(\Psi') d\Psi'$$

$$(3.1) \quad h_1(\theta, \Psi) = n_1 [h_0(\Psi) + 1 - (1+k)^2 (2\Psi - \Psi^2 k^2)]$$

$$\Psi_s(\theta) = \frac{1}{k^2} \left[ 1 - \frac{1 - k_1 \cos \theta}{(1 - 2k_1 \cos \theta + k_1^2)^{1/2}} \right]$$

$$k = \frac{1}{L}, \quad k_1 = \frac{k}{k+1}, \quad n_1 = \frac{a(\Psi)}{a_0}, \quad n_2 = \frac{C(\theta)}{C_0}$$

Используя (3.1) и (2.11), можно определить значения параметров газа на внешней границе пограничного слоя вблизи критической точки тела:

$$(3.2) \quad p_e = 1 - A\theta^2 + AB\theta^4 + O(\theta^6)$$

$$(3.3) \quad u_e = G\theta - \frac{G}{4}(2B - A)\theta^3 + O(\theta^5)$$

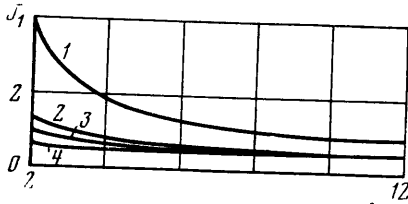
$$(3.4) \quad \left. \frac{du_e}{d\theta} \right|_{\theta=0} = G$$

$$(3.5) \quad G = \left[ \frac{(\gamma-1)h_e A}{\nu} \right]^{1/2}, \quad A = (k+1)(k+\lambda)$$

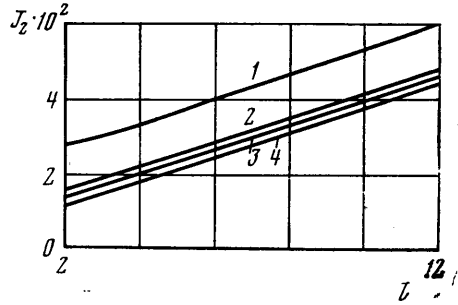
$$B = k^2 + k + 1/3$$

Здесь для определенности использовано уравнение состояния газа в виде  $h = 2\gamma\epsilon p/\rho(\gamma-1)$ , где  $\gamma$  — эффективное отношение теплоемкостей;  $\lambda = 1/3$ , если давление рассчитывается по формуле Буземана, и  $\lambda = 1$ , если давление определяется по формуле Ньютона. (Отметим, что формула Ньютона лучше согласуется с эмпирическими данными [5].)

В случае обтекания сферы равномерным потоком в формулах (3.1) — (3.5) следует положить  $k=0$ ,  $n_1=n_2=1$ ,  $\Psi_s = \sin^2 \theta/2$ .



Фиг. 1



Фиг. 2

Используя разложения (3.2) — (3.5) в (2.1), (2.2), легко получить формулы, позволяющие пересчитывать конвективный тепловой поток к сфере при обтекании равномерным и неравномерным потоком газа

$$(3.6) \quad \frac{2q_{w0}}{\rho_0 V_0^3} = \left( \frac{2q_{w0}}{\rho_0 V_0^3} \right)_p \left[ (1+k) \left( 1 + \frac{k}{\lambda} \right) \right]^{1/4}$$

$$(3.7) \quad \frac{q_w(\theta)}{q_{w0}} \approx \left( \frac{q_w(\theta)}{q_{w0}} \right)_p \cos^\beta \theta$$

$$(3.8) \quad \left( \frac{2q_{w0}}{\rho_0 V_0^3} \right)_p = g(M_0)$$

$$(3.9) \quad \left( \frac{q_w(\theta)}{q_{w0}} \right)_p \approx \cos^\alpha \theta$$

$$g(M_0) = \frac{\sqrt{2}}{\text{Pr}^{3/2}} \frac{H_e}{\rho_0 V_0^2} \sqrt{\frac{(\rho_e \mu_e)}{R_0 V_0}} \left[ \frac{h_e (\gamma - 1) \lambda}{\gamma} \right]^{1/4}$$

$$\alpha = \frac{1}{3} (3\lambda + 1), \quad \beta = \frac{k}{3} (5k + 3\lambda + 5)$$

Здесь индекс  $p$  обозначает случай равномерного обтекания сферы.

Из формул (3.1) — (3.5) вытекает, что распределение параметров на внешней границе пограничного слоя при фиксированных значениях  $\gamma$  и  $\lambda$  зависит от безразмерных параметров  $k$  и  $l$ .

Параметры газа непосредственно перед ударной волной (1.1) определяются при фиксированном  $\gamma_1$  только параметром  $l$ , который является в данной задаче параметром подобия и связан с числом Маха соотношением

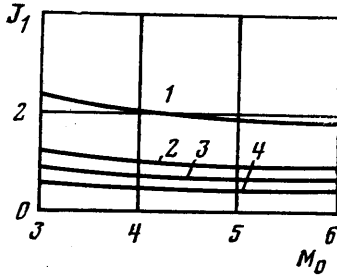
$$(3.10) \quad l^2 = \frac{1}{M_0} \left[ \frac{2}{\gamma_1 + 1} + \epsilon_1 M_0^2 \right]^{1/(2\epsilon_1)}$$

Параметр  $k$ , как видно из формул (3.1) — (3.9), определяет степень неравномерности течения. С увеличением  $k$  неравномерность потока возрастает и увеличивается конвективный поток в критическую точку. При этом падение теплового потока с увеличением угла  $\theta$  происходит быстрее. Из формул (3.6) — (3.9) видно, что тепловой поток при  $k \ll 1$  мало отличается от потока при равномерном обтекании.

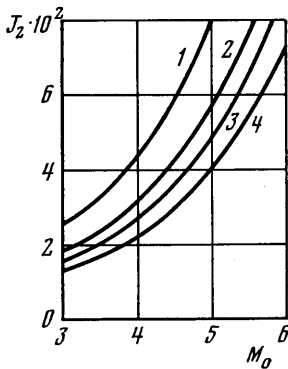
4. Для того чтобы оценить диапазон применимости формул пересчета (3.6) — (3.9), полученных для малых значений  $\theta$ , были выполнены расчеты конвективного теплового потока по формулам (2.1), (2.2) для различных  $L$ ,  $r_*$  и чисел Маха  $M_0$  при  $\gamma_1 = 1.2$ ,  $\text{Pr} = 0.71$ ,  $T_* = 10000$  К,  $p_* =$

$=100$  атм,  $T_w=500$  К,  $R_0=10$  см,  $\lambda=1$  и  $\rho_e \mu_e = \rho_w \mu_w$ . Для определения  $\mu$  использована степенная зависимость  $\mu/\mu_0 = (T/T_0)^{0,75}$ , где  $\mu_0$ ,  $T_0$  — значения вязкости и температуры при нормальных условиях.

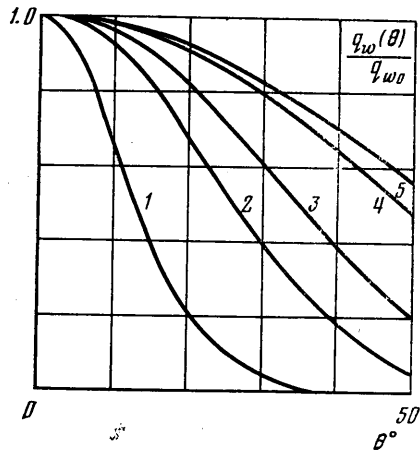
Исследовались также зависимости параметров течения от безразмерных критериев  $k$  и  $l$ . В качестве примера таких расчетов на фиг. 1 показана зависимость величины  $(du_e/d\theta V_0)_{\theta=0} = J_1$  от параметра  $l$  (кривые 1—3,  $r_* = 0,1R_0, 0,5R_0, R_0$ , кривая 4 соответствует равномерному обтеканию). Из фиг. 1 видно, что при  $l \geq 10$  и для  $r_*/R_0 \geq 0,5$  величина  $(du_e/d\theta V_0)_{\theta=0}$  мало отличается от соответствующего значения при равномерном обтекании. С увеличением  $r_*/R_0$  отличие от равномерного обтекания становится малым при меньших значениях  $l$ . На фиг. 2 показана зависимость безразмерного конвективного потока  $2q_{w0}/\rho_0 V_0^3 = J_2$  в критическую точку от параметра  $l$  при различных размерах  $r_*$  (кривые



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

1—3,  $r_* = 0,1R_0, 0,5R_0, R_0$ , кривая 4 соответствует равномерному обтеканию). Из фиг. 2 следует, что при  $l \geq 3$  зависимость  $2q_{w0}/\rho_0 V_0^3$  от  $l$  близка к линейной, а наклон этих кривых, как видно из формул (3.6), (3.8), определяется радиусом  $R_0$  и температурой тела  $T_w$  и мало зависит от  $r_*$ . Отметим, что уменьшение  $r_*$  приводит к заметному увеличению теплового потока в критическую точку тела. На фиг. 3, 4 показано влияние параметра  $k$  на зависимость величин  $J_1$  и  $2q_{w0}/\rho_0 V_0^3$  от числа Маха (кривая 1 —  $k=3$ ; 2 —  $k=1$ ; 3 —  $k=0,5$ , 4 — равномерное обтекание  $k=0$ ). Как следует из соотношений (3.4) и (3.5), при  $\lambda=1$  кривые 1—4 на фиг. 3 можно представить с хорошей точностью одной универсальной зависимостью  $J_1/(k+1)$  от числа Маха  $M_0$ .

Из соотношения (3.6) при  $\lambda=1$  следует, что кривые 1—4 на фиг. 4 можно представить с высокой точностью также одной универсальной зависимостью  $2q_{w0}/\rho_0 V_0^3 \sqrt{k+1}$  от  $M_0$ . Таким образом, полученные зависимости позволяют пересчитывать параметры газа в критической точке при его обтекании равномерным и неравномерным потоками газа.

На фиг. 5 представлено распределение конвективного теплового потока

по сфере в зависимости от параметра  $k$  (кривые 1—5 соответствуют  $k=3, 1, 0,5, 0,1, 0$ ).

Из фиг. 5 видно, что при  $k > 0,1$  неравномерность набегающего потока существенно влияет на распределение  $q_w(\theta)$ . Увеличение  $k$  приводит к значительно более резкому изменению  $q_w(\theta)$ , чем при равномерном обтекании. Численный расчет показал, что формулы (3.7) и (3.9) хорошо аппроксимируют кривые на фиг. 5. Несоответствие формулы (3.7) при  $\theta \sim 30^\circ$  для  $k=3$  с численным результатом составляет  $\sim 10\%$  и убывает с уменьшением  $k$ .

Таким образом, распределение конвективного теплового потока по телу при его неравномерном обтекании определяется в основном безразмерным критерием  $k$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Смоляков В. Я., Урюков Б. А. Электродуговые нагреватели газа (Плазмотроны). М.: Наука, 1973. 232 с.
2. Moody H. L., Smith D. H., Haddock R. L., Dunn S. S. Tungsten and molybdenum ablation modeling for reentry applications.— AIAA Pap., 1975, № 112, 12 p.
3. Еремейцев И. Г., Пилюгин Н. Н. Гиперзвуковое обтекание затупленных тел неравномерным потоком излучающего газа.— В кн.: Неравновесные течения газа с физико-химическими превращениями. М.: Изд-во МГУ, 1980, с. 63.
4. Храмов Н. Е. Расчет обтекания сферы неравномерным потоком газа.— ПММ, 1965, т. 29, вып. 1, с. 175.
5. Лунев В. В. Гиперзвуковая аэродинамика. М.: Машиностроение, 1975. 327 с.
6. Шапиро Е. Г. О некоторых свойствах подобия при обтекании сферы сверхзвуковыми равномерными и неравномерными потоками газа.— Изв. АН СССР. МЖТ, 1975, № 1, с. 82.
7. Yasuhara M., Nakajima T. Parallel-source correspondence in the hypersonic slender-body theory.— AIAA Journal, 1977, v. 15, № 12, p. 1667 (Рус. перев.: Ясухара, Накадзима. Аналогия между обтеканием параллельным потоком и потоком от источника в гиперзвуковой теории тонких тел.— Ракетная техника и космонавтика, 1977, № 12, с. 5).
8. Лебедев М. Г., Савинов К. Г. Удар неравномерного сверхзвукового потока газа в плоскую преграду.— Изв. АН СССР. МЖТ, 1969, № 2, с. 164.
9. Lees L. Laminar heat transfer over blunt-nosed bodies at hypersonic flight speeds.— Jet Propulsion, 1956, v. 26, № 4, p. 259.
10. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959. 220 с.
11. Пилюгин Н. Н., Тирский Г. А. Гиперзвуковое обтекание невязким излучающим газом плоских затупленных тел.— ПМТФ, 1975, № 3, с. 68.

Москва

Поступила в редакцию  
10.XII.1979