4. **Колпаков А. Г.** Эффективные жесткости композиционных пластинок // ПММ.— 1982.— Т. 46, вып. 2.
5. **Тихонов А. Н., Арсенин В. Я.** Методы решения некорректных задач.— М.: Наука, 1986.
6. **Алексеев В. М., Тихомиров В. М., Фомин С. В.** Оптимальное управление.— М.: Наука, 1979.
7. **Колпаков А. Г.** Усредненные характеристики слоистых композитов (численный алгоритм)// Численные методы решения задач теории упругости и пластичности: Материалы IX Всесоюз. конф.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1986.
8. **Аннин Б. Д., Колпаков А. Г.** Проектирование слоистых композитов с заданными деформационно-прочностными характеристиками // Механика композит. материалов.— 1987.— № 1.
9. **Лурье К. А., Черкаев А. В.** Регуляризация проблемы оптимального проектирования неоднородных упругих тел с помощью композиционных материалов // V Всесоюз. съезд по теор. и прикл. механике.— Алма-Ата: Наука, 1981.

г. Новосибирск *Поступила 9/II 1988 г.*

УДК 533.6.011.8 : 533.694.71/72

А. В. Ботин, В. Н. Гусев, В. П. Провоторов

ГИПЕРЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННЫХ КРОМОК ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

При планирующем спуске с орбиты летательный аппарат подвергается интенсивному нагреванию в континуальной области обтекания. В то же время даже при относительно низких высотах полета и малых радиусах затупления отдельных элементов летательного аппарата и, следовательно, при малых значениях локального числа Рейнольдса в этих областях ударную волну уже нельзя рассматривать как разрыв, на котором выполняются соотношения Рэнкина — Гюгонио, и влияние вязкости не будет ограничено тонким пограничным слоем. При гиперзвуковых скоростях из-за большой энергии потока в возмущенной области течения существенными могут стать такие физико-химические процессы, как гетерогенные химические реакции, диссоциация, возбуждение колебательных, вращательных и поступательных степеней свободы молекул.

Первоначально основным источником информации в рассматриваемой переходной области был эксперимент. В последующем для однородного газа стали успешно применяться численные методы решения уравнения Больцмана, среди которых наибольшее развитие получил метод прямого статистического моделирования Монте-Карло. Однако при учете физико-химических процессов в воздухе такие исследования пока, как правило, проводятся лишь с помощью уравнений Навье — Стокса или их моделей с граничными условиями скольжения и скачка температуры. Строгого обоснования применимости этих уравнений нет, однако многочисленные сопоставления с результатами экспериментов и численных расчетов кинетического уравнения Больцмана для однородного газа показывают, что уравнения Навье — Стокса могут успешно использоваться при изучении гиперзвуковых течений при малых числах Рейнольдса. Современное состояние вопроса в данной области содержится в [1].

Ниже в рамках теории тонкого вязкого ударного слоя проведено численное исследование обтекания затупленных кромок и носовых частей гиперзвукового летательного аппарата, сравниваются полученные результаты с экспериментальными данными.

1. Проведенный в [2] анализ показал, что в переходной области при скоростях, меньших или порядка первой космической, неравновесные физико-химические процессы в воздухе оказывают относительно слабое влияние на процессы передачи импульса и энергии элементу поверхности обтекаемого тела. На этих режимах в первом приближении состав воздуха можно считать замороженным и течение в тонком вязком ударном слое в окрестности затупленной кромки описывать следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial s'}\left(h_2'\rho' u'\right) + \frac{\partial}{\partial n'}\left(h_1' h_2' \rho' v'\right) = 0, \tag{1.1}$$

$$\rho'\left(\frac{u'}{h_1'}\frac{\partial u'}{\partial s'}+v'\frac{\partial u'}{\partial n'}\right)=-\frac{\varepsilon}{2h_1'}\frac{\partial p_w'}{\partial s'}+m\frac{\partial}{\partial n'}\left(\mu'\frac{\partial u'}{\partial n'}\right),$$

$$\frac{\partial p'}{\partial n'}=2k'\rho' u'^2,\quad \rho'\left(\frac{u'}{h_1'}\frac{\partial w'}{\partial s'}+v'\frac{\partial w'}{\partial n'}\right)=m\frac{\partial}{\partial n'}\left(\mu'\frac{\partial w'}{\partial n'}\right),$$

$$\rho'\left(\frac{u'}{h_1'}\frac{\partial H'}{\partial s'}+v'\frac{\partial H'}{\partial n'}\right)=m\left[\frac{\partial}{\partial n'}\left(\frac{\mu'}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial H'}{\partial n'}\right)+\left(1-\frac{1}{\mathrm{Pr}}\right)\frac{\partial}{\partial n'}(u'^2+w'^2)\right],$$

$$p'=2\rho' h',\ \mu'=\mu'(h').$$

Здесь и ниже $s'R$, $\varepsilon n'R$ — координаты, связанные с внешней нормалью к поверхности тела; R — радиус кривизны в критической точке; h_1, h_2 — коэффициенты Ламэ; k'/R — кривизна поверхности; $u'U_\infty$, $\varepsilon v'U_\infty$, $w'U_\infty$ — составляющие скорости вдоль касательного, нормального и бинормального направлений к телу соответственно; U_∞ — скорость невозмущенного потока; $\rho'\rho_\infty/\varepsilon$ — плотность; $p'\rho_\infty U_\infty^2/2$ — давление; $h = c_pT = h'U_\infty^2/2$ — энтальпия; $H' = h' + u'^2 + w'^2$; $\mu'\mu_0$ — вязкость; γ — отношение удельных теплоемкостей; Pr — число Прандтля; $\mathrm{Re}_0 = \rho_\infty U_\infty R/\mu_0$ — число Рейнольдса, подсчитанное по коэффициенту вязкости μ_0 при температуре торможения $T_0 = U_\infty^2/2c_p$; $\varepsilon = (\gamma-1)/2\gamma$; $m = (\varepsilon\,\mathrm{Re}_0)^{-1}$; штрихом отмечены безразмерные величины; индексы ∞ и w относятся к параметрам на бесконечности и на поверхности тела.

Предполагаем, что система (1.1) удовлетворяет на поверхности тела граничным условиям скольжения и скачка температуры

(1.2) $$u'=\frac{2-a_1\beta_1}{\beta_1}(2\pi\varepsilon h')^{1/2}\frac{m\mu'}{p'}\frac{\partial u'}{\partial n'},\quad \rho' v'=(\rho_w' v_w')=g_w,$$

$$w'=\frac{2-a_1\beta_1}{\beta_1}(2\pi\varepsilon h')^{1/2}\frac{m\mu'}{p'}\frac{\partial w'}{\partial n'},$$

$$h'=h_w'+\frac{2-a_2\beta_2}{\beta_2}(2\pi\varepsilon h')^{1/2}\frac{2\gamma}{\gamma+1}\frac{m\mu'}{p'\mathrm{Pr}}\frac{\partial h'}{\partial n'}.$$

Коэффициенты аккомодации β_i во всех расчетах, кроме вариантов, где исследовалось их влияние, полагались равными единице, $a_1 = 0{,}988$, $a_2 = 0{,}827$.

На внешней границе ударного слоя использовались обобщенные условия Рэнкина — Гюгонио:

(1.3) $$\rho' v' = -\cos\chi\sin\sigma,\ p' = 2\cos^2\chi\sin\sigma,$$

$$\cos\chi\sin\sigma(\cos\chi\cos\sigma - u') = m\mu'\partial u'/\partial n',$$

$$\cos\chi\sin\sigma(\sin\chi - w') = m\mu'\partial w'/\partial n',$$

$$\cos\chi\sin\sigma\left(H_\infty' - H'\right) = m\mu'\left[\frac{1}{\mathrm{Pr}}\frac{\partial H'}{\partial n'}+\left(1-\frac{1}{\mathrm{Pr}}\right)\frac{\partial}{\partial n'}(u'^2+w'^2)\right],$$

где χ — угол между вектором скорости невозмущенного потока и плоскостью, перпендикулярной передней кромке поверхности (угол стреловидности); σ — угол наклона поверхности скачка к плоскости симметрии тела.

Для зависимости коэффициента вязкости воздуха от температуры в численных расчетах использовалась аппроксимация $\mu_*(T)$, предложенная в [3], которая при малых температурах линейна, при умеренных соответствует закону Сазерленда, а при больших близка к степенной с показателем степени $n = 0{,}67$ и $0{,}85$.

При численном интегрировании система (1.1) с граничными условиями (1.2), (1.3) преобразовывалась к новым переменным типа Дородницына — Лиза и решалась конечно-разностным методом [4]. Расчеты охватывают широкий диапазон изменения параметров подобия и прово-

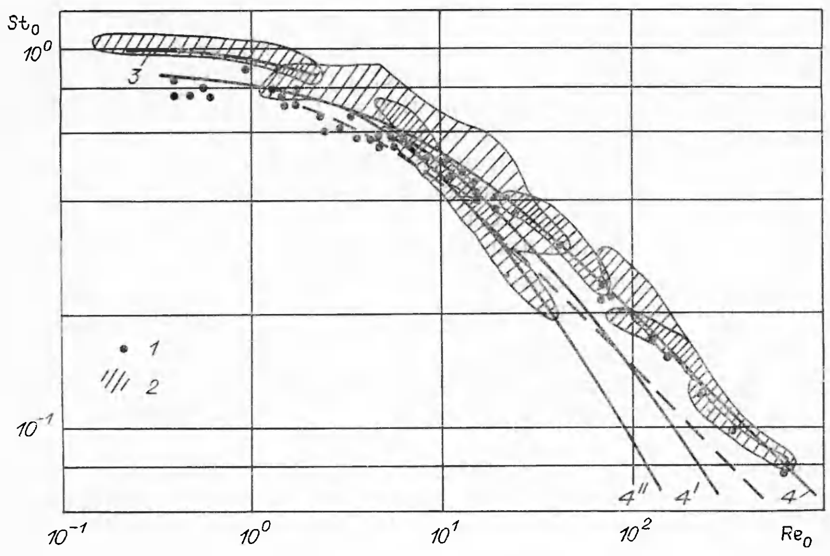


Рис. 1

дились для течений с осевой и плоской симметрией для тел, образующие которых задавались кривыми второго порядка.

2. Для гиперзвуковых течений с замороженным составом воздуха остаются справедливыми законы подобия, сформулированные для термодинамически совершенного газа. Согласно им, условия моделирования таких течений будут выполнены при равенстве критериев подобия: числа Маха M_∞, Re_0, температурного фактора $t_w = T_w/T_0$, γ, набора параметров $\varkappa_i$, определяющих переносные свойства воздуха, и β_i.

Выбор системы критериев подобия, включающей Re_0, объясняется здесь следующими причинами. Во-первых, она не изменяется в предельном случае обтекания при $M_\infty \to \infty$. Во-вторых, на режиме гиперзвуковой стабилизации использование критерия Re_0 позволяет скоррелировать результаты не только при изменении M_∞, но в ряде случаев и при изменении других параметров подобия [5]. И в-третьих, при $U_\infty = \text{const}$ из условия $Re_0 = \text{const}$ вытекает выполнение закона бинарного подобия $\rho_\infty R = \text{const}$ при моделировании неравновесных течений вблизи обтекаемого тела [2].

Влияние указанных выше критериев подобия на аэродинамические и тепловые характеристики затупленных кромок при малых Re_0 можно оценить на примере течения в окрестности осесимметричной критической точки ($j = 1$), изучению которой посвящено значительное число работ. Анализ этих данных показывает, что в переходной области заметно влияют на обтекание затупленного тела переносные свойства среды и степень охлаждения поверхности тела [3]. При $t_w = O(1)$ достаточно большими здесь оказываются эффекты скольжения на поверхности тела, а при малых Re_0 — и на ударной волне. Учет их существенно сближает полученные с помощью уравнений Навье — Стокса расчетные данные с экспериментальными. Лишь при достаточно малых значениях t_w ($\leqslant 0{,}1$) и строгом моделировании переносных свойств среды роль перечисленных выше эффектов становится пренебрежимо малой. Это, например, следует из приведенной на рис. 1 зависимости числа Стантона $St_0 = q_{w0}/c_p\rho_\infty U_\infty \times T_0(1 - t_w)$ от Re_0 (экспериментальные *1*, *2* и расчетные *3* данные заимствованы из [6—8] соответственно, расчетные *4* получены в приближении тонкого вязкого ударного слоя). Согласие между всеми расчетными и экспериментальными результатами вполне удовлетворительное.

Для критической линии ($j = 0$) с углом стреловидности χ результаты аналогичного изучения в приближении вязкого ударного слоя приведены ниже. В отличие от [9, 10] для исследования вопросов моделирования рассмотрены, как и в [3], такие режимы обтекания: 1) $U_\infty = 7{,}8$ км/с, $M_\infty \gg 1$, $0{,}02 \leqslant t_w \leqslant 0{,}05$; 2) $M_\infty = 15$, $T_0 = 2000$ K, $t_w = 0{,}15$; 3) $M_\infty = 6{,}5$, $T_0 = 1000$ K, $t_w = 0{,}3$. Остальные критерии подобия во всех случаях одинаковы: $\gamma = 1{,}4$, $\mathrm{Pr} = 0{,}71$, $\beta_i = 1$; зависимость коэффициента вязкости от температуры соответствовала аппроксимации $\mu_*(T)$. Первый из рассмотренных вариантов отвечает натурным условиям обтекания при замороженном составе воздуха, второй и третий реализуются в гиперзвуковых и вакуумных аэродинамических трубах.

Расчеты, проведенные при $2 \leqslant \mathrm{Re}_0 \leqslant 10^3$ и $0 \leqslant \chi \leqslant 75°$, показали, что относительная теплопередача на критической линии $\mathrm{St}_0'(\chi) = \mathrm{St}_0(\chi)/\mathrm{St}_0$ (St_0 — число Стантона при $\chi = 0$) определяется зависимостью

$$\mathrm{St}_0'(\chi) = (\cos\chi)^{a_0 + a_1 t_w + a_2 t_w^2}, \tag{2.1}$$

где $a_0 = 1{,}36 - 0{,}26\,\mathrm{Re}_0^{-1/2} + 0{,}03\,\mathrm{Re}_0^{-1}$; $a_1 = -1{,}01 + 1{,}29\,\mathrm{Re}_0^{-1/2} - 0{,}52\,\mathrm{Re}_0^{-1}$; $a_2 = 1{,}07 + 7{,}6\,\mathrm{Re}_0^{-1/2} - 9{,}06\,\mathrm{Re}_0^{-1}$.

Так же как и при осевой симметрии, теплообмен на критической линии при $t_w \leqslant 0{,}1$ практически не зависит от степени охлаждения поверхности тела. Соответствующие этому случаю значения St_0 приведены на рис. 1 (штриховая линия).

Для других величин, таких как коэффициент продольного трения C_f и толщина ударного слоя n_s, аналогичные соотношения не зависят от t_w во всем рассмотренном диапазоне изменения параметров подобия:

$$c_{f0}'(\chi) = c_{f0}(\chi)/c_{f0} = (\cos\chi)^{b_0},\quad b_0 = 1{,}34 - 1{,}03\,\mathrm{Re}_0^{-1/2} - 0{,}73\,\mathrm{Re}_0^{-1}, \tag{2.2}$$

$$n_{s0}'(\chi) = n_{s0}(\chi)/n_{s0} = (\cos\chi)^{c_0},\quad c_0 = -0{,}26 - 2{,}24\,\mathrm{Re}_0^{-1/2} + 1{,}92\,\mathrm{Re}_0^{-1}.$$

Погрешность предложенных аппроксимаций на указанных режимах при $\chi \leqslant 60°$ не превышает 5% и достигает 10% при $\chi = 75°$.

При неполной аккомодации импульса и энергии на поверхности тела дополнительные численные исследования показали, что при $0{,}5 \leqslant \beta_i \leqslant 1$ изменения в St_0 оказались максимальными при $t_w = O(1)$ и доходили до 30% при $\mathrm{Re}_0 = 2$. С ростом Re_0 и уменьшением t_w влияние этих процессов на теплопередачу уменьшалось.

3. В континуальной области течения эффективным средством снижения тепловых потоков к телу является вдув охлаждающего газа. Известно, что с уменьшением Re_0 влияние этого процесса на теплообмен уменьшается, исчезая в предельном случае свободномолекулярного обтекания. Для количественной оценки этого влияния воспользуемся результатами численного изучения уравнений тонкого вязкого ударного слоя (1.1).

Для критической точки и линии при $\chi = 0$ результаты таких систематических исследований даны в [11], где получена универсальная зависимость относительной теплопередачи при вдуве однородного газа $\mathrm{St}_{0j}' = \mathrm{St}_{0j}/\mathrm{St}_0$ от обобщенного параметра $F_0 = g_w\sqrt{\mathrm{Re}_0}/[(1+j)^{1/4} \times (1 + 2{,}2 t_w^{1/3}\mathrm{Re}_0^{1/2})]$, объединяющего критерии подобия Re_0, t_w, g_w. Заимствованные из этой работы значения St_{0j} в критической точке, отвечающие натурным условиям обтекания при $g_w = 0{,}1$ и $0{,}2$, приведены на рис. 1 (кривые $4'$ и $4''$ соответственно). При уменьшении Re_0 эффективность однородного с внешним потоком вдува снижается, однако при $\mathrm{Re}_0 = 10^2$ она еще значительна. При меньших Re_0 больший эффект может быть достигнут при вдуве инородного газа. Проведенные расчеты с гелием показывают, что эффективность инородного вдува сохраняется даже при $\mathrm{Re}_0 = 10$.

При $\chi \neq 0$ аналогичные расчеты, проведенные в широком диапазоне изменения критериев подобия, показывают, что полученные при $g_w = 0$ выражения для относительных параметров $\mathrm{St}_0'(\chi)$, $c_{f0}'(\chi)$, $n_{s0}'(\chi)$ (2.1), (2.2) с погрешностью, не превышающей 6% при $\chi \leqslant 60°$, сохраняются и при слабом вдуве. Некоторые результаты сравнения для теплопередачи $\mathrm{St}_0'(\chi)$ при $\mathrm{Re}_0 = 10$, $M_\infty \gg 1$, $t_w = 0{,}02$ даны в таблице.

Перейдем к оценке эффективности слабого сосредоточенного вдува. Пусть в окрестности критической точки тела через отверстие радиуса r_* вдувается газ с расходом Q_w. В этом случае второе из граничных условий (1.2) на поверхности тела запишется в виде

$$\rho'v' = \bar{g}_w = Q_w/\pi\rho_\infty U_\infty r_*^2 \quad \text{при} \quad 0 \leqslant r \leqslant r_*, \quad \rho'v' = 0 \quad \text{при} \quad r > r_* \tag{3.1}$$

(r — расстояние от оси симметрии до образующей тела). Поставим в соответствие сосредоточенному вдуву с разрывными граничными условиями

g_w	$\mathrm{St}_0'(\chi)$					g_w	$\mathrm{St}_0'(\chi)$				
	χ, град						χ, град				
	15	30	45	60	75		15	30	45	60	75
0	0,950	0,811	0,610	0,386	0,176	0,19	0,951	0,813	0,619	0,400	0,190
0,10	0,950	0,812	0,615	0,393	0,183	0,32	0,943	0,805	0,627	0,408	0,200

(3.1) на поверхности тела непрерывный пикообразный вдув

$$g_w = g_{w0} e^{-\alpha\left(r'/r'_*\right)^2} \tag{3.2}$$

с тем же самым суммарным расходом Q_w, он уже через всю поверхность тела

$$\bar{g}_w = 2g_{w0}\int_0^{s_*} e^{-\alpha\left(r'/r'_*\right)^2} r'ds',$$

где s_* — значение длины в ньютоновской точке отрыва.

Численное интегрирование уравнений (1.1) с граничным условием (3.2) было выполнено для сферической поверхности при нескольких значениях $g_{w0}/\bar{g}_w$. При трубных условиях ($\mathrm{Re}_0 = 48$, $\mathrm{M}_\infty = 6{,}5$, $t_w = 0{,}3$, $\gamma = 1{,}4$) результаты этих расчетов по теплопередаче приведены на рис. 2 (*1* — $\bar{g}_w = 0$; *2* — $g_{w0}/\bar{g}_w = 1$; *3* — $g_{w0}/\bar{g}_w = 1{,}5$; *4* — $g_{w0}/\bar{g}_w = 2{,}5$). Они показывают, что влияние сосредоточенного вдува локализуется вблизи зоны вдува и не распространяется вдоль образующей тела.

Аналогичный результат получен и в экспериментах, проведенных в вакуумной аэродинамической трубе при указанных выше условиях. Испытания проводились на сферической модели, изготовленной из эбонита. Вдув охлаждающего газа (воздуха или гелия) осуществлялся через отверстие радиуса $r_* = R/30$ в критической точке сферы. Расход газа определялся по падению давления в расходном бачке фиксированного объема при истечении из него газа через мерные шайбы различных диаметров.

Для измерения тепловых потоков использовался метод термоиндикаторных покрытий. В эксперименте применялись одно- и двухслойные термоиндикаторы с критическими температурами $T_* = 50$—66°C. Методические вопросы использования этого метода в вакуумных аэродинамических трубах даны в [12].

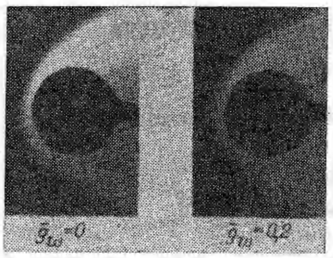
Результаты экспериментов приведены на рис. 2. Распределение St по поверхности сферы при $s' > 0{,}4$ в пределах погрешности метода оказалось одним и тем же при всех значениях относительного расхода вдуваемого газа (*5* — $\bar{g}_w = 0$; *6* — воздух, $\bar{g}_w \leqslant 0{,}32$; *7* — гелий, $\bar{g}_w \leqslant 0{,}02$). На локализацию возмущений вблизи зоны сосредоточенного вдува указывают и приведенные на рис. 2 фотографии обтекания, полученные с помощью метода тлеющего разряда.

4. Рассмотрим влияние формы затупления на сопротивление C_x и суммарный тепловой поток St_Σ, приходящийся на омываемую поверхность кромки s с характерным размером миделева сечения r_w:

$$C_x = \frac{1}{\pi^j r_w^{j+1}}\int_s \left(p'\sin\theta + c_f'\cos\theta\right)ds, \quad \mathrm{St}_\Sigma = \frac{1}{\pi^j r_w^{j+1}}\int_s \mathrm{St}\,ds. \tag{4.1}$$

Как показал предыдущий анализ, при малых числах Рейнольдса ($\mathrm{Re}_0 < 10^2$) существенными в окрестности критической точки (линии) становятся эффекты разреженности среды. Их учет при определении входящих в выражения (4.1) локальных характеристик p', c_f', St требует строгого выполнения условий моделирования по всем указанным выше критериям подобия. Например, при несоответствии температурных факторов в натурных и трубных экспериментах разница между значениями St при $\mathrm{Re}_0 = O(1)$ может достигать 40%.

По мере удаления от критической точки тела роль эффектов разреженности на течение будет уменьшаться, и для локальных характеристик устанавливаются хорошо известные функциональные связи, вытекающие из теории пограничного слоя. Это, например, следует из приведенных на рис. 3 расчетных (сплошные линии) и экспериментальных (точки *1* [13]) данных по локальной теплопередаче вдоль поверхности параболоида вращения ($5 \leqslant \mathrm{Re}_0 \leqslant 19$, $\mathrm{M}_\infty = 6{,}5$, $t_w^* = 0{,}3$, $\gamma = 1{,}4$). При $s/R \geqslant 2$ экспериментальные и расчетные значения $\mathrm{St}\sqrt{\mathrm{Re}_0}$ перестают зависеть от Re_0 и приближаются к предельной зависимости, соответствующей $\mathrm{Re}_0 > 10^3$. Аналогичный вывод подтверждается и экспериментальными результатами [13] по теплопередаче, полученными для затупленного конуса с углом раствора $2\theta = 20°$ при $2{,}6 \leqslant \mathrm{Re}_0 \leqslant 8{,}6$ (точки *2* на рис. 3).



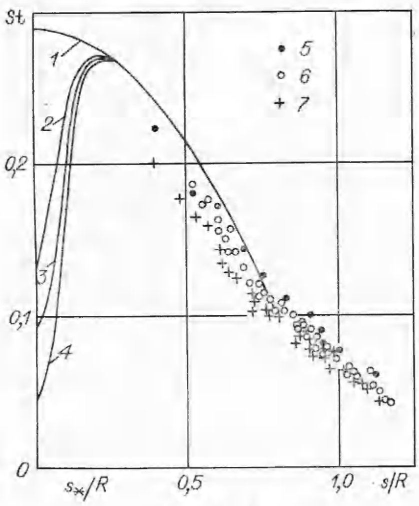


Рис. 2

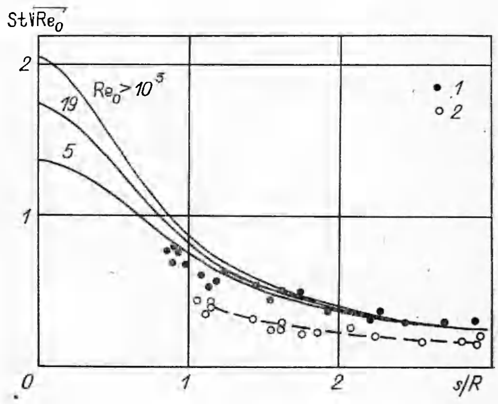


Рис. 3

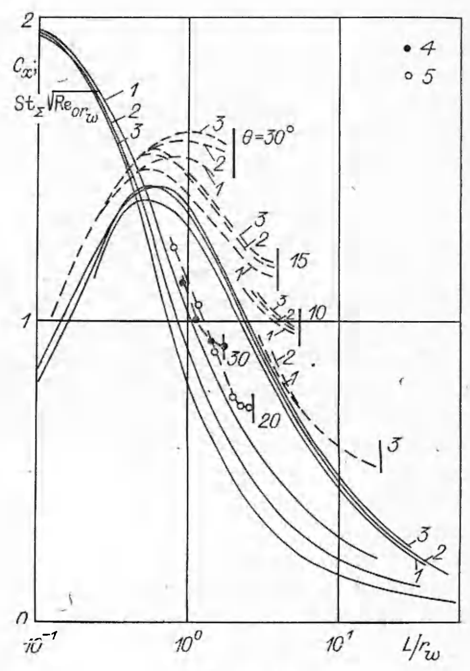


Рис. 4

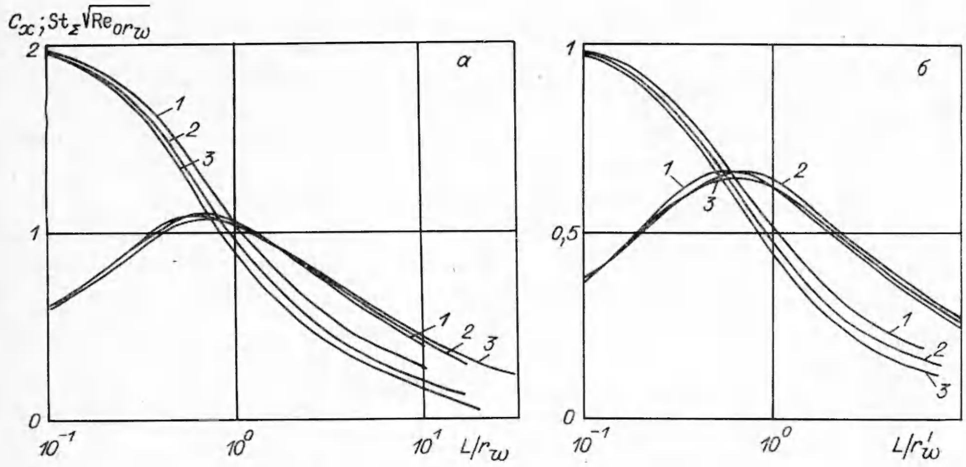


Рис. 5

Результаты численных расчетов суммарных аэродинамических и тепловых характеристик осесимметричных тел ($j = 1$), образующие которых задавались в виде парабол (сплошные линии) и гипербол с асимптотическими углами полураствора $\theta = 3,\ 10,\ 15,\ 30°$ (штриховые), представлены на рис. 4, где показано изменение C_x и $St_\Sigma \sqrt{Re_{0r_w}}$ в зависимости от относительной длины тела L/r_w при натурных условиях обтекания ($M_\infty \gg 1$, $0{,}02 \leqslant t_w \leqslant 0{,}05$) при нескольких фиксированных значениях $Re_{0r_w} = \rho_\infty U_\infty r_w / \mu_0$ ($Re_{0r_w} = 16;\ 32;\ 64$ — кривые *1—3*). Вертикальными линиями отмечены предельные значения L_*/r_w для гиперболоидов, при которых $R/r_w = 0$.

Приведенные данные показывают, что при фиксированном значении миделя сопротивление параболоида C_x монотонно уменьшается с ростом L/r_w, а суммарный тепловой поток St_Σ, приходящийся на его омываемую поверхность, изменяется немонотонно, достигая максимума при конечном удлинении тела. При уменьшении L/r_w этот эффект очевиден, так как связан с уменьшением теплового потока в критической точке тела при росте радиуса кривизны R. Более интересен результат, полученный при увеличении относительной длины тела: несмотря на значительный рост локального теплового потока в критической точке тела при $R \to 0$, суммарный тепловой поток к телу в исследованном диапазоне изменения L/r_w уменьшается.

Для тел с $\theta = \text{const}$ (гиперболоид, затупленный конус) уменьшение суммарных аэродинамических и тепловых характеристик при увеличении L/r_w продолжается не до предельных значений L_*/r_w, соответствующих обтеканию заостренного тела. Минимальные значения этих характеристик достигаются при конечных значениях радиуса кривизны тела в критической точке. Для суммарного теплообмена это следует из приведенных на рис. 4 расчетных зависимостей $St_\Sigma \sqrt{Re_{0r_w}}$ для гиперболоидов, для C_x — из приведенных там же экспериментальных данных для затупленных конусов, полученных в вакуумной аэродинамической трубе при $20 \leqslant Re_0 \leqslant 40$, $M_\infty = 6{,}5$, $t_w = 0{,}3$, $\gamma = 1{,}4$ (*4*, *5* для $\theta = 20;\ 30°$).

При $L/r_w = O(1)$, когда течение вблизи затупленного тела определяется в основном особенностями течения в окрестности критической точки, его суммарные аэродинамические и тепловые характеристики при малых Re_0 будут зависеть от всей совокупности параметров подобия, определяющих гиперзвуковое обтекание тел разреженным газом. По мере увеличения L/r_w влияние несоответствия между отдельными критериями подобия на суммарные характеристики уменьшается. Некоторые из них, например $St_\Sigma \sqrt{Re_{0r_w}}$, для подобных тел становятся универсальными, не зависящими от Re_{0r_w}.

Для затупленных кромок ($j = 0$), образующие которых задавались в виде парабол, результаты аналогичных численных исследований при натурных условиях обтекания ($M_\infty = 25$, $t_w = 0{,}02$) приведены на рис. 5, *а*, *б* ($\chi = 0$ и 45° соответственно), где показано изменение суммарных характеристик C_x и $St_\Sigma \sqrt{Re_{0r_w}}$ в зависимости от относительной длины тела L/r_w при $Re_{0r_w} = 16; 32; 64$ (линии *1—3*). Кроме снижения сопротивления и суммарного теплового потока к затупленным кромкам при увеличении угла стреловидности χ, переход от осесимметричного случая ($j = 1$) к плоскому ($j = 0$) не вносит каких-либо других качественных изменений в поведении этих характеристик.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Гершбейн Э. А., Пейгин С. В., Тирский Г. А.** Сверхзвуковое обтекание тел при малых и умеренных числах Рейнольдса // Итоги науки и техники. Сер. МЖГ.— М.: ВИНИТИ, 1985.— № 19.
2. **Гусев В. Н., Провоторов В. П., Рябов В. В.** О роли физико-химических процессов в задачах моделирования гиперзвуковых течений разреженного газа // Учен. зап. ЦАГИ.— 1981.— Т. 12, № 4.
3. **Гусев В. Н., Провоторов В. П.** Моделирование натурных условий высотного полета в аэродинамических трубах // Учен. зап. ЦАГИ.— 1982.— Т. 13, № 3.
4. **Денисенко О. В., Провоторов В. П.** Исследование течений вязкого газа при умеренных числах Рейнольдса // Тр. ЦАГИ.— 1985.— Вып. 2269.
5. **Гусев В. Н., Ерофеев А. И. и др.** Теоретические и экспериментальные исследования обтекания тел простой формы гиперзвуковым потоком разреженного газа // Тр. ЦАГИ.— 1977.— Вып. 1855.
6. **Гусев В. Н., Никольский Ю. В.** Экспериментальное исследование теплопередачи в критической точке сферы в гиперзвуковом потоке разреженного газа // Учен. зап. ЦАГИ.— 1971.— Т. 2, № 1.
7. **Nomura S.** Correlation of hypersonic stagnation point heat transfer at low Reynolds number // AIAA J.— 1983.— V. 21, N 11.
8. **Ларина И. Н., Рыков В. А.** Влияние вращательных степеней свободы молекул на потоки энергии в разреженном газе // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1977.— № 5.
9. **Брыкина И. Г., Гершбейн Э. А.** Гиперзвуковой вязкий ударный слой на стреловидных крыльях бесконечного размаха, обтекаемых под углом атаки // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1979.— № 2.
10. **Гершбейн Э. А., Щелин В. С., Юницкий С. А.** Численное исследование гиперзвукового вязкого ударного слоя на крыльях бесконечного размаха, обтекаемых под углом атаки и скольжения // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1984.— № 2.
11. **Провоторов В. П., Степанов Э. А.** Численное исследование вязкого ударного слоя в окрестности критической точки при наличии вдува газа // Учен. зап. ЦАГИ.— 1985.— Т. 16, № 4.
12. **Гусев В. Н., Климова Т. В., Черникова Л. Г.** Экспериментальный контроль измерения тепловых потоков с помощью двухслойных термоиндикаторных покрытий // Учен. зап. ЦАГИ.— 1983.— Т. 14, № 5.
13. **Климова Т. В., Черникова Л. Г.** Исследование теплопередачи в гиперзвуковом потоке разреженного газа. Динамика разреженных газов // Тр. VI Всесоюз. конф.— Новосибирск, 1980.— Ч. 2.

г. Москва *Поступила 26/VI 1986 г.*