

О ТЕЛАХ ВРАЩЕНИЯ С МИНИМАЛЬНЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ЛОБОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ И МАЛОЙ ТЕПЛОПЕРЕДАЧЕЙ ПРИ БОЛЬШИХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ ПОЛЕТА

Г. Л. ГРОДЗОВСКИЙ

(Москва)

На базе модифицированной теории Ньютона и теории автомодельных гиперзвуковых течений исследуется форма оптимального контура тела вращения с минимальным коэффициентом лобового сопротивления при гиперзвуковых скоростях. Показано, что тела оптимальной формы имеют также малый коэффициент теплопередачи — значительно меньший, чем у конического тела. Экспериментально установлено, что оптимальные свойства рассмотренных тел вращения сохраняются и при умеренных сверхзвуковых скоростях полета.

1. Тело вращения с минимальным коэффициентом сопротивления при гиперзвуковых скоростях. Оптимальные формы тел вращения при гиперзвуковых скоростях полета на основе разных теоретических представлений и для различных постановок (заданное удлинение L° , объем V и др.) подробно рассмотрены в работах [1–21]. Представляет интерес определение формы тела вращения с абсолютным минимумом коэффициента лобового сопротивления c_x . Как известно коэффициент лобового сопротивления при сверхзвуковых скоростях полета можно представить в виде суммы коэффициента волнового сопротивления и коэффициента сопротивления трения. С увеличением удлинения тела $L^\circ = L/r_0$ (длина L отнесена к радиусу основания тела r_0) волновое сопротивление тела уменьшается, а сопротивление трения растет; при некотором оптимальном удлинении L_{opt}° можно ожидать абсолютного минимума c_x для тела оптимальной формы.

Рассмотрим вначале приближенное решение этой задачи на основе модифицированной теории Ньютона. В работах [22, 23, 1] на основе анализа точных решений (обтекание конуса, клина) и экспериментальных данных было показано, что при гиперзвуковых скоростях потока коэффициент давления у тела c_p приближенно может определяться по следующей модифицированной формуле Ньютона:

$$c_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_\infty u_\infty^2} \approx k \sin^2 \omega \quad (1.1)$$

Здесь p_∞ , ρ_∞ и u_∞ — соответственно давление, плотность и скорость в набегающем потоке, ω — местный угол наклона контура тела, $k = 2.091$ — коэффициент по расчету обтекания конусов при $M_\infty \rightarrow \infty$ и отношении теплоемкостей $\kappa = 1.4$.

С учетом коэффициента трения c_f и соотношения (1.1) коэффициент полного сопротивления тела вращения c_x (отнесен к площади мидела) определится следующим соотношением [1]

$$c_x = 2k \int_0^{L^\circ} \left(\frac{r^\circ r^{\circ 2}}{1 + r^{\circ 2}} + \frac{c_f}{k} r^\circ \right) dx^\circ \quad \left(r^\circ = \frac{r}{r_0}, x^\circ = \frac{x}{r_0}, L^\circ = \frac{L}{r_0} \right) \quad (1.2)$$

Здесь x, r — координаты тела, L° — удлинение тела, штрихом обозначена производная по x° .

Выражение (1.2) явилось исходным для ряда вариационных задач по приближенному определению серии оптимальных контуров тел вращения при различных дополнительных условиях [1, 2, 17]. Отметим некоторые основные результаты, необходимые для дальнейшего анализа. Для тонких тел соотношение (1.2) упрощается.

$$c_x \approx 2k \int_0^{L^\circ} \left(r^\circ r^{\circ/3} + \frac{c_f}{k} r^\circ \right) dx^\circ \quad (1.3)$$

Для заданного удлинения тела L° , без учета трения ($c_f = 0$), наименьший коэффициент лобового сопротивления имеет оптимальный степенной контур $r^\circ = (x/L)^\circ m$ с показателем степени $m = 0.75$. При обычных в аэродинамике удлинениях тела L° решение на базе уравнения (1.2) (при $c_f = 0$) мало отличается от указанного степенного контура [1, 2]. Если при заданном удлинении L° необходим больший объем тела V , то контур оптимального тела вращения с заданным удлинением и объемом определяется следующим соотношением [1]:

$$x^\circ = \int_0^{r^\circ} \frac{c_1 \sqrt[3]{r^\circ}}{\sqrt{1 + Ar^{\circ-2}}} dr^\circ \quad (1.4)$$

Приведем результаты значений $\xi = x/L$ и r° , вычисленных для ряда значений параметра A и соответствующих им значений относительного объема тела V° (относен к объему конуса с тем же удлинением), случай $A = 0$ соответствует оптимальному степенному контуру $r^\circ = (x/L)^{0.75}$:

$\xi = 0.0105$	0.032	0.0632	0.150	0.227	} $A=0$ $V^\circ=1.20$
$r^\circ = 0.0384$	0.081	0.1325	0.248	0.336	
$\xi = 0.285$	0.361	0.466	0.611	0.820	
$r^\circ = 0.395$	0.474	0.568	0.695	0.863	
$\xi = 0.034$	0.094	0.168	0.254	0.350	} $A=-0.99$ $V^\circ=1.29$
$r^\circ = 0.10$	0.20	0.30	0.40	0.50	
$\xi = 0.455$	0.575	0.711	0.878	0.931	
$r^\circ = 0.60$	0.70	0.80	0.90	0.95	
$\xi = 0.0326$	0.0846	0.148	0.221	0.302	} $A=-0.999$ $V^\circ=1.51$
$r^\circ = 0.10$	0.20	0.30	0.40	0.50	
$\xi = 0.392$	0.493	0.609	0.750	0.865	
$r^\circ = 0.60$	0.70	0.80	0.90	0.96	
$\xi = 0.0307$	0.081	0.141	0.210	0.287	} $A=-0.9995$ $V^\circ=1.56$
$r^\circ = 0.10$	0.20	0.30	0.40	0.50	
$\xi = 0.372$	0.469	0.580	0.717	0.825	
$r^\circ = 0.60$	0.70	0.80	0.90	0.96	
$\xi = 0.029$	0.078	0.135	0.201	0.275	} $A=-0.9999$ $V^\circ=1.64$
$r^\circ = 0.10$	0.20	0.30	0.40	0.50	
$\xi = 0.356$	0.449	0.555	0.688	0.792	
$r^\circ = 0.60$	0.70	0.80	0.90	0.96	

Оптимальные контуры тел вращения при постоянном значении коэффициента трения были исследованы в работах [1, 12], при изменяемом вдоль контура значениях c_f — в работе [14]. Для заданного удлинения тела и $c_f = \text{const}$ контур тела вращения с минимальным коэффициентом сопротивления определяется соотношением

$$\frac{x^\circ}{c_1} + c_2 = \frac{z^2}{\eta(z^3 - \eta)} - \frac{1}{6\eta^{4/3}} \ln \frac{z^2 + z\eta^{1/3} + \eta^{2/3}}{(z - \eta^{1/3})^2} + \frac{1}{\sqrt[3]{3}\eta^{1/3}} \arctg \frac{2z + \eta^{1/3}}{\sqrt[3]{3}\eta^{1/3}} \quad (1.5)$$

$$\left\{ z = \left(\frac{c_1}{r^\circ} + \frac{c_f}{2k} \right)^{1/3}, \eta = \frac{c_f}{2k} \right\}$$

С учетом сил трения форма оптимального тела вращения становится более полой. Если проварьировать удлинение тела, то можно показать, что абсолютный ми-

нимум коэффициента лобового сопротивления в указанной постановке соответствует коническому телу¹ ($m = 1$) с удлинением

$$L_{\text{opt}} = \sqrt[3]{2k / c_f} \approx 1.61 / \sqrt[3]{c_f} \quad (1.6)$$

Помимо указанных, решено большое количество вариационных задач по определению оптимальных контуров тел.

Рассмотрим вопрос о точности этих решений. В качестве точного решения для сопоставления используем подробно изученные Л. И. Седовым [24] и развитые в дальнейших исследованиях [1, 3, 6-9, 11, 25] и др. автомодельные движения газа. В связи с тем, что ряд указанных выше приближенных решений приводит к телам вращения степенной формы ($m = 0.75, m = 1$) для сопоставления используем точные решения автомодельного движения газа, вытесняемого цилиндрическим поршнем, расширяющимся по степенному закону при большом перепаде давления на ударной волне [1, 3, 6, 7]. По закону плоских сечений [9, 8] этому нестационарному течению соответствует решение задачи об обтекании тонких тел вращения степенной формы при гиперзвуковых скоростях.

Отметим, что для тел степенной формы $r^\circ = (x^\circ / L^\circ)^m$ вследствие затупления носовой части (увеличивающегося для $m < 1$ при $m = 0.5$ — случай цилиндрического сильного взрыва) с увеличением относительного затупления следует учитывать возрастающее влияние на параметры обтекания слоя потока с повышенной энтропией у поверхности тела [25]. Однако по данным работы [25] в рассматриваемом ниже диапазоне $1 \geq m \geq 0.65$ это влияние на точное распределение давления по телу невелико.

На фиг. 1 по данным [1, 3, 7] приведены кривые распределения давления и плотности ρ, ρ между ударной волной (r_2) и поверхностью расширяющегося по степенному закону поршня (r_{20}) при бесконечно большом перепаде давления на ударной волне и $\kappa = 1.4$. Решения при других значениях κ приведены в работах [29, 30].

Данные фиг. 1 позволяют определить относительное давление на контуре тела при $M_\infty \rightarrow \infty$ и $\kappa = 1.4$ по соотношению

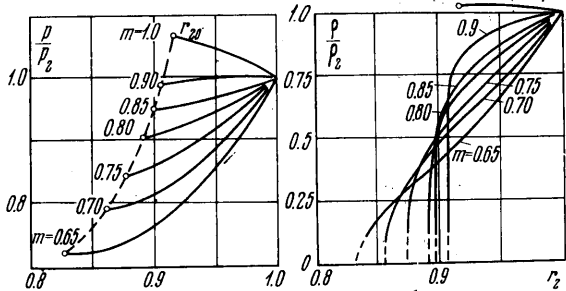
$$c_p = \frac{4}{\kappa + 1} \frac{\omega^2 p_{20}}{r_{20}^2} \quad \left(\omega = \frac{dr}{dx} = \frac{mx^\circ(m-1)}{L^\circ m} \right) \quad (1.7)$$

где r_{20} и p_{20} — относительный радиус и давление на поршне. Приведем значения коэффициентов волнового сопротивления тел вращения степенной формы c_x° с заданным удлинением L° при $M_\infty \rightarrow \infty$.

¹ Отметим, что получающееся при заданном r_0 и L в случае

$$L / r_0 \sqrt[3]{c_f / 2k} \geq 1$$

семейство конических тел (см., например, фиг. 14,2 в [17]) соответствует коническому телу (1.6), где удлинение L° определено по действительной длине конуса.



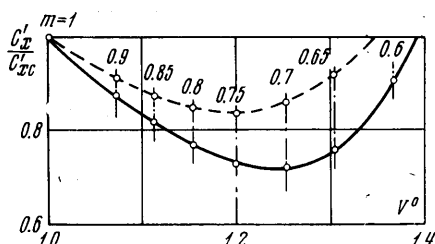
Фиг. 1

$m=1.00$	0.90	0.80	0.75	0.70	0.65	0.60	0.55
$p_{20}=1.050$	0.983	0.891	0.836	0.780	0.713	0.618	0.512
$r_{20}^{20}=0.915$	0.905	0.889	0.875	0.857	0.829	0.777	0.665
$c'_x L^{0.5}$	2.091	1.822	1.604	1.533	1.517	1.583	3.213

Следует иметь в виду, что в носовой точке тела (в окрестности которой поток дозвуковой) относительное давление c_p конечно и равно относительному полному давлению за прямым скачком

$$c_p^* = \frac{2}{\kappa} \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \left(\frac{\kappa + 1}{2\kappa} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (1.8)$$

Вблизи носовой критической точки величина c_p может оцениваться по формуле (1.1) при $k = c_p^*$. Вследствие малой относительной площади затупления этот фактор практически не сказывается на интегральные аэродинамические характеристики степенного тела. Приведенные выше данные



Фиг. 2

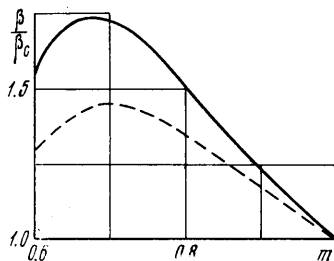
по c'_x определены с запасом, принимая значение c_p для всего контура тела по (1.7). По этим данным на фиг. 2 значения c'_x согласно полученному решению сопоставлены с результатами рассмотренного выше приближенного решения по модифицированной теории Ньютона (без учета трения). На оси ординат фиг. 2 отложен коэффициент волнового сопротивления тела, отнесенный к волновому сопротивлению конуса того же удлинения c_{xc}' , по оси абсцисс отложен относительный объем тела $V^0 = V/V_c$, отнесенный также к объему конуса V_c ; сплошная кривая — точное решение для тонкого тела при $M \rightarrow \infty$, пунктир — приближенное решение по теории Ньютона. Данные фиг. 2 показывают, что количественно результаты точного решения для гиперзвуковых скоростей заметно расходятся с приближенными, основанными на формуле (1.1). По приближенному решению оптимальная форма $r^2 = (x^0/L^0)^{0.75}$ имела волновое сопротивление на 15.6% меньше, чем у конуса. По точному решению в классе степенных тел оптимальная форма $r^2 = (x^0/L^0)^{0.70}$ имеет волновое сопротивление на 27% меньше, чем у конуса. Примерно такое же расхождение с точным решением (но в другую сторону) имеет место при определении c_p по формуле Буземана [8, 9].

Эксперимент, проведенный при больших значениях числа M потока (см., например, [13]), согласуется с результатами точного решения.

В качестве второго примера на фиг. 3 по точному (сплошная кривая) и приближенному решениям (пунктир) без учета трения сопоставлены значения баллистических коэффициентов β тел вращения степенной формы

$$\beta = \frac{\gamma V}{c_x \pi r_0^2} \quad (1.9)$$

где γ — удельный вес, V — объем тела.



Фиг. 3

Величины баллистических коэффициентов β на фиг. 3 отнесены к значениям β_c для конусов с тем же удлинением. Видно, что и в этом случае численные результаты точной теории заметно расходятся с приближенными, основанными на формуле (1.1). Аналогично может быть рассмотрена задача с учетом сил трения.

В качестве третьего примера (с учетом сил трения) для гиперзвуковых скоростей рассмотрим в классе тел вращения степенной формы задачу об оптимальном контуре с абсолютным минимумом коэффициента лобового сопротивления c_x , при постоянном значении коэффициента трения c_f . Выражение для c_x можно записать в виде

$$c_x(L^\circ, m, c_f) = \frac{k}{L^{\circ 2}} \frac{c_x'}{c_{xc'}} + \frac{2c_f}{m+1} L^\circ$$

$$(k = 2.091) \quad (1.10)$$

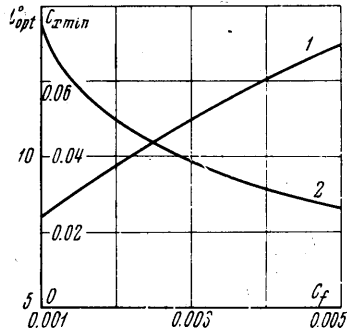
Анализ соотношения (1.10) показывает, что в классе тел вращения степенной формы при $M_\infty \rightarrow \infty$ и $\kappa = 1.4$ оптимальным по $\min c_x$ является не коническое тело (1.6), а $r^\circ = (x^\circ / L^\circ)^{0.80}$ с заметно меньшим, чем по формуле (1.6), оптимальным удлинением

$$L_{\text{opt}}^\circ = 1.43 / \sqrt{c_f} \quad (1.11)$$

Минимальный коэффициент лобового сопротивления такого тела при гиперзвуковых скоростях и $\kappa = 1.4$ составляет

$$c_{x \min} = 2.37 c_f^{2/3} \quad (1.12)$$

На фиг. 4 показано изменение $c_{x \min}$ (кривая 1) и оптимального удлинения L_{opt}° (кривая 2) в зависимости от величины коэффициента трения c_f при $M_\infty \rightarrow \infty$ и $\kappa = 1.4$.



Фиг. 4

2. Теплопередача к телам вращения степенной формы в гиперзвуковом потоке газа. В работе [7] было отмечено благоприятное по теплопередаче распределение поля плотностей и давлений по контуру рассмотренных степенных тел вращения. Приведенные выше на фиг. 1 справа данные соответствуют распределению плотности ρ между ударной волной и контуром тела вращения степенной формы при гиперзвуковом обтекании (плотность за волной ρ_2 связана с величиной плотности в набегающем потоке ρ_∞ известным соотношением $\rho_2 = \rho_\infty (\kappa + 1) / (\kappa - 1)$). Видно, что в отличие от случая обтекания конуса для степенных тел вращения плотность в обтекающем тело потоке от ударной волны к телу непрерывно уменьшается, что должно уменьшать теплопередачу тела по сравнению с конусом того же удлинения. Это явление аналогично известному воздействию на теплопередачу затупления носовой части конуса. Но выполненное с этой целью затупление конуса (фиг. 5) практически не изменяет или увеличивает лобовое сопротивление. У тел вращения степенной формы уменьшения теплопередачи можно ожидать при заметно меньшем лобовом сопротивлении, чем у конуса того же удлинения.

Для определения параметров теплопередачи рассматриваемых степенных тел вращения необходимо знание параметров потока у контура тела — на границе пограничного слоя. Указанная в п. 1 теория автомодельных движений газа и закон плоских течений достаточно точно описывают распределение давления по контуру тела (см. (1.7)). Но получающееся по этой теории нулевое значение плотности на контуре тела (фиг. 1) неточно, в действительности из-за энтропийного эффекта, как показано в работе [25], имеет место хотя и малое, но конечное значение плотности на контуре тела. В соответствии с идеями работы [25] определим распределение плотности по контуру степенного тела вращения (и другие характеристики потока), опираясь на известное распределение давления (1.7) и параметры потока в энтропийном слое, прошедшем прямой скачок у носика тела. Система рас-

четных уравнений запишется в следующем виде:

$$\frac{\rho}{\rho_\infty} = \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \left(c_p \frac{\kappa + 1}{4} \right)^{1/\kappa}, \quad \frac{u}{u_\infty} = \left(1 - \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{c_p}{\rho/\rho_\infty} \right)^{1/2} \quad (2.1)$$

$$M = \left(\frac{2\rho/\rho_\infty}{\kappa c_p} - \frac{2}{\kappa - 1} \right)^{1/2}, \quad \frac{T}{T_{0\infty}} = \frac{1}{1 + M^2(\kappa - 1)/2}$$

На фиг. 5, а в качестве примера приведено распределение параметров потока по контуру степенного тела вращения $r^0 = (x^0/L^0)^{0.65}$, $L^0 = 5.68$ при $M_\infty \rightarrow \infty$ и $\kappa = 1.4$. Величины плотности ρ , скорости u , температуры T и местного числа Рейнольдса R отнесены к соответствующим значениям ρ_c , u_c , T_c и R_c на поверхности конуса с тем же удлинением $L^0 = 5.68$ с углом полураствора $\omega = 10^\circ$ ($\text{tg } \omega = 1/L^0$, $\theta = T/T_c$, $u = u/u_c$), для которого при $M_\infty \rightarrow \infty$ и $\kappa = 1.4$

$$c_{xc}' = c_{pc} = 0.0631,$$

$$\rho_c/\rho_\infty = 6.22, \quad u_c/u_\infty = 0.981$$

$$M = 11.65, \quad T_c/T_{0\infty} = 0.0355 \quad (2.2)$$

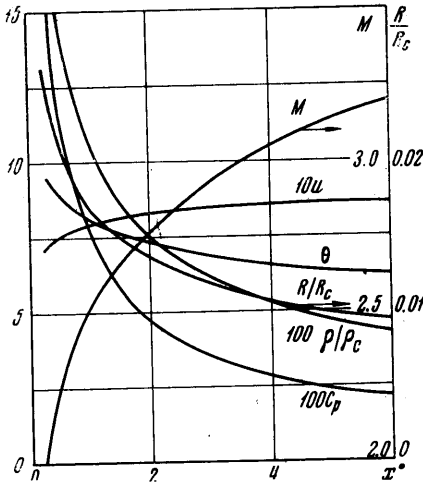
Для сопоставления на фиг. 5, б приведены соответствующие параметры обтекания конуса $\omega = 10^\circ$ со сферическим затуплением радиусом r^* по данным [2]. Данные фиг. 5 и (2.2) отчетливо показывают, что по отношению к острому конусу у тела вращения степенной формы изменение параметров потока на границе пограничного слоя имеет тот же характер, как и в случае затупления носовой части конуса. Вследствие меньшего среднего значения относительного давления c_p на контуре степенного тела вращения $r^0 = (x^0/L^0)^{0.65}$ (фиг. 2) относительная плотность на контуре этого тела (и соответственно остальные параметры) в среднем также несколько меньше, чем у затупленного конуса того же удлинения. Поэтому по сравнению с острым конусом у тела $r^0 = (x^0/L^0)^{0.65}$ можно ожидать при одинаковом удлинении несколько большего снижения теплопередачи, чем у затупленного конуса, имеющего также и большее лобовое сопротивление.

Для турбулентного обтекания охлаждаемого тела по данным [9] коэффициент теплопередачи пропорционален примерно местным значениям

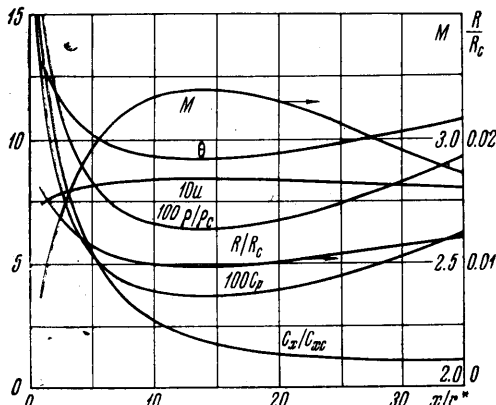
отношения $\rho u R^{-1/2}$ на границе пограничного слоя, при ламинарном обтекании — значениям $\rho u R^{-1/2}$. На фиг. 6 приведено распределение относительных значений указанных параметров

$$q_1 = \frac{\rho}{\rho_c} \frac{u}{u_c} \left(\frac{R}{R_c} \right)^{-1/2}, \quad q_2 = \frac{\rho}{\rho_c} \frac{u}{u_c} \left(\frac{R}{R_c} \right)^{-1/2}$$

вдоль контура рассмотренных степенного тела $m = 0.65$ и затупленного конуса — пунктир — ($x/r^* = 35.7$) при одинаковом удлинении $L^0 = 5.68$ ($\omega = 10^\circ$).



а

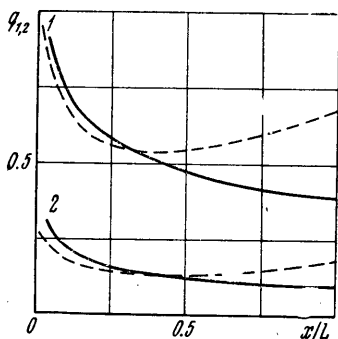


б

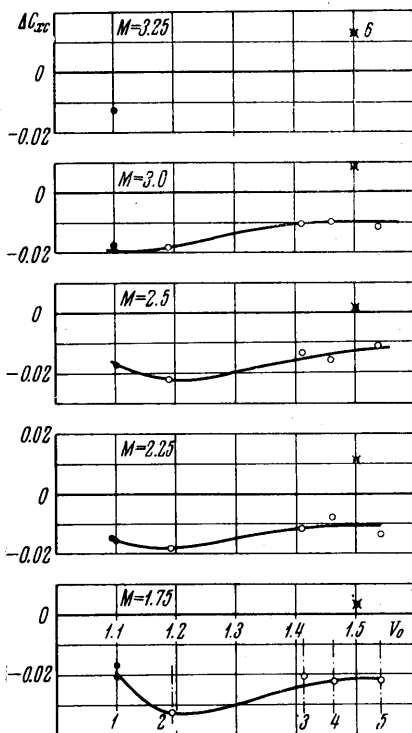
Фиг. 5

Точное сопоставление теплопередачи для тела вращения рассмотренной степенной формы, затупленного конического тела и острого конуса для ламинарного обтекания можно провести по методу [27, 28]. Следует отметить, что у рассмотренного тела степенной формы, как и у затупленного конуса, местные значения числа R на границе пограничного слоя (на контуре тела) примерно на два порядка меньше, чем для конического тела (фиг. 5). Соответственно будет сдвинута в область больших значений чисел R_∞ область перехода ламинарного течения в турбулентное [31].

3. Экспериментальное исследование коэффициентов лобового сопротивления и теплопередачи оптимальных тел вращения при сверхзвуковых скоростях. Теоретические результаты пп. 1 и 2 получены для гиперзвуковой области течений. Однако обнаруженные эффекты должны проявляться и при



Фиг. 6



Фиг. 7

умеренных сверхзвуковых скоростях, где для носовых частей тел вращения приближенно выполняется исходное соотношение (1.1). Это было подтверждено выполненными в 1956 г. (по лобовому сопротивлению) и в 1958 г. (по теплопередаче) экспериментальными исследованиями, результаты которых излагаются ниже ¹.

Коэффициент лобового сопротивления носовых частей тел вращения рассмотренных форм исследовался экспериментально весовым методом в диапазоне чисел $M = 1.75-3.25$ на моделях удлинения $L^\circ = 6.0$, при числах $R_L = 3.5-5.0 \cdot 10^6$. Исследовались модели пяти форм, указанных выше в таблице по (1.4), коническая модель и модель с параболическим контуром

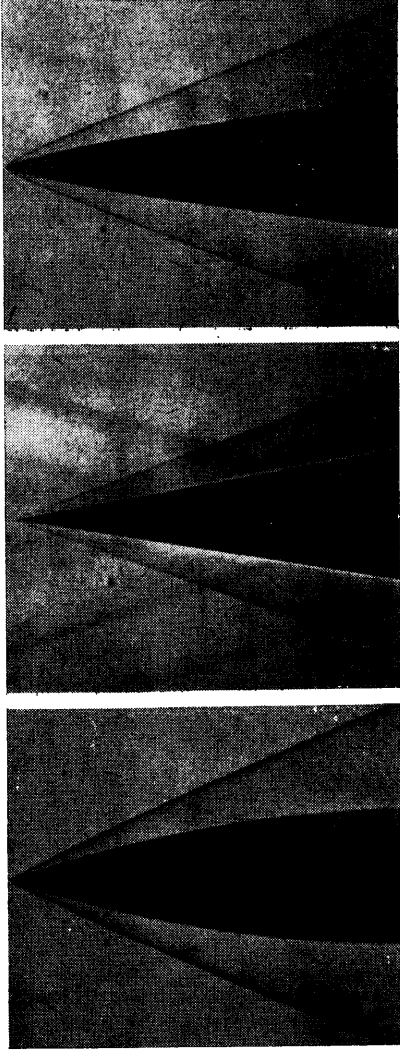
$$r^\circ = 1 - (1 - x^\circ / L^\circ)^2 \tag{3.1}$$

Результаты экспериментальных исследований приведены на фиг. 7, где дано изменение коэффициента лобового сопротивления исследованных моделей ΔC_{xc} по сравнению с сопротивлением конуса того же удлинения (1 — оптимальное тело $A=0$, 2 — $A = -0.99$, 3 — $A = -0.999$, 4 — $A = -0.9995$, 5 — $A = -0.9999$, 6 — параболический контур). Интересно отметить, что для тела вращения степенной формы $r^\circ = (x^\circ / L^\circ)^{0.75}$ (случай $A = 0$) измеренные значения ΔC_{xc} близки к расчетному зна-

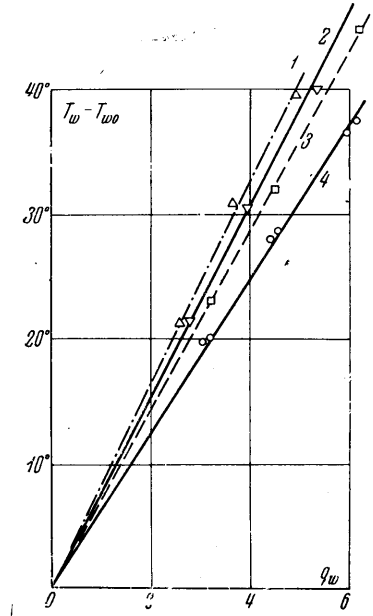
¹ В проведенных экспериментах принимали участие П. А. Виноградов и О. А. Цыликин.

чению $\Delta c_{xc}' = 0.0155$, определенному выше для случая $M_\infty \rightarrow \infty$. Все исследованные тела класса (1.4) имеют коэффициент лобового сопротивления заметно меньший, чем у конуса при значительно большем объеме V . Параболический контур (3.1) при таком же увеличении объема имеет значительно больший коэффициент сопротивления. Тешлеровские снимки обтекания ряда исследованных моделей приведены на фиг. 8, где 1 — оптимальное тело $r^\circ = (x^\circ/L^\circ)^{0.75}$, 2 — коническое тело, 3 — параболический контур.

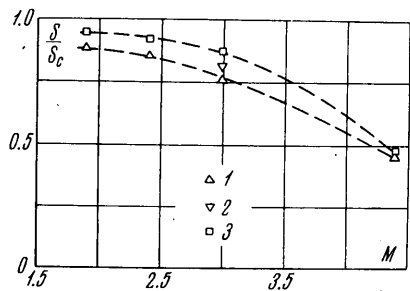
Исследование суммарной теплопередачи проводилось на серии моделей тел вращения удлинения $L^\circ = 6$. Модели с внутренним подводом тепла были выполнены из



Фиг. 8



Фиг. 9



Фиг. 10

меди, что обеспечивало достаточно равномерную температуру поверхности модели. Испытывались модели конической формы, затупленной конической формы с относительным радиусом затупления $r^*/r_0 = 0.2$, степенной формы $r^\circ = (x/L)_{0.75}$ и степенной формы $r^\circ = (x/L)_{0.65}$. Испытания проводились в диапазоне чисел $M = 1.9 \div 4.4$ и числах $R_L = 4 \div 7 \cdot 10^6$ при постоянной температуре торможения набегающего потока $T_{0\infty}$ (меньшей температуры нагреваемой модели). В начале опыта после помещения модели в аэродинамический поток фиксировалась температура теплоизолированной модели T_{w0} ; для конуса и степенных тел значение коэффициента

восстановления температуры $T_{w0}/T_{0\infty}$ оказалось близким к известному значению для турбулентного обтекания. Затем задавалась ряд значений теплового потока в модели Q и на стационарном режиме регистрировалась температура нагреваемой модели T_w . На фиг. 9 для числа $M_1 = 3$ приведен пример изменения перепада температур на модели $T_w - T_{w0}$ в зависимости от удельного потока тепла $q_w = Q/S$ (кал/м² сек), отнесенного к боковой поверхности модели S (у моделей степенной формы при $m = 0.75$ относительная площадь $S/S_c = 1.13$; при $m = 0.65$ площадь $S/S_c = 1.21$, где S_c — боковая поверхность конического тела того же удлинения). Отчетливо видна линейная зависимость $T_w - T_{w0} = f(q_w)$, что позволяет обобщить полученные результаты на случай тела нагреваемого аэродинамическим потоком. На фиг. 10 даны значения определенных в опытах чисел Стэнтона (которые отнесены к соответствующим значениям для конического тела)

$$S = \frac{q_w}{gr_{\infty} u_{\infty} c_p (T_w - T_{w0})} \quad (3.2)$$

Полученные результаты показывают, что исследованные тела вращения оптимальной степенной формы удлинением $L^{\circ} = 6.0$, как и затупленный конус, в области чисел $M \geq 2.0$ обеспечивают заметное снижение коэффициента теплопередачи по сравнению с коническим телом. Соответственно должно снижаться и сопротивление трения.

В заключение автор считает своим долгом принести благодарность В. В. Сычеву за ценные обсуждения рассмотренных проблем.

Поступило 19 II 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Гродзовский Г. Л. Некоторые особенности обтекания тел при больших сверхзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, ОТН, 1957, № 6.
2. Eggers A. Y., Resnikoff M. M., Dennis D. H. Bodies of revolution having minimum drag at high supersonic airspeeds. NACA Rep., 1957, No. 1306.
3. Lees L., Kubota T. Inviscid hypersonic flow over blunt-nosed slender bodies. J. Aeronaut. Sci., 1957, vol. 24, No. 3.
4. Гонор А. Л., Черный Г. Г. О телах наименьшего сопротивления при больших сверхзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, ОТН, 1957, № 7.
5. Cole Y. D. Newtonian flow theory for slender bodies. J. Aeronaut. Sci., 1957, vol. 24, No. 6.
6. Гродзовский Г. Л. Полезная интерференция крыла и фюзеляжа при гиперзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, ОТН, Механ. и машиностр., 1959, № 1.
7. Гродзовский Г. Л., Крашениникова Н. Л. Автомодельные движения газа с ударными волнами, распространяющимися по степенному закону по покоящемуся газу. ПММ, 1959, т. 23, вып. 5.
8. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
9. Hayes W. D., Prostein R. F. Hypersonic flow theory. N. Y., Acad. Press., 1959.
10. Гонор А. Л. Определение формы тел минимального сопротивления при больших сверхзвуковых скоростях. ПММ, 1960, т. 24, вып. 6.
11. Mirels H. Similarity solution for inviscid hypersonic flow over slender power law and related bodies. ARS Paper, 1960, No. 1111—60.
12. Kennet H. The effect of friction on optimum minimum drag shapes in hypersonic flows. JASS, 1962, vol. 29, No. 12.
13. Miele A., Pritchard R. E., Hull D. G. General theory of optimum hypersonic slender bodies including frictional effects. J. Astron. Sci., 1963, vol. 10, No. 2.
14. Miele A., Cole J. Optimum slender bodies in hypersonic flow with a variable friction coefficient. AJAA J., 1963, vol. 1, No. 10.
15. Miele A. Slender shapes of minimum drag in newtonian flow. ZFW, 1963, No. 5.
16. Miele A. A study of slender shapes of minimum drag using the Newton — Busemann pressure coefficient law. AJAA J., 1963, vol. 1, No. 1.
17. Theory of optimum aerodynamic shapes. N. Y., London, Acad. Press., 1965.
18. Spencer B., Fox C. H. Hypersonic aerodynamic performance of minimum — wave — drag bodies. NASA TR R—250, 1966.
19. Peckham D. H. Measurements of pressure distribution and shock-wave shape on power-law bodies at a Mach number of 6.85. ARC. CP., 1967, No. 871.
20. Berman R. Y. Ballistic coefficients for power-law bodies. AJAA J., 1967, vol. 5, No. 1.
21. Miele A., Huang H. J. Missile shapes of minimum ballistic factor. J. Optimiz. Theory and Appl., 1967, No. 2.

22. Oliver R. E. An experimental investigation of flow about simple blunt bodies at a nominal Mach number of 5.8. *J. Aeronaut. Sci.*, 1956, No. 2.
23. Lees L. Hypersonic flow. Proc. V Internat. Aeron. Conf. Los Angeles, 1955.
24. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1965.
25. Сычев В. В. К теории гиперзвуковых течений газа со скачками уплотнения степенной формы, ПММ, 1960, т. 24, вып. 3. Sychev V. V. On the theory of hypersonic flow over blunt-nosed slender bodies. *Adv. Aeronaut. Sci.*, 1962, vol. 3.
26. Чушкин П. И., Шулишина Н. П. Таблицы сверхзвукового течения около затупленных конусов. М., ВЦ АН СССР, 1961.
27. Петухов И. В. Численный расчет течений в пограничном слое. В сб.: Числ. методы решения дифференц. и интегр. уравнений. М., «Наука», 1964.
28. Анкудинов А. Л. Результаты расчета пограничного слоя на затупленных конусах в сверхзвуковом потоке. *Ж. вычислит. матем. и матем. физ.*, 1965, т. 5, № 5.
29. Gersten K., Nicolai D. Die hyperschallströmung um schlanke Körper mit konturen der form $R \sim x^n$. Deutsche Forschungsanstalt Luft — und Raumfahrt Forschungsber, No. 64—49.
30. Gersten K., Heuser A., Wuest W. Deutsche forschungsarbeiten auf dem gebiet der hypershallaerodynamik. *Jahrb. Wiss. Ges. luft und Raumfahrt*, 1966, Braunschweig, 1967.
31. Ferri A. Some heat transfer problems in hypersonic flow. In: *Aeronautics and Astronautics*, Oxford, 1960. Internat. Ser. on Aeron. Sci. and Space Flight, Div. 1960, vol. 4, p. 342.