

остается почти неизменным. На фиг. 2 цифрой I отмечено расстояние отхода ударной волны, соответствующее обтеканию цилиндрического торца с $M_\infty=2$; 3 и 4,1, полученное в [9] по методу «крупных частиц» без выделения ударной волны, а цифра II соответствует обтеканию с $M_\infty=3$ плоского торца из [9]. Имеющиеся небольшие отличия в определении положения ударной волны здесь и в [9] вряд ли связаны с различием обтекаемых моделей (полость и торец) они в большей степени характеризуют погрешности используемых методов. В противном случае указанные отличия имели бы противоположный знак.

Заметим, наконец, что в рамках использованного метода при разумном числе расчетных ячеек не удастся рассчитать некоторые детали течения в непосредственной окрестности острой передней кромки. Так, если точка торможения разделятельной линии тока лежит на внутренней стенке канала (хотя при $\varphi>0$ и весьма близко к кромке), то в рамках идеального газа над кромкой возникает замкнутая зона с нулевым давлением, которая никак специально не выделялась в используемом здесь алгоритме. Однако, во-первых, судя по результатам расчетов, размеры этой зоны не превосходят размеров ячейки расчетной сетки. Во-вторых, указанная зона отделена от области до- и трансзвукового течения интенсивным веером волн разрежения, образующимся при обтекании острой кромки, вследствие чего наличие или отсутствие отрыва не могут повлиять на представленные в статье характеристики до- и трансзвуковой области потока. Естественно, что отмеченные детали течения могут реализоваться лишь при отсутствии вязкости, влияние которой существенно изменяет и «микрокартину» течения в окрестности кромки.

Автор благодарит А. Н. Крайко за постоянные консультации, Ю. Б. Лифшица за полезное замечание и В. А. Вострецову за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
2. Чушкин П. И. Передняя кромка тела с протоком, летящего со сверхзвуковой скоростью. — Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1979, т. 19, № 3.
3. D'Souze N., Moretti G., Milder S. A time-dependent method for blunt leading edge hypersonic internal flow. — AIAA Paper, 1971, No. 85.
4. Bansod P. Supersonic flow about ducted bodies with subsonic internal boundaries. — J. Aircraft, 1975, vol. 12, No. 6.
5. Забелин Ю. А., Лифшиц Ю. Б. Расчет обтекания воздухозаборника трансзвуковым потоком. — Уч. зап. ЦАГИ, 1977, т. 8, № 5.
6. Тилляева Н. И. Численный метод расчета обтекания плоского воздухозаборника сверхзвуковым потоком на режимах с выбитой ударной волной. — Уч. зап. ЦАГИ, 1979, т. 10, № 2.
7. Moretti G. Three-dimensional, supersonic, steady flows with any number of imbedded shocks. — AIAA Paper, 1974, No. 10.
8. Крайко А. Н., Макаров В. Е., Тилляева Н. И. К численному построению ударных волн. — Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1980, т. 20, № 3.
9. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Расчет трансзвуковых течений методом «крупных частиц». В кн.: Численные методы механики сплошной среды, 1970, т. 1, № 6.

Москва

Поступила в редакцию
1.X.1979

УДК 533.6.011.5:533.695

ОБ УМЕНЬШЕНИИ ВОЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ КОМБИНАЦИИ ТЕЛА ВРАЩЕНИЯ С КРЫЛОМ, ОБТЕКАЕМОЙ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

ВАСИЛЬЧЕНКО В. И.

В данной работе предложен способ уточнения результатов линейной теории по определению оптимальных форм комбинаций крыло — фюзеляж, обтекаемых сверхзвуковым потоком газа, в случае, когда подъемная сила отсутствует, а форма крыла и площадь основания фюзеляжа заданы.

В линейной теории форма комбинации тела вращения с заданным крылом, имеющей минимальное волновое сопротивление, рассчитывается на основе сверхзвукового правила площадей [1]. Задача сводится к определению площади, на ко-

торую следует уменьшить площадь поперечного сечения оптимального тела вращения, чтобы наилучшим образом скомпенсировать дополнительное сопротивление, вызванное крылом.

Такой же подход к решению вариационной задачи возможен и когда для расчета поля течения около тела вращения используется вместо методов линейной теории более точный аналитический метод, учитывающий скачок уплотнения [2]. При этом уточнение сверхзвукового правила площадей, как показано в настоящей работе, заключается в более правильном по сравнению с линейной теорией определении площади поперечного сечения, удаляемой у тела вращения.

1. Уточнение сверхзвукового правила площадей. Решение уравнения для потенциала в первом приближении [3] более точно описывает слабовозмущенное трехмерное течение около комбинации крыло — фюзеляж, чем решение линейной теории. Повышение точности достигается заменой величины $\beta_\infty = \sqrt{M_\infty^2 - 1}$ котангенсом угла наклона возмущенной характеристики $\lambda^{-1} = (\partial r / \partial x)^{-1}$ на скачке уплотнения, выходящем из носика фюзеляжа.

Пусть ни один из элементов комбинации тела вращения с крылом не создает подъемную силу. Тогда при некоторых ограничениях на геометрические параметры крыла потенциал возмущений, определяющий в первом приближении поле скоростей при обтекании комбинации, представляет собой распределение источников на оси тела вращения и в плоскости крыла, т. е.

$$\varphi = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{x-r_1} \frac{S'(\xi) d\xi}{\sqrt{(x-\xi)^2 - r_1^2}} - \frac{\tau}{\pi} \iint \frac{T_\xi(\xi, \zeta) d\xi d\zeta}{\sqrt{(x-\xi)^2 - \lambda^{-2}[y^2 + (z-\zeta)^2]}}$$

Здесь $S(x)$ представляет собой площадь поперечного сечения тела вращения, $r_1 = \lambda^{-1}r$, τ — отношение максимальной толщины крыла к местной хорде, $y = \tau T(x, z)$ — уравнение поверхности крыла. Во втором интеграле интегрирование ведется по части крыла, вырезаемой обратным конусом возмущений, вершина которого расположена в точке с координатами x, y, z . В этом случае задача поиска оптимальной формы комбинации крыло — фюзеляж так же, как и в линейной теории, сводится к задаче об оптимальном обводе тела вращения.

Действительно, если потенциал возмущений от крыла

$$\varphi_1 = -\frac{\tau}{\pi} \iint \frac{T_\xi(\xi, \zeta) d\xi d\zeta}{\sqrt{(x-\xi)^2 - \lambda^{-2}[y^2 + (z-\zeta)^2]}}$$

записать в координатах $v = \xi + \zeta_1 \cos \theta$ ($\zeta_1 = \lambda^{-1}\zeta$) и ζ , то на большом расстоянии от крыла течение при заданном угле θ с точностью до величин более высокого порядка малости будет описываться с помощью линейного распределения источников, соответствующего эквивалентному телу вращения

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= -\frac{\tau}{\pi} \iint \frac{T_\xi(v - \zeta_1 \cos \theta, \zeta) dv d\zeta}{\sqrt{2r_1(x - r_1 - v) + (x - r_1 - v + \zeta_1 \cos \theta)^2 - \zeta_1^2}} = \\ &= -\frac{\tau}{\pi\sqrt{2}r_1} \iint \frac{T_\xi(v - \zeta_1 \cos \theta, \zeta) dv d\zeta}{\sqrt{x - r_1 - v}} + \dots = \\ &= -\frac{1}{2\pi\sqrt{2}r_1} \int \frac{1}{\sqrt{x - r_1 - v}} \left[2\tau \int T_\xi(v - \zeta_1 \cos \theta, \zeta) d\zeta \right] dv + \dots \end{aligned}$$

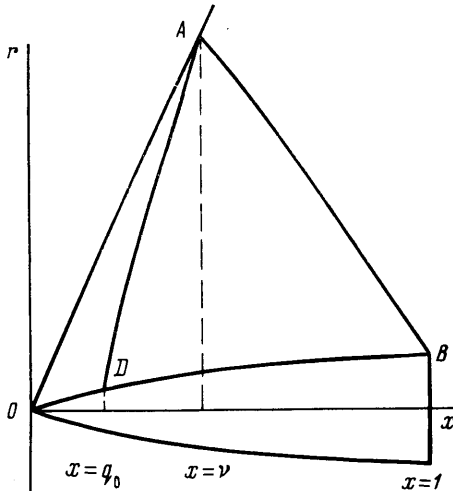
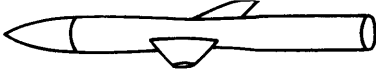
Отсюда следует, что уточненное правило площадей предусматривает снесение сверхзвуковых источников по возмущенным характеристикам, а не по характеристикам набегающего потока:

$$\Delta S' = 2\tau \int T_\xi(v - \zeta_1 \cos \theta, \zeta) d\zeta$$

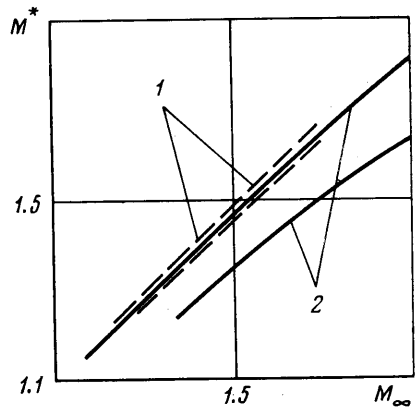
где $\Delta S'$ — производная площади поперечного сечения эквивалентного тела вращения. Площадь поперечного сечения эквивалентного тела вращения равна площади проекции сечения крыла при $x + \lambda^{-1}z \cos \theta = \text{const}$ на плоскость, перпендикулярную скорости набегающего потока. Для уменьшения волнового сопротивления комбинации крыло — фюзеляж тело вращения, имеющее минимальное волновое сопротивление, нужно модифицировать так, чтобы площадь поперечного сечения уменьшилась на

величину ΔS , равную среднему значению площади поперечного сечения эквивалентных тел вращения на интервале $0 < \theta < 2\pi$ [1].

Таким образом, уточнение правила построения оптимального обвода комбинации с заданной формой крыла состоит в том, что поджатие фюзеляжа по сверхзвуковому правилу площадей в районе крыла нужно проводить при некотором расчетном числе M_* , отличающемся от числа M_∞ в набегающем потоке. Расчетное число M_* соответствует углу наклона возмущенной характеристики на скачке и, следовательно, учитывает возмущения от тела вращения $M_* = \sqrt{1 + \lambda^2} / \lambda$.



Фиг. 1



Фиг. 2

2. Определение расчетного числа M_* . Из соотношений на скачке уплотнения [2, 4] получается следующая система уравнений, позволяющая найти λ :

$$\int_0^{q_0} \frac{S'(\xi) d\xi}{\sqrt{q_0 - \xi}} = \frac{16\sqrt{2}\pi}{(\kappa+1)} \frac{v^{3/2}}{(1+\lambda^2)^2} (v l_1' + l_1)^2$$

$$q_0 = -\frac{v}{\lambda} [4(v l_1)' - l_1], \quad \frac{1}{\beta_\infty} = \lambda + 2(v l_1)'$$

Здесь v — абсцисса точки пересечения характеристики AD со скачком OA (фиг. 1). Характеристика отходит от тела при $x=q_0$. Решение этой системы уравнений имеет вид

$$l_1 = \frac{(\kappa+1)^2 (1+\lambda^2)^4}{32\lambda^3} \frac{F_1''^2}{F_1'} \left(q_0 \frac{F_1''}{F_1'} - 2 \right), \quad F_1(q_0) = \frac{1}{\pi} \int_0^{q_0} S'(\xi) \sqrt{q_0 - \xi} d\xi$$

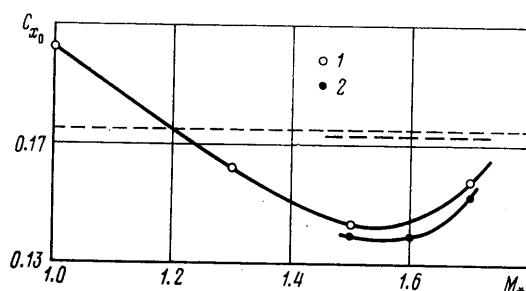
$$v = \frac{32\lambda^4}{(\kappa+1)^2 (1+\lambda^2)^4} \frac{F_1'^2}{F_1'^4}, \quad \frac{1}{\beta_\infty} = \lambda + \frac{(\kappa+1)^2 (1+\lambda^2)^4}{32\lambda^3} \frac{F_1'^3}{F_1'}$$

В случае выпуклых тел вращения степенной формы значение λ в точке пересечения со скачком характеристики, выходящей из задней кромки головной части тела вращения, является корнем уравнения

$$\frac{1}{\beta_\infty} = \lambda - M(m) \frac{(\kappa+1)^2 (1+\lambda^2)^4 e^4}{\lambda^3}, \quad M(m) = (4m-1)^3 \frac{m_2 \Gamma^4(2m)}{2^{8(1-m)} \Gamma^2(4m)}$$

Так как характеристика выходит из задней кромки, то поправка к правилу площадей, следуемая отсюда, будет минимальной. Влияние формы тела на величину λ определяется функцией $M(m)$. Для оптимальных степенных тел [5] значения функций $M(m)$ малы и наклоны возмущенной и невозмущенной характеристик различаются слабо.

Для произвольной формы головной части тела вращения расчет поля скоростей можно упростить, рассматривая только точку пересечения со скачком характеристики AB (фиг. 1), проходящей через заднюю кромку тела. Характеристика AD , наклон которой определяется, выходит из точки вблизи носика тела. При этом до-



Фиг. 3

пущении параметр M_* определяется только формой носика тела вращения. Например, в случае оживала Кармана расчетное число M_* совпадает с M_* для головной части тела вращения с обводом $r = (4e / \sqrt{3\pi}) x^{3/4}$.

На фиг. 2 приведены результаты расчета величины параметра M_* , при котором нужно проводить модификацию тела вращения по правилу площадей: 1 — для комбинаций с экспериментально подобранными головными частями степенной формы, имеющими минимальное сопротивление [5], 2 — для комбинации, головной частью которой является оживало Кармана. Вычисления проводились при двух значениях удлинения головной части ($\lambda_H = 2$ и $\lambda_H = 3$). Наименьшее изменение правила площадей имеет место для комбинации с оптимальной головной частью.

Уточнение сверхзвукового правила площадей становится существенным начиная с $M_\infty = 1.25$. Например, расчетное число M_* для комбинации, головной частью которой служит экспериментально выбранное оптимальное тело вращения степенной формы с удлинением, равным 2, составляет 1.21. С ростом удлинения значение

$$r = \varepsilon \sqrt{\frac{1}{\pi} \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin(1-2x) - 2(1-2x)\sqrt{x-x^2} \right]} = \frac{4e}{\sqrt{3\pi}} x^{3/4} + \dots$$

расчетного числа M_* увеличивается. Так, при $\lambda_H = 3$ в случае, когда используется оптимальное тело вращения степенной формы, $M_* = 1.24$; для оживала Кармана $M_* = 1.22$.

Из приведенных соотношений следует, что с ростом числа M_∞ набегающего потока отличие расчетного числа M_* от числа M_∞ увеличивается. Если головная часть представляет собой оптимальное тело вращения степенной формы с удлинением $\lambda_H = 2$ и $M_\infty = 1.69$, то проектирование по правилу площадей нужно проводить при $M_* = 1.63$, в случае оживала Кармана с тем же удлинением $M_* = 1.5$. При удлинении головной части $\lambda_H = 3$ эти значения соответственно равны 1.68 (для оптимального степенного тела вращения) и 1.64 (для оживала Кармана).

3. Результаты экспериментальных исследований. На фиг. 3 приведены результаты испытаний в аэродинамической трубе при числе $M_\infty = 1.69$ комбинаций тела вращения с крылом, отличавшихся друг от друга только формой поджатия тела вращения. Крыло имело параболический профиль и трапецевидную форму в плане с прямой задней кромкой (удлинение, сужение и площадь консоли крыла, отнесенная к площади основания тела вращения, равнялись 3, относительная толщина профиля — 4%). Тело вращения имело удлинение, равное 11, и состояло из головной части с удлинением, равным 3, и цилиндрической части с поджатием по правилу площадей при некотором расчетном числе M_* . В качестве головной части ис-

пользовались оживало Кармана (1), и оптимальное тело вращения степенной формы (2).

На фигуре показана установленная в эксперименте зависимость величины лобового сопротивления испытанных комбинаций от формы поджатия фюзеляжа, характеризующейся расчетным числом M_* . Для сравнения приведены экспериментальные значения лобового сопротивления комбинаций с немодифицированным фюзеляжем (в случае оживала Кармана — верхняя пунктирная, а в случае оптимального тела вращения степенной формы — нижняя пунктирная прямая линия).

Экспериментальные данные подтверждают значения расчетных чисел M_* , полученные в результате теоретических исследований, и показывают, что поджатие корпуса по уточненному правилу площадей позволяет уменьшить лобовое сопротивление комбинации на 18–20%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jones R. T. Theory of wing-body drag at supersonic speeds. Nat. Advis. Comm. Aeronaut. Rep., 1956, No. 1284.
2. Васильченко В. И., Кусакин С. И. Решение задачи об обтекании тел вращения сверхзвуковым потоком газа в теории малых возмущений. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 6.
3. Васильченко В. И., Кусакин С. И. Решение методом малого параметра задачи об обтекании тел вращения неоднородным сверхзвуковым потоком газа. Тр. ЦАГИ, 1978, вып. 1905.
4. Васильченко В. И., Кусакин С. И. Определение методом малого параметра аэродинамических характеристик тела вращения, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа под углом атаки. Тр. ЦАГИ, 1978, вып. 1905.
5. Аэромеханика сверхзвукового обтекания тел вращения степенной формы. М., «Машиностроение», 1975.

Москва

Поступила в редакцию
9.IV.1979

УДК 533.6.011.6

ПУЛЬСАЦИЯ ДАВЛЕНИЯ И НАГРЕВ ГАЗА ПРИ ВТЕКАНИИ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ В КОНИЧЕСКУЮ ПОЛОСТЬ

КУПЦОВ В. М., ФИЛИППОВ К. Н.

Основные закономерности по пульсациям давления и температуре нагрева при втекании струи газа в резонансную полость были установлены для различных цилиндрических полостей [1, 2]. Значительно менее изучены резонансные полости сужающейся формы, хотя в них нагрев газа происходит более эффективно [3].

В настоящей работе были проведены исследования трех конических полостей с различными полууглами при вершине ($\theta=3.5, 6$ и 8°) и с диаметрами входного сечения $d_1=35$ и 54 мм. Для создания сверхзвуковой струи использовали звуковые сопла с диаметром выходного сечения $d_a=20, 30, 38$ и 48 мм. Для уменьшения тепловых потерь полости, сделанные из нержавеющей стали, с наружной поверхности обертывались толстым слоем стеклоткани.

Для измерения пульсаций давления применялись емкостные датчики. Результаты измерения регистрировались на магнитофоне и на плейфоновом осциллографе. Спектральный анализ проводился по методу, изложенному в [4]. Температура нагрева в резонансной полости измерялась с помощью хромель-алюмелевых термопар. Эксперименты были проведены при различных значениях полного давления перед соплом $P_0=3-16$ кг/см². В опытах варьировался зазор x между соплом и полостью. В вершине каждой полости имелось небольшое выпускное отверстие $d_c/d_a \approx 0.05-0.10$. Через это отверстие часть нагретого газа выпускалась в атмосферу. Это предохраняло полости от сильного нагрева и расплавления. Однако наличие таких небольших отверстий, как показали измерения, практически не оказывало влияния на частоты и амплитуды резонансных колебаний.