

УДК 533.6.011-3

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗДООБРАЗНЫХ ТЕЛ ПРИ ЧИСЛАХ $M = 3-5$

**ВЕДЕРНИКОВ Ю. А., ГОНОР А. Л., ЗУБИН М. А.,
ОСТАПЕНКО Н. А.**

В работе приводятся результаты экспериментального исследования аэродинамических характеристик тел звездообразной формы с плоскими гранями при числах $M=3-5$ и углах атаки $\alpha=0-12^\circ$ в зависимости от числа циклов звездообразного тела и его внутреннего радиуса в миделевом сечении. Установлено, что тела звездообразной формы обладают значительно меньшим полным сопротивлением по сравнению с эквивалентными по длине и площади миделевого сечения телами вращения.

Исследования последних лет [1, 2], посвященные отысканию новых пространственных форм, обладающих минимальным сопротивлением в различных классах функций, и изучению их аэродинамических характеристик, убедительно показали, что значительных преимуществ в сопротивлении по сравнению с эквивалентными телами вращения можно достичь лишь путем перехода от тел с круговым миделем к телам со звездообразным миделевым сечением. Эти результаты еще раз подтвердили выводы, полученные в [3-8] на различных теоретических моделях и в эксперименте.

Замена кругового миделя, например у конического тела, «звездой» приводит к образованию в сверхзвуковом потоке системы ударных волн существенно меньшей интенсивности, чем у эквивалентного тела вращения, а в целом к значительному снижению волнового сопротивления.

После опубликования работ [3, 4, 8] сложилось представление, что увеличение количества лепестков звездообразного тела должно приводить к уменьшению его сопротивления. Следует заметить, однако, что это соображение основывалось на выводах приближенных теорий и отдельных экспериментах, в которых не был проведен анализ влияния различных параметров на сопротивление.

Исследовались аэродинамические характеристики тел звездообразной формы с равными площадями миделя S_m и длиной L и различными значениями параметра $r^\circ=r/R$, где r — расстояние от оси модели до внутреннего ребра звездообразного тела в его миделевом сечении, R — радиус эквивалентного кругового конуса, и количеством лепестков «звезды» n . Размеры L и R равнялись соответственно 65 и 25 мм.

Модели звездообразных тел были представлены тремя сериями (в последующем на фигурах обозначаются римскими цифрами), каждая из которых отличалась своим значением параметра r° , соответственно равным 0,4; 0,6 и 0,8. Указанные серии моделей состояли из звезд с различным количеством лепестков: в первой серии $n=3, 4, 6$ и 8, во второй — $n=3, 4, 6, 8, 10$ и 15, в третьей — $n=3, 4, 6$ и 8.

Кроме тел звездообразной формы и эквивалентного кругового конуса исследовались аэродинамические характеристики тел вращения степенной формы тех же длины и площади миделя с показателем степени $m=0,65; 0,68; 0,7; 0,75; 0,8$. Это позволило сравнить аэродинамические характеристики звездообразных тел и оптимального тела вращения.

Весовые испытания проводились на механических весах при числах $M=3, 4$ и 5 и единичных числах Рейнольдса, соответственно равных $Re=3,4 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}, 5,4 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ и $7,8 \cdot 10^8 \text{ м}^{-1}$.

Точность определения аэродинамических характеристик для указанных чисел Маха соответственно изменяется от 1 до 3%.

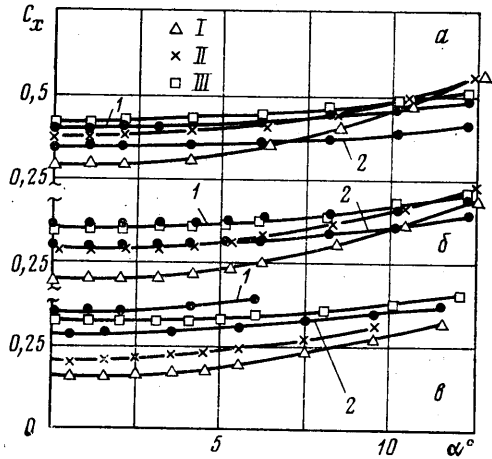
Угол атаки α изменялся в пределах от -2° до $12-15^\circ$.

Проведенные экспериментальные измерения позволили получить аэродинамические характеристики звездообразных тел и эквивалентных тел вращения в виде графических зависимостей коэффициентов сопротивления C_x , подъемной силы C_y и качества K как функций параметров M , n и α . При расчетах аэродинамических коэффициентов в качестве характерной площади и длины принимались площадь миделевого сечения S_m и длина модели L .

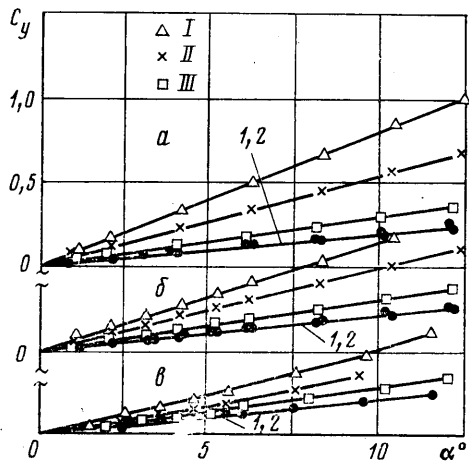
В силу слабой зависимости силовых характеристик звездообразных тел от того, располагается ли на наветренной стороне в плоскости симметрии течения лепесток звезды или плоскость симметрии цикла звездообразного тела [1], экспериментальные точки на графиках для различных положений модели не различались.

В целом по всем полученным данным можно отметить более сильную зависимость аэродинамических характеристик тел звездообразной формы первой и второй серий от угла атаки α , что обусловлено большим размахом лепестков звезд этих серий в отличие от звезд третьей серии. В частности, для первых двух серий аэродинамическое качество имеет максимум в исследованном диапазоне углов атаки.

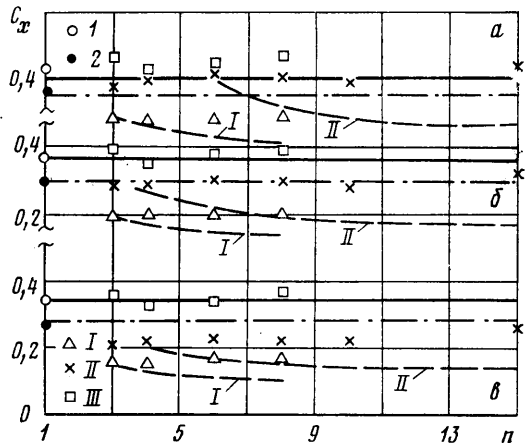
Для выяснения общих закономерностей поведения аэродинамических характеристик звездообразных тел от определяющих параметров на



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 1 представлены данные для оптимальных по аэродинамическому сопротивлению при $\alpha=0^\circ$ звезд из каждой серии. Ими являются при всех числах Маха звездообразные тела со значениями параметра $n=4$; 3 и 4 соответственно для первой, второй и третьей серий. Там же приведены характеристики кругового конуса и степенного тела с показателем степени $m=0,65$. Кривые с номерами 1 и 2 соответствуют моделям кругового конуса и оптимального степенного тела с показателем $m=0,65$. Следует заметить, что при всех числах Маха в диапазоне 3–5 аэродинамические характеристики моделей указанной серии степенных тел не имели существенных различий. Из приведенных на фиг. 1, *a–e* зависимостей для чисел $M=3$; 4 и 5 соответственно следует, что оптимальные звездообразные тела всех серий имеют сопротивление меньше, чем эквивалентный конус, за исключением звезды третьей серии, имеющей несколько большее сопротивление при числе $M=3$ (фиг. 1, *a*). Причем это преимущество сохраняется в достаточно широком диапазоне углов атаки. Так, для звездообразного тела первой серии, имеющего наименьшее из всех тел сопротивление при угле атаки $\alpha=0$, коэффициент сопротивления остается меньше C_x эквивалентного конуса до углов атаки $\alpha \approx 10, 13^\circ$ и более градусов соответственно при числах $M=3, 4$ и 5. В то же время при числе $M=3$ (фиг. 1, *a*) лишь звездообразное тело первой серии имеет сопротивление меньше, чем оптимальное степенное тело вращения, до углов атаки $\alpha \approx 7^\circ$, тогда как для чисел $M=4$ и 5 коэффициент сопротивления и у звезды второй серии становится меньше C_x степенного тела. Причем указанное преимущество у звездообразного тела первой серии при числах $M=4$ и 5 сохраняется соответственно до углов атаки $\alpha \approx 10$ и 13° (фиг. 1, *b, e*).

Можно сделать вывод, что выигрыш в сопротивлении у оптимальных тел звездообразной формы первой и второй серий по сравнению с эквивалентным конусом и оптимальным телом вращения с ростом числа Маха увеличивается, а также растет диапазон углов атаки α , при котором это имеет место. Значение же коэффициента сопротивления оптимального звездообразного тела третьей серии, большее C_x эквивалентного конуса при числе $M=3$, становится меньше величин коэффициента сопротивления эквивалентного конуса при числе $M=4$ и приближается к значениям C_x степенного тела при $M=5$ (фиг. 1, *e*).

Зависимости аэродинамических коэффициентов C_y и K от угла атаки α свидетельствуют о том, что с уменьшением параметра r° указанные характеристики значительно возрастают и для оптимального звездообразного тела первой серии в несколько раз превосходят соответствующие величины эквивалентных конуса и оптимального степенного тела. На фиг. 2, *a–e* соответственно для чисел $M=3$; 4 и 5 приведены величины коэффициента подъемной силы оптимальных звездообразных тел трех серий, а также кругового конуса и степенного тела.

Представляет значительный интерес поведение коэффициента аэродинамического сопротивления C_x тел звездообразной формы в зависимости от параметра n при угле атаки $\alpha=0$. Эти данные приведены на фиг. 3, *a–e* для чисел $M=3$; 4 и 5 соответственно. Там же сплошной и штрихпунктирной прямыми приведены значения C_x конуса и степенного тела. Обращает на себя внимание тот факт, что коэффициент сопротивления звездообразных тел первой серии практически не зависит от числа лепестков n во всем диапазоне чисел Маха. В то же время зависимость C_x моделей второй и третьей серий является немонотонной по n и качественно повторяется для всех чисел Маха.

Важным результатом, вытекающим из проведенного исследования, является то, что для достижения минимальных значений коэффициентов сопротивления звездообразных тел при заданном отношении r/R нет необ-

ходимости в большом количестве лепестков n в широком диапазоне чисел Маха, а достаточно значений $n=3-4$.

На фиг. 3, $a-v$ точки 1 и 2 соответствуют расчетным значениям коэффициентов сопротивления конуса и степенного тела. Значения коэффициента волнового сопротивления C_x^b для степенного тела заимствованы из [9]. Коэффициент донного сопротивления C_g вычислялся по формуле $C_g=2\Delta/\kappa M^2$ с поправочным множителем Δ , рассчитанным с использованием экспериментальных данных [10] для конусов, причем донное сопротивление степенного тела принималось равным соответствующей величине для кругового конуса. Коэффициент сопротивления трения в исследованном диапазоне чисел Маха и для удлинения $L/2R=1.3$, имеющего здесь место, пренебрежимо мал по сравнению с указанными выше характеристиками. Приведенные расчетные значения коэффициентов сопротивления хорошо согласуются с экспериментальными данными.

На фиг. 3, $a-v$ нанесены также штриховыми линиями для звездообразных тел первой и второй серий расчетные кривые (по методике [1, 8]) коэффициента сопротивления C_x при угле атаки $\alpha=0$: $C_x=C_x^b+C_c+C_T+C_g$, где C_x^b — коэффициент волнового сопротивления, C_c — коэффициент сопротивления, вызванного взаимодействием встречных потоков в окрестности внутренних ребер звездообразного тела (сосредоточенные силы [11]). Для больших гиперзвуковых чисел Маха C_x^b представляется возможным рассчитывать по схеме Ньютона. Однако для исследуемого диапазона чисел Маха лучшей аппроксимацией будет коэффициент давления за плоским скачком уплотнения, присоединенным к передней кромке:

$$C_c = \frac{2 \sin^2 \gamma \operatorname{tg}(\alpha_1 - \pi/n)}{\operatorname{tg} \alpha_1 (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_1 \sec^2 \gamma)}, \quad \operatorname{tg} \gamma = \frac{r}{L}, \quad \operatorname{ctg} \alpha_1 = \operatorname{ctg} \frac{\pi}{n} - \frac{nr^2}{S_M}$$

Коэффициент сопротивления трения, который для звездообразных тел большого размаха и количества лепестков может вносить заметный вклад в общее сопротивление, вычислялся по формуле

$$C_T = \frac{A_k S k^2}{S_M (k+1)(k+2) \sqrt[3]{\operatorname{Re}}}$$

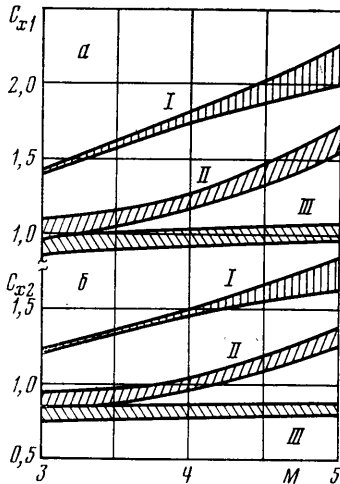
Здесь A_k — постоянный коэффициент, S — площадь боковой поверхности звездообразного тела, $k=2$ и 5 соответственно для ламинарного и турбулентного слоя. Число Re определялось по значениям параметров за скачком уплотнения и вычислялось по длине модели L . Расчет проводился для случая ламинарного пограничного слоя в соответствии с указанными выше числами Рейнольдса, имевшими место в эксперименте. При этом $A_2=1,32(1+0,03M_1^2)^{-1/3}$, где M_1 — число Маха потока в ударном слое за присоединенным к передней кромке скачком уплотнения.

Поправочный множитель Δ в формуле для коэффициента донного сопротивления вычислялся с использованием данных [10] для конусов с углами полураствора $\arctg(r/L)$.

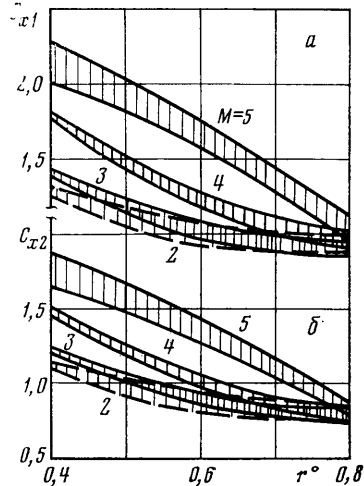
Расчетные кривые на фиг. 3 построены для тех случаев, когда ударная волна, присоединенная к передним кромкам, расположена ниже плоскости передних кромок.

Удовлетворительное согласование экспериментальных и расчетных значений коэффициента сопротивления наблюдается лишь на начальных участках кривых, соответствующих случаям обтекания, близким к режимам обтекания с плоской ударной волной, лежащей на передних кромках [12].

Дальнейшее их расхождение можно объяснить тем, что при переходе от обтекания с отсоединенной волной от передних кромок к обтеканию с присоединенным скачком уплотнения, лежащим ниже плоскости передних кромок, происходит образование внутренних ударных волн в сжатом слое, которые приводят к появлению обширных областей повышенного давления, а также при достаточной интенсивности могут вызвать отрыв пограничного слоя. Эти факторы могут существенно влиять на аэродинамические характеристики тел звездообразной формы. Модель же сосредоточенных сил [11], предназначенная для приближенного учета взаимодей-



Фиг. 4



Фиг. 5

ствия встречных потоков в окрестности ребра двугранного угла цикла звездообразного тела, не учитывает реальных явлений в ударном слое и особенно несовершенство этой расчетной модели проявляется при умеренных числах Маха набегающего потока.

Значительный интерес представляет зависимость аэродинамического сопротивления тел звездообразной формы от параметра r/R , различные значения которого характерны для трех серий исследованных моделей. Следует отметить, что ни при одном из чисел Маха не достигнуто минимальное значение сопротивления звездообразного тела по параметру r° при заданных длине и площади миделевого сечения, хотя для числа $M=5$ уже можно усмотреть тенденцию к выходу коэффициента сопротивления на некоторый минимум. Расчеты коэффициента трения по приведенной выше формуле показали, что для звездообразных тел первой серии ($r^\circ=0,4$) при числе $M=5$ его доля в полном сопротивлении составляет уже около 20%. Минимум же полного сопротивления будет иметь место тогда, когда превалирующий вклад в C_x тела звездообразной формы будет вносить сопротивление трения, увеличивающееся по мере роста площади боковой поверхности модели, т. е. с уменьшением параметра r° .

На фиг. 4, а, б в виде коридоров, ограниченных сплошными линиями, представлены области изменения величин C_{x1} и C_{x2} , являющихся отношениями экспериментальных значений аэродинамического сопротивления соответственно кругового конуса и степенного тела вращения к сопротивлению звездообразных тел каждой серии в зависимости от числа Маха набегающего потока для $n=3-8$. Можно отметить сильное влияние числа

Маха для звездообразных тел первой и второй серий на достигаемое преимущество в сопротивлении по сравнению с эквивалентными телами вращения. Так, сопротивление оптимального звездообразного тела первой серии в 1,4 раза меньше сопротивления эквивалентного конуса при числе $M=3$, в 2,5 раза — при $M=5$ (фиг. 4, а), в 1,25 раза меньше сопротивления оптимального степенного тела при числе $M=3$ и в 1,8 раза — при $M=5$ (фиг. 4, б). Модели же второй серии почти до чисел Маха, равных 4, практически не имеют преимуществ в сопротивлении по сравнению с оптимальным степенным телом, но уже при числе $M=5$ обладают в 1,4 раза меньшим коэффициентом сопротивления (фиг. 4, б).

На фиг. 5, а, б приведены те же величины, что и на фиг. 4, а, б, но в зависимости от параметра r° для различных чисел Маха. Области, ограниченные штриховыми линиями, соответствуют числу Маха, равному 2, для которого экспериментальные значения коэффициентов сопротивления моделей взяты из [1]. Экспериментальные данные, обработанные в таких переменных, дают возможность указать геометрию тела звездообразной формы, имеющего эквивалентный конус с удлинением 1,3, которое для некоторого числа Маха из исследованного диапазона будет обладать преимуществом в сопротивлении по сравнению с круговым конусом или оптимальным степенным телом вращения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гонор А. Л., Зубин М. А., Остапенко Н. А. Экспериментальное исследование аэродинамических характеристик звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях.— В кн.: Неравновесные течения газа и оптимальные формы тел в сверхзвуковом потоке. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1978, с. 28.
2. Гусаров А. А., Дворецкий В. М., Иванов М. Я., Левин В. А., Черный Г. Г. Теоретическое и экспериментальное исследование аэродинамических характеристик пространственных тел.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 3.
3. Chernyi G. G., Gonor A. L. The determination of body shapes of minimum drag using the Newton and the Busemann pressure laws.— Paper presented at the symposium of extremal problems in aerodynamics. Boeing Scientific Research Laboratories, Seattle, Washington, 1962.
4. Гонор А. Л. О пространственных телах наименьшего сопротивления при больших сверхзвуковых скоростях.— ПММ, 1963, т. 27, вып. 1, с. 185.
5. Гонор А. Л. Конические тела наименьшего сопротивления в гиперзвуковом потоке газа.— ПММ, 1964, т. 28, вып. 2, с. 383.
6. Гонор А. Л. Определение формы пространственного оптимального тела с учетом силы трения.— Изв. АН СССР. Механ. и машиностр., 1965, № 4, с. 24.
7. Гонор А. Л., Казаков М. Н., Швец А. И. Измерение сопротивления тела звездообразной формы в сверхзвуковом потоке при числах $M \approx 6$ и 8.— Изв. АН СССР. ЖМГ, 1968, № 1, с. 94.
8. Гонор А. Л., Казаков М. Н., Швец А. И., Шейн В. И. Аэродинамические характеристики звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях.— Изв. АН СССР МЖГ, 1971, № 1, с. 93.
9. Аэродинамика сверхзвукового обтекания тел вращения степенной формы. М.: Машиностроение, 1975. 183 с.
10. Cassanto D. M. Effect of cone and bluntness ratio on base pressure.— AIAA Journal, 1965, v. 3, № 12, p. 2351.
11. Гонор А. Л. Закон сопротивления Ньютона для тел, образованных пересекающимися поверхностями.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 1, с. 93.
12. Майкапар Г. И. О волновом сопротивлении неосесимметричных тел в сверхзвуковом потоке.— ПММ, 1959, т. 23, вып. 2, с. 378.

Москва
Институт механики МГУ
Новосибирск

Поступила в редакцию
31.I.1980