

УДК 533.6.011.72

© 1992 г. М. А. ЗУБИН, Н. А. ОСТАПЕНКО

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
И ЗАПАС СТАТИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ
КОНИЧЕСКИХ ЗВЕЗДООБРАЗНЫХ ТЕЛ
ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

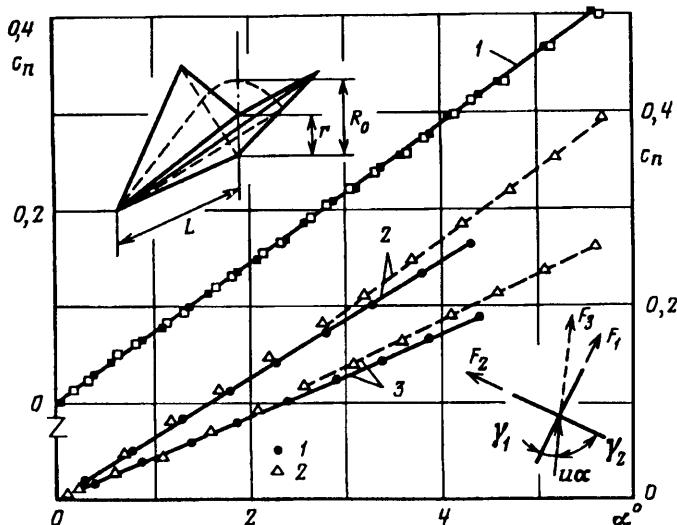
Приведены результаты экспериментального исследования аэродинамических характеристик конических тел со звездообразным поперечным сечением в широком диапазоне изменения параметров, определяющих их геометрию, при числе Маха невозмущенного потока $M = 6$. Изучено положение центра давления у звездообразных тел с оптимальной формой задней кромки в зависимости от параметров подобия, найденных ранее теоретически. Установлено соответствие между производными нормальной силы по углу атаки у звездообразных пирамидальных тел и тел с оптимальной задней кромкой.

1. Аэродинамические характеристики пирамидальных тел при числе $M = 6$. В работах, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию сверх- и гиперзвукового обтекания конических тел со звездообразным поперечным сечением и их элементов (см. библиографию [1, 2]), получен обширный материал по структуре течения около указанных тел и их аэродинамическим характеристикам. Значительная часть работ посвящена изучению аэродинамического сопротивления звездообразных тел при малых и умеренных сверхзвуковых скоростях и угле атаки, равном нулю, что обусловлено поиском основного параметра, обеспечивающего снижение сопротивления по сравнению с эквивалентным по длине L и площади миделевого сечения S_M круговым конусом. Таким параметром [3] оказалось отношение минимального радиуса поперечного контура звездообразного тела к радиусу поперечного сечения эквивалентного конуса в их донной части: $r' = r/R_0$ (фиг. 1, где сплошными линиями изображен один из циклов звездообразного тела, штриховыми — эквивалентный конус). При этом количество циклов n звездообразного тела не имело принципиального значения для достижения минимального значения аэродинамического сопротивления, если r' задано (штрих далее опустим).

В то же время данные об аэродинамических характеристиках звездообразных тел в зависимости от углов атаки и крена имеются лишь для $M \leq 3$ [3] в ограниченном интервале изменения удлинения эквивалентного конуса $\lambda = L/(2R_0)$ и отсутствуют для больших сверхзвуковых скоростей.

Экспериментальное исследование силы аэродинамического сопротивления F_t , нормальной силы F_n и момента проводилось для класса моделей звездообразных тел с плоскими гранями, имеющих одинаковую площадь миделевого сечения S_M . Для сравнения с аэродинамическими характеристиками эквивалентных тел вращения испытывались также эквивалентные круговые конусы с диаметром донного среза 30 мм и длинами $L = 39, 60$ и 75 мм, которым соответствуют удлинения $\lambda = 1,3; 2$ и $2,5$. Звездообразные тела каждого удлинения состояли из трех серий, отличающихся значением параметра $r = 0,4; 0,5$ и $0,6$. В каждой серии варьировалось количество циклов звездообразного тела: $n = 3, 4$ и 6 .

Продольная F_t , нормальная F_n силы и поперечный момент, действующие на модель, измерялись



Фиг. 1

при числе $M = 6$ и единичном числе Рейнольдса $Re \approx 10^8 \text{ м}^{-1}$ с использованием тензометров, установленных в специальном автоматизированном устройстве, обеспечивающем прохождение различных последовательностей режимов обтекания в диапазоне углов атаки $\alpha \in (-10^\circ, +10^\circ)$ с заданным шагом.

В процессе эксперимента информация снималась по следующим измерительным каналам: компоненты тензометров, угол атаки модели, давление в ресивере и статическое в потоке, температура торможения потока и тензометров. Градуировка измерительных каналов, управление положением модели в потоке, съем и обработка информации обеспечивались измерительно-вычислительным комплексом на базе ЭВМ РС АТ-286 и аппаратуры КАМАК. Программное обеспечение комплекса осуществлено в операционной среде MS DOS с использованием специализированной библиотеки для управления аппаратурой КАМАК.

Для получения достоверных значений компонент нагрузки на модель проводились многократные измерения, задавалось необходимое количество опросов измерительных каналов при каждом положении модели в потоке. Съем информации происходил в последовательном режиме, время одного цикла опроса ~ 10 мс. Выбор диапазона тарировки тензометров и настройка усилительной аппаратуры осуществлялись в зависимости от максимально возможных нагрузок на каждую модель. Это позволило обеспечить точность получаемых результатов $\leq 2\%$ без учета возможных технологических погрешностей при изготовлении экспериментальных моделей. В качестве теста проводилось сравнение экспериментального и теоретического [4] значений положения центра давления круговых конусов.

Результаты весовых испытаний моделей звездообразных тел и эквивалентных им конусов представлены коэффициентами продольной $c_r = F_r/(qS_M)$, нормальной к оси тела $c_n = F_n/(qS_M)$ сил и производной последней по углу атаки c_n^α (q — скоростной напор). Величина C_n^α принималась равной коэффициенту в линейной аппроксимации по методу наименьших квадратов экспериментальных значений $c_n(\alpha)$ во всем интервале изменения угла атаки для осесимметричных моделей ($n = 4, 6$) и на подинтервалах — для неосесимметричных моделей ($n = 3$).

Существенным является вопрос о влиянии угла крена на нормальную силу осесимметричного тела со звездообразным поперечным сечением. Были проведены эксперименты, когда угол атаки изменялся в плоскости симметрии цикла (фиг. 1) и в плоскости симметрии лепестка звездообразного тела. В качестве примера на фиг. 1 (зависимость 1) представлены данные по $c_n(\alpha)$ для модели звездообразного тела с параметрами $\lambda = 2,5$, $r = 0,4$ и $n = 4$. Разными точками нанесены значения c_n , соответствующие указанным выше плоскостям изменения угла атаки. Как видно, данные для коэффициента нормальной силы в этих разных с точкой зрения

газодинамики режимах обтекания модели совпадают и могут быть аппроксимированы единой линейной зависимостью в достаточно широком интервале изменения угла атаки.

Этот важный качественный результат получает достаточно простое объяснение с использованием принципа суперпозиции решений линейных задач, если сделать естественное допущение об отсутствии влияния трения на величину и направление нормальной силы при малых углах атаки. Для иллюстрации на фиг. 1 приведена схема обтекания звездообразного тела с числом циклов $n = 4$ в поперечной плоскости.

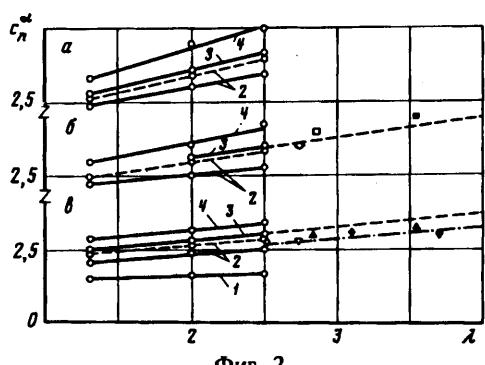
Пусть возмущение поперечной скорости, равное $i\alpha$, где i — модуль скорости невозмущенного потока, составляет углы γ_1 и γ_2 с плоскостями симметрии лепестков звездообразного тела в соответствующем цикле ($\gamma_1 + \gamma_2 = 2\pi/n$). Разложив согласно принципу суперпозиции возмущение скорости на два, параллельных указанным плоскостям симметрии: $i\alpha \sin \gamma_2 / \sin(2\pi/n)$ и $i\alpha \sin \gamma_1 / \sin(2\pi/n)$, найдем, что они вызовут возмущения нормальной силы $F_1 = A\alpha \sin \gamma_2 / \sin(2\pi/n)$ и $F_2 = A\alpha \sin \gamma_1 / \sin(2\pi/n)$ соответственно, где A — некоторый коэффициент, определяемый в результате решения линейной задачи обтекания звездообразного тела под малым углом атаки, плоскость изменения которого совпадает с плоскостью симметрии лепестка тела, когда основное, невозмущенное решение ($\alpha = 0$) известно. В соответствии с правилом параллелограмма равнодействующая F_3 сил F_1 и F_2 будет направлена так же, как и возмущение поперечной скорости $i\alpha$ (фиг. 1), и равна $A\alpha$.

Таким образом, если линейная теория имеет достаточно широкую область применимости, то нормальная сила будет находиться в плоскости угла атаки и иметь равные значения не только при равных значениях угла атаки, изменяющегося в различных плоскостях симметрии звездообразного тела, что и наблюдается в эксперименте для осесимметричных тел ($n = 4, 6$), но и при произвольном расположении плоскости изменения угла атаки. В области справедливости линейной теории производная нормальной силы по углу атаки c_n'' не зависит от угла крена звездообразного тела.

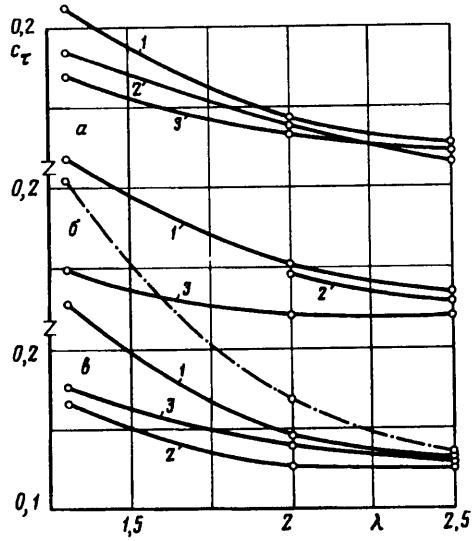
Нетрудно установить, что приведенное рассуждение остается верным для любого циклически-симметричного тела ($n \geq 3$), т. е. и для неосесимметричных звездообразных тел. Впервые этот результат был получен в [5] в рамках линеаризованной модели локального взаимодействия. Однако, как показало экспериментальное исследование неосесимметричных звездообразных тел ($n = 3$), интервал изменения угла атаки, содержащий точку $\alpha = 0$, где $c_n(\alpha)$ может быть аппроксимирован линейной функцией, значительно меньше, чем у осесимметричных тел. Поэтому, если измерения аэродинамических характеристик проводятся с достаточно крупным шагом по углу атаки [3], может остаться незамеченной достаточно малая окрестность точки $\alpha = 0$, где зависимость $c_n(\alpha)$ описывается линейной теорией.

На фиг. 1 точками 1 и 2 нанесены экспериментальные значения $c_n(\alpha)$ для двух моделей звездообразных тел с количеством циклов $n = 3$ и $r = 0,4$. Причем точкам 1 отвечает такое положение звездообразного тела в потоке, когда его цикл, изображенный на фиг. 1, является подветренной стороной, а точкам 2 — наветренной стороной. Зависимостям 2 и 3 соответствуют значения $\lambda = 2,5$ и $1,3$. Экспериментальные точки 1 и 2 в обоих случаях могут быть аппроксимированы единой прямой лишь при $\alpha \leq 2-2,5^\circ$. При этом точки 1 во всем исследованном диапазоне углов атаки могут быть с высокой точностью аппроксимированы линейной зависимостью (сплошные прямые 2 и 3), в то время как точки 2 — только при $\alpha \geq 3^\circ$ (штриховые прямые 2 и 3). Угловые коэффициенты указанных сплошных и штриховых прямых принимаются в дальнейшем в качестве производной нормальной силы неосесимметричных звездообразных тел при реализации двух существенно различных режимов обтекания, учитывая малость «переходного участка» в окрестности $\alpha = 0$.

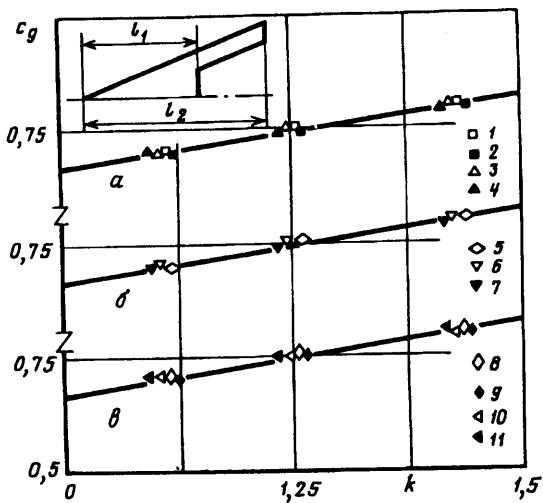
Экспериментальные данные по коэффициенту продольной силы c_t свидетель-



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

ствуют, что влияние несимметричности звездообразных тел ($n = 3$) практически не проявляется в исследованном диапазоне углов атаки в отличие от указанного выше влияния на величину $c_n(\alpha)$.

На фиг. 2 при $\lambda \in [1,3; 2,5]$ представлены результаты для производной нормальной силы по углу атаки c_n^a звездообразных тел (зависимости 2—4, отвечающие числу циклов $n = 3, 4, 6$) с параметром $r = 0,4; 0,5$ и $0,6$ (*a*, *b* и *v* соответственно) и эквивалентных им круговых конусов (зависимость 1, фиг. 2, *e*).

Величина c_n^a у звездообразных тел значительно превосходит таковую у эквивалентных конусов, что свидетельствует о высоких несущих свойствах рассматриваемых пространственных конфигураций. Рост производной нормальной силы, наблюдаемый с увеличением удлинения λ и уменьшением параметра r , обусловлен соответствующим увеличением площади в плане звездообразного тела $S_p \sim 2\lambda S_M / (rn \sin(\pi/n))$. Увеличение же c_n^a при возрастании числа циклов звездообразного тела объясняется значительным повышением давления в цикле на его наветренной стороне и весьма слабой зависимостью площади в плане S_p от n , которая при переходе от $n = 3$ к $n = 6$ при прочих равных параметрах изменяется лишь на 15% (см., например, [2, 6]). Особенно ясно эти свойства обтекания проявляются для моделей звездообразных тел с нечетным числом циклов ($n = 3$, зависимости 2 на фиг. 2), когда изменяется ориентация цикла по отношению к набегающему потоку (сплошные линии — цикл на подветренной стороне, штриховые — цикл на наветренной стороне) при постоянной площади в плане.

На фиг. 3 приведены экспериментальные данные для коэффициента сопротивления c_t звездообразных тел при угле атаки $\alpha = 0$ с количеством циклов $n = 3, 4$ и 6 (*a*, *b* и *v* соответственно) и значением параметра $r = 0,6; 0,5$ и $0,4$ (сплошные кривые 1, 2 и 3), а также эквивалентных им конусов (штрихпунктирная кривая на фиг. 3, *e*) в зависимости от удлинения λ .

Все тела звездообразной формы из рассматриваемого диапазона изменения конструктивных параметров λ , r и n при $M = 6$ имеют меньшее аэродинамическое сопротивление, чем эквивалентные конусы. При этом если минимальные значения c_t у звездообразных тел с числом циклов $n = 3$ и 4 (фиг. 3, *a*, *b*) практически во всем интервале удлинений λ не достигнуты при изменении r от $0,6$ до $0,4$ (исключение составляет область изменения λ в окрестности $2,5$ при $n = 3$), то для $n = 6$ (фиг. 3, *v*) минимальное значение аэродинамического сопротивления достигается при $r \approx 0,5$.

Результаты весовых испытаний звездообразных тел при числе $M = 6$ и $\alpha = 0$ показывают также, что для достижения минимальных значений аэродинамического сопротивления при фиксированных параметрах λ и r уже нельзя с определенностью указать необходимое количество циклов звездообразного тела, как это было при меньших числах Маха, когда достаточно было взять $n = 3$ или 4 [1, 3]. Так, при $r = 0,6$ и $0,4$ минимальным сопротивлением обладают тела с числом циклов $n = 3$ и 4 соответственно, а при $r = 0,5$ — с числом циклов $n = 6$. Эта неопределенность отмечалась в [7] при гиперзвуковых скоростях потока.

При $r \in [0,4; 0,6]$ и $\lambda = 1,3$ аэродинамическое сопротивление оптимального звездообразного тела приблизительно в 2 раза меньше сопротивления эквивалентного конуса и при $\lambda = 2$ — в 1,3 раза. Эти данные совместно с результатами других работ (см. библиографию [1]) указывают, что минимальное значение отношения аэродинамического сопротивления звездообразных тел к c_t эквивалентного конуса достигается при числе $M > 6$.

2. Аэродинамические характеристики звездообразных тел с оптимальной формой задней кромки. Одним из важных вопросов при разработке перспективных пространственных форм летательных аппаратов, двигающихся с большой сверхзвуковой скоростью и обладающих оптимальными или близкими к ним аэродинамическими характеристиками, является проблема их стабилизации в полете.

<i>m</i>	<i>n</i>	<i>r'</i>	λ	Точка
0,165	4	0,47	2,83	1
"	4	0,47	3,53	2
"	3	0,58	2,83	3
"	3	0,58	3,53	4
0,21	4	0,53	2,75	5
"	3	0,65	2,75	6
"	3	0,65	3,7	7
0,33	4	0,62	2,5	8
"	4	0,62	3,1	9
"	3	0,78	2,5	10
"	3	0,78	3,1	11

В [8] в классе конических звездообразных тел с плоскими гранями была изучена возможность обеспечения максимального запаса статической устойчивости путем оптимального профилирования задней кромки при различных изопериметрических условиях: заданных либо площади миделевого сечения, либо объеме тела. На фиг. 4 качественно изображена проекция лепестка звездообразного тела с оптимальной формой задней кромки на его плоскость симметрии. На расстояниях l_1 и l_2 от носика тела располагаются плоские поверхности донного среза, нормальные к оси звездообразного тела.

В [8] была поставлена и решена вариационная задача для тонких тел в предположении слабого изменения давления по размаху каждой из панелей пространственного тела и отсутствия влияния части задней кромки, расположенной ближе к носику тела, на «стабилизаторы» (фиг. 4). Был обнаружен закон подобия, устанавливающий универсальность формы задней кромки и величины запаса статической устойчивости при постоянных значениях параметров $k = l_2/l_1$ (относительная длина «стабилизаторов») и m .

$$m = \frac{(r/R) \cos(\pi/n)}{1 - (r/R) \cos(\pi/n)} \equiv \frac{r^2(n/2\pi) \sin(2\pi/n)}{1 - r^2(n/2\pi) \sin(2\pi/n)}$$

Здесь r и R — минимальный и максимальный радиусы поперечного контура звездообразного тела в некотором сечении.

Для проверки результатов теории [8] достаточно провести измерения положения центра давления l_z звездообразных тел с оптимальной формой задней кромки, определенной, например, для случая заданной площади миделевого сечения, при различных наборах определяющих параметров и сравнить с его теоретическими значениями, определяемыми по формуле

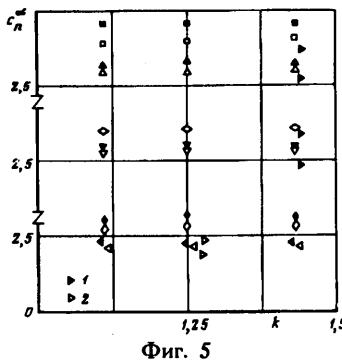
$$c_z \equiv \frac{l_z}{l_1} = 1 - 1/3z^2 + 1/2(k-1)(1-z^2)$$

$$z^4 = [1 + 4/3(1+m)(k-1)]^{-1}$$

В соответствии с изложенным были спроектированы и изготовлены экспериментальные модели звездообразных тел с оптимальной формой задней кромки, геометрия каждой из которых определяется значениями безразмерных параметров в строках таблицы и величиной параметра $k = 1,11; 1,25$ и $1,43$.

Нетрудно видеть, что модели спроектированы таким образом, чтобы, с одной стороны, можно было установить справедливость закона подобия (модели с числом циклов поперечного контура $n = 3$ и 4 при постоянном m и одинаковом λ), с другой — справедливость теории для различных величин относительной толщины тела λ^{-1} .

Экспериментальное исследование аэродинамических характеристик описанных



Фиг. 5

выше моделей и обработка результатов проводились по методике, изложенной в разд. 1.

Зависимость аэродинамических характеристик моделей звездообразных тел с оптимальной задней кромкой от угла атаки имеет качественно тот же вид, что и у пирамидальных звездообразных тел. В частности, экспериментальные значения положения центра давления l_z во всем исследованном диапазоне углов атаки ($\alpha \geq 0$), где удовлетворяется требование по точности измерений величин, производящих указанную характеристику (нормальная сила, поперечный момент), укладывались в полосу около некоторой прямой $l_z = \text{const}$ с полушириной, не превышающей погрешности измерений, приведенной в разд. 1. Это свидетельствует о том, что $l_z(\alpha)$ в исследованном диапазоне углов атаки является либо постоянной, либо весьма слабо меняющейся функцией. Поэтому в качестве l_z принималось среднее значение полученных в эксперименте величин $l_z(\alpha)$.

Принятый способ определения положения центра давления l_z представляется естественным в случае осесимметричных тел звездообразной формы ($n = 4$ и 6). Учитывая существенное различие значений $c_n(\alpha)$ у неосесимметричных тел ($n = 3$, зависимости 2 и 3 на фиг. 1) при углах атаки разного знака, когда плоскость изменения α совпадает с любой из плоскостей симметрии звездообразного тела, порядок определения положения центра давления требует специального изучения. Исследование величины l_z у разных моделей с числом циклов $n = 3$ при изменении угла атаки в плоскостях, совпадающих с плоскостями симметрии тел и перпендикулярных к последним, показало, что с точностью до погрешности эксперимента величина l_z не зависит от угла крена модели.

На фиг. 4, а, б и в соответственно для $m = 0,165; 0,21$ и $0,33$ представлены теоретические (сплошные линии) и экспериментальные значения относительного положения центра давления звездообразных тел с оптимальной задней кромкой в зависимости от удлинения «стабилизаторов» k (экспериментальные точки смешены относительно соответствующих координатных линий $k = \text{const}$). Соответствие между экспериментальными точками и моделями установлено в правой колонке таблицы. Отличие экспериментальных значений c_n от теоретических зависимостей не превышает погрешности измерений.

Таким образом, проведенное экспериментальное исследование не только подтверждает справедливость обнаруженного в [8] закона подобия, но и указывает, что теоретическая зависимость обеспечивает высокую точность определения положения центра давления.

Наряду с положением центра давления для звездообразных тел с оптимальной задней кромкой существенной характеристикой для расчета динамических свойств рассматриваемых тел в полете является производная нормальной силы по углу атаки c_n'' . На фиг. 5, а, б и в соответственно для $m = 0,165; 0,21$ и $0,33$ в тех же обозначениях, что и на фиг. 4, приведены экспериментальные данные по c_n'' в зависимости от параметра k .

Основной массив экспериментальных данных для моделей с нечетным числом циклов ($n = 3$, точки 3, 4, 6, 7, 10, 11) относится к режимам обтекания, когда плоскость изменения угла атаки перпендикулярна любой из плоскостей симметрии звездообразного тела, т. е. $c_n(\alpha)$ является нечетной функцией угла атаки. Точки 1 на фиг. 5 (соответствует точкам 4 и 7) при $k = 1,43$ и 2 (соответствует точке 10) при $k = 1,25$ отвечают режимам обтекания, когда плоскость изменения угла атаки совпадает с одной из плоскостей симметрии тела, а цикл располагается либо на подветренной стороне (нижние в каждой паре на фиг. 5, а, б и в точек), либо на наветренной стороне (верхние точки). Среднее значение величин c_n^a для этих характерных режимов обтекания совпадает с величинами c_n^a при нечетной функции $c_n(\alpha)$ (точки 4 и 7, $k = 1,43$, и точка 10, $k = 1,25$).

Важным экспериментальным фактом (фиг. 5) является практическое постоянство производной нормальной силы в каждой серии моделей с одинаковыми значениями параметров m , r и λ , но различными k . Это обстоятельство с учетом значительного перераспределения несущей поверхности на оптимальных телах в окрестности донной части от внутренних ребер к передним кромкам [8], во-первых, указывает на весьма малое изменение давления в поперечном направлении на каждой из граней звездообразного тела и, во-вторых, на слабое влияние (или отсутствие такового) части донного среза, расположенной ближе к носику тела (см. фиг. 4), на обтекание «стабилизаторов».

Расчеты показали, что при числе $M = 6$ около экспериментальных моделей реализуются все возможные режимы обтекания: с отошедшей от передних кромок ударной волной ($n = 3 — m = 0,21, \lambda = 3,7; m = 0,33; n = 4 — m = 0,33, \lambda = 3,1$), с гладкой головной ударной волной, присоединенной к передним кромкам ($n = 3 — m = 0,165, m = 0,21; \lambda = 2,75; n = 4 — m = 0,33, \lambda = 2,5$), а также с маховской конфигурацией ударных волн в циклах тела ($n = 4 — m = 0,21; m = 0,165$). При больших удлинениях звездообразных тел и малом числе циклов ($n = 3; 4$) внутренние скачки уплотнения в маховской конфигурации ударных волн имеют слабую интенсивность, а в случае режима обтекания с одной гладкой ударной волной в цикле звездообразного тела давления внутри конуса Маха мало отличается от давления за плоским скачком уплотнения, присоединенным к передней кромке. Приведенные данные подтверждают справедливость упрощений, проведенных в [8] при постановке вариационной задачи.

Независимость производной коэффициента нормальной силы от параметра k позволяет прийти к заключению, что величина c_n^a оптимальных по запасу статической устойчивости звездообразных тел совпадает с таковой у звездообразных тел с плоским донным срезом (пирамидальные тела, $k = 1$), имеющих те же значения конструктивных параметров λ , r и n . В связи с этим представляют интерес сравнить средние по k значения c_n^a у звездообразных тел с оптимальной формой задней кромки с c_n^a у звездообразных тел с плоским донным срезом (разд. 1).

В разд. 1 была исследована зависимость c_n^a от удлинения λ ($\lambda \leq 2,5$) у пирамидальных звездообразных тел при $r \in [0,4; 0,6]$. Среди моделей звездообразных тел с оптимальной задней кромкой (таблица) 9 и 11 серий имеют величину параметра r , принадлежащую интервалу $(0,4; 0,6)$, либо близкую к нему, и удлинение $\lambda \geq 2,5$. Поэтому экспериментальные данные по c_n^a пирамидальных звездообразных тел (разд. 1) линейно экстраполировались на $\lambda > 2,5$.

На фиг. 2 штриховыми прямыми ($\lambda > 2,5$) нанесены экстраполяционные зависимости c_n^a соответственно для пирамидальных тел с параметрами $r = 0,5$ (б), $n = 4$ и $r = 0,6$ (в), $n = 4$, а штрихпунктирной прямой фиг. 2, в — зависимость c_n^a , являющаяся экстраполяцией средних значений производной коэффициента нормальной силы у моделей звездообразных тел с тремя циклами (зависимости 2). Отклонение экспериментальных точек от опорных прямых качественно соответствует представлению об изменении c_n^a в зависимости от параметра r .

Уменьшению (увеличению) параметра r при постоянном λ отвечает увеличение (уменьшение) C_n^a , что связано с увеличением (уменьшением) несущей поверхности звездообразного тела. Наблюдается также хорошее количественное согласие результатов (интерполяционные прямые, соответствующие моделям с оптимальной задней кромкой для $r \in (0,4; 0,6)$, не приведены).

Проведенное экспериментальное исследование аэродинамических характеристик звездообразных тел с оптимальной формой задней кромки позволяет сделать вывод, что рекомендации теории [8] могут быть использованы по крайней мере для удлинений $\lambda \geq 2,5$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гонор А. Л., Зубин М. А., Остапенко Н. А. и др. Аэродинамика звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях//Актуальные проблемы механики. М.: Изд-во МГУ, 1984. С. 30—38.
2. Зубин М. А., Остапенко Н. А. О некоторых режимах сверхзвукового обтекания наветренной стороны V-образных крыльев//Изв. АН СССР. МЖГ. 1992. № 2.
3. Гонор А. Л., Зубин М. А., Остапенко Н. А. Экспериментальное исследование аэродинамических характеристик звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях//Неравновесные течения газа и оптимальные формы тел в сверхзвуковом потоке. М.: Изд-во МГУ, 1978. С. 28—39.
4. Остапенко Н. А. О центре давления конических тел//Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 1. С. 99—104.
5. Окунев Ю. М., Остапенко Н. А. О демпфировании колебаний летящего тела около центра масс в условиях квазистационарной модели аэродинамики//Математическое моделирование нестационарных задач в механике сплошных сред. М.: 1985. С. 67—78.
6. Зубин М. А., Лапыгин В. И., Остапенко Н. А. Теоретическое и экспериментальное исследование структуры сверхзвукового обтекания тел звездообразной формы и их аэродинамических характеристик//Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 3. С. 34—40.
7. Глазков В. М., Дуганов В. В., Зубин М. А., Остапенко Н. А. Аэродинамика тел звездообразной формы при гиперзвуковых скоростях//Аннот. докл. 7-го Всесоюз. съезда по теор. и прикл. мех., Москва, 15—21 авг. 1991. М., 1991. С. 104.
8. Остапенко Н. А. Конические тела со звездообразным поперечным сечением, обладающие запасом статической устойчивости//Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 6. С. 84—92.

Москва

Поступила в редакцию
21.I.1992