

УДК 532.526:533.6.01.55

© 1996 г. М.А. ЗУБИН, Н.А. ОСТАПЕНКО, А.А. ЧУЛКОВ

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ТЕЛ СО ЗВЕЗДООБРАЗНЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ СЕЧЕНИЕМ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ**

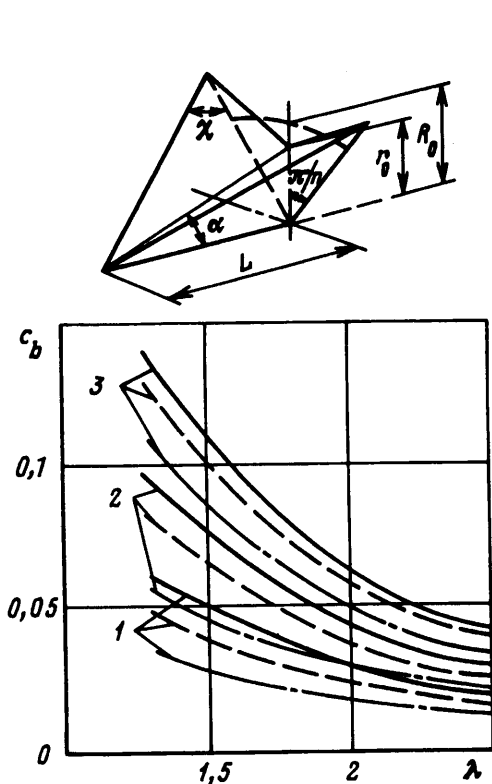
Определена область изменения параметров, где при гиперзвуковых скоростях аэродинамическое сопротивление пирамидальных тел, волновая составляющая которого рассчитана в рамках конических течений с учетом толщины вытеснения пограничного слоя, с удовлетворительной точностью согласуется с экспериментальными данными. Расчетная модель применима и в области минимальных значений аэродинамического сопротивления звездообразных тел в классе эквивалентных по длине и площади миделевого сечения конических тел.

В [1] предложена методика расчета аэродинамического сопротивления звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях, принципиальное отличие которой от ранее известной [2] заключается в учете влияния толщины вытеснения пограничного слоя при определении волновой составляющей.

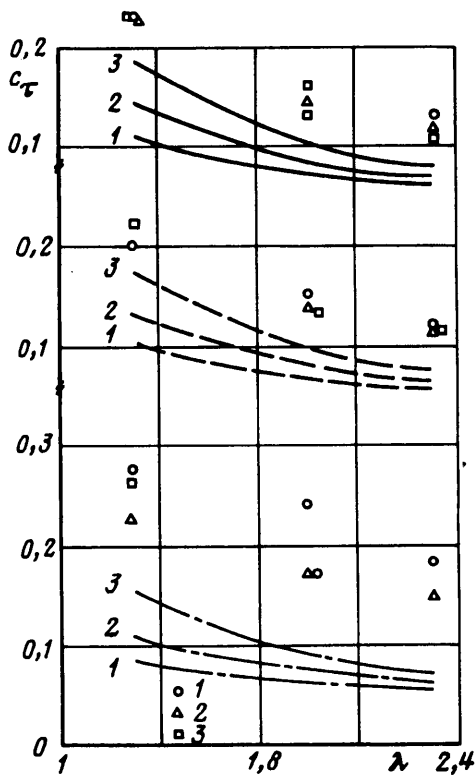
Параметрические расчетные исследования показали, что, оставаясь в рамках конических течений и моделируя относительно простыми средствами силу трения, донное сопротивление и толщину вытеснения пограничного слоя, можно получать значения сопротивления пирамидальных звездообразных тел [1], удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными [2–4] при малых и умеренных сверхзвуковых скоростях потока практически в неограниченной области изменения параметров, характеризующих геометрию тел. При указанных скоростях ударный слой достаточно толстый и структура течения в нем, даже если она содержит внутренние ударные волны, приводящие к отрыву пограничного слоя, не оказывает существенного влияния на сопротивление пространственных тел рассматриваемого класса. Область изменения геометрических параметров звездообразных тел, где наблюдается удовлетворительное совпадение результатов расчетов и экспериментальных измерений аэродинамического сопротивления [5], сужается при больших сверхзвуковых скоростях [1]. Интенсивные ударные волны в тонком сжатом слое приводят в отличие от расчетных схем течения в рамках модели идеального газа к кардинальной перестройке течения в нем.

Эти результаты указывают как на возможность создания простых и эффективных методик для расчета интегральных характеристик звездообразных тел, учитывающих реальные явления, наблюдающиеся в ударных слоях, так и на необходимость определения области их возможного использования.

Принципиальное значение имеет вопрос о применимости модели расчета аэродинамического сопротивления пирамидальных звездообразных тел [1] в области гиперзвуковых скоростей обтекания, где, в частности, существенное влияние могут оказывать эффекты вязкого взаимодействия, что отмечалось уже при числах Маха  $M = 6$  для малых углов отклонения потока и стреловидности передних кромок. Определение области изменения параметров, в которой с использованием упрощенных подходов можно рассчитать величину аэродинамического сопротивления пространственных тел, удовлетворительно согласующихся с экспериментом [6, 7], избавляет от необходимости



Фиг. 1



Фиг. 2

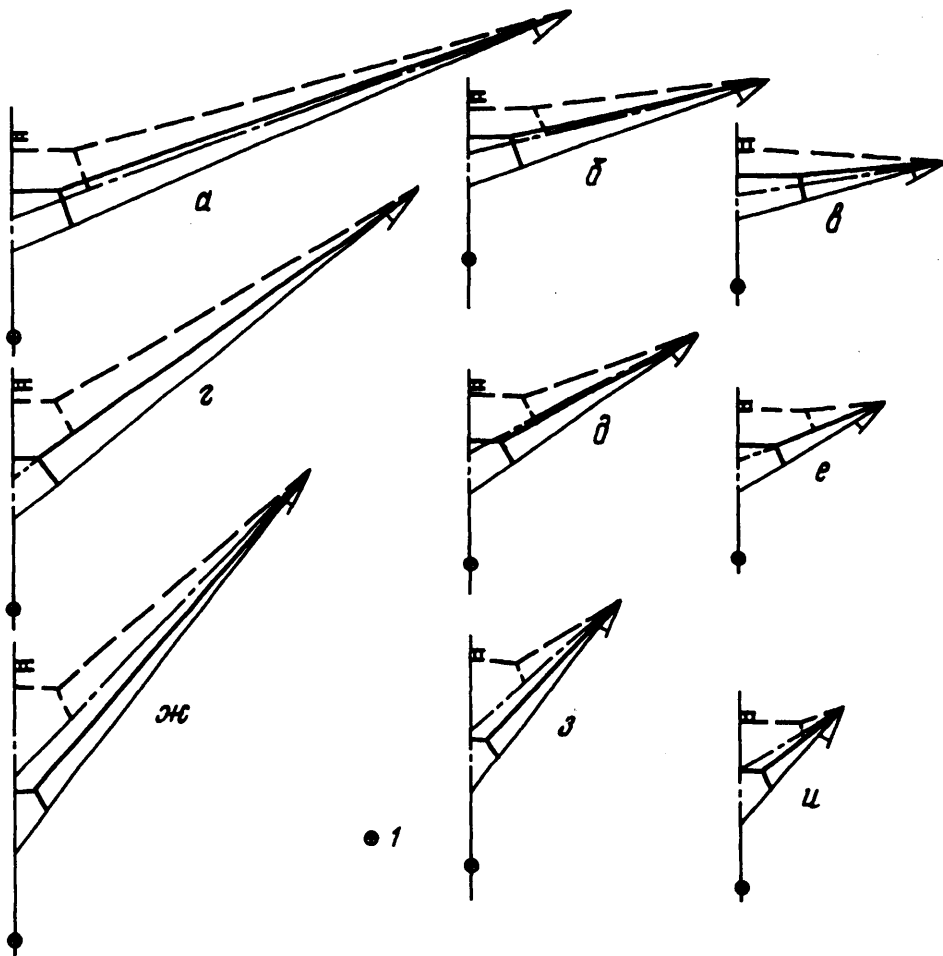
Фиг. 1. Цикл звездообразного тела:  $R_0$  – радиус донного среза эквивалентного конуса,  $c_b$  – коэффициент волнового сопротивления звездообразных тел без учета толщины вытеснения пограничного слоя,  $\lambda$  – удлинение конуса. Кривые 1–3 –  $r = r_0/R_0 = 0,4; 0,5; 0,6$ ; сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии соответствуют  $n = 3; 4$  и 6

Фиг. 2. Коэффициент полного сопротивления звездообразных тел  $c_T$  без учета толщины вытеснения пограничного слоя с геометрическими параметрами, указанными на фиг. 1. Точки – экспериментальные данные; 1–3 –  $r = 0,4; 0,5; 0,6$

ти решения трехмерных задач течения вязкого газа, требующих значительных затрат машинного времени [8, 9].

1. Экспериментальное исследование аэродинамических характеристик пространственных тел со звездообразным поперечным сечением при гиперзвуковом обтекании [6, 7] проводилось в гелиевой импульсной установке при числе  $M = 17,5$ , единичном числе Рейнольдса  $Re = 6,8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  и температуре газа в ресивере 293 К. Геометрические параметры экспериментальных моделей звездообразных тел, цикл одного из которых изображен на фиг. 1 (штриховая линия – донный срез эквивалентного по длине  $L$  и площади миделевого сечения кругового конуса), изменялись в широких пределах:  $\lambda = L/2R_0 = 1,3; 2$  и  $2,5$ ;  $r = r_0/R_0 = 0,4; 0,5; 0,6$ ; число циклов  $n = 3, 4$  и 6. Все модели имели одинаковую площадь миделевого сечения ( $R_0 = 15 \text{ мм}$ ).

Для условий проведения эксперимента и указанного диапазона изменения  $\lambda, r, n$  число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам в ударном слое, составляет  $3\text{--}7 \cdot 10^5$ , что отвечает ламинарному режиму течения в пограничном слое. Учитывая, что продолжительность рабочего режима гиперзвуковой импульсной трубы составляет  $0,3\text{--}1 \text{ с}$ , температура поверхности модели  $T_w$  в расчетах принималась равной температуре газа в ресивере.



Фиг. 3. Конфигурации ударных волн в полуцикле звездообразных тел без учета (сплошные) и с учетом (штриховые линии) толщины вытеснения пограничного слоя

Согласно этому допущению, формулы для коэффициента трения и параметра  $h$  [1] толщины вытеснения ламинарного пограничного слоя имеют вид

$$c_T = \frac{4}{3} \frac{q_1}{q_\infty} \frac{A}{\sqrt{\text{Re}_1} \sin x}$$

$$A = 1,328[1 + (0,55 + 0,18\sqrt{\text{Pr}})a]^b$$

$$\text{tg } x = \text{tg } \alpha \sin x_1, \quad \text{tg } x_1 = \frac{\text{tg}(\pi/n)}{1 - (n/\pi)\text{tg}(\pi/n)r^2}$$

$$\text{Re}_1 = \frac{\text{Re}_\infty}{\cos \alpha} \frac{u_1}{u_\infty} \left( \frac{\rho_1}{\rho_\infty} \right)^{\omega+1} \left( \frac{p_1}{p_\infty} \right)^{-\omega}, \quad a = \frac{\kappa-1}{2} M_1^2, \quad b = \frac{\omega-1}{2}$$

$$h = \delta^* / \sin \gamma, \quad \text{ctg } \gamma = \text{ctg } x_1 \cos \alpha$$

$$\delta^* = 1,74 \text{Re}_1^{-0,5} (1+a)^b \left( 1 + \frac{48}{35} a \right)$$

Здесь величинам с индексами  $\infty$  и 1 соответствуют их значения в невозмущенном потоке и за плоской ударной волной, присоединенной к передней кромке тела. В расчетах, моделирующих условия эксперимента в гелиевой трубе, отношение удельных теплоемкостей  $\kappa$  принималось равным 1,667, число Прандтля  $P_r = 0,68$ , показатель степени в зависимости вязкости от температуры  $\omega = 0,647$ .

Донная составляющая сопротивления при гиперзвуковых скоростях ( $M = 17,5$ ), хотя и пренебрежимо мала, аппроксимировалась ее максимальным значением  $c_g = 2/\kappa M^2$ .

2. На фиг. 1 и 2 соответственно представлены данные о коэффициентах волнового  $c_b$  и полного  $c_\tau$  сопротивления звездообразных тел, полученные в расчетах без учета толщины вытеснения пограничного слоя. Кривые 1, 2, 3 отвечают значениям  $r = 0,4$ ; 0,5; 0,6, из них сплошные –  $n = 3$ , штриховые –  $n = 4$ , штрихпунктирные –  $n = 6$ . Точки 1, 2, 3 (фиг. 2) – экспериментальные величины  $c_\tau$  для указанной последовательности значений параметра  $r$ . Расчеты [1] полного сопротивления тел звездообразной формы показали, что с увеличением числа Маха ( $M \geq 4$ ) растет различие между расчетными и экспериментальными значениями  $c_\tau$ . Так, при  $M = 6$  для тел с параметром  $r = 0,4$  превышение экспериментальных данных над расчетными достигало 25–30%, в то время как при числе  $M = 4$ –5 – 8%. Как следует из фиг. 2, при гиперзвуковых скоростях обтекания величины коэффициента аэродинамического сопротивления, получаемые из расчета по модели без учета толщины вытеснения пограничного слоя, могут в несколько раз отличаться от значений  $c_\tau$ , измеренных в эксперименте ( $n = 6$ ).

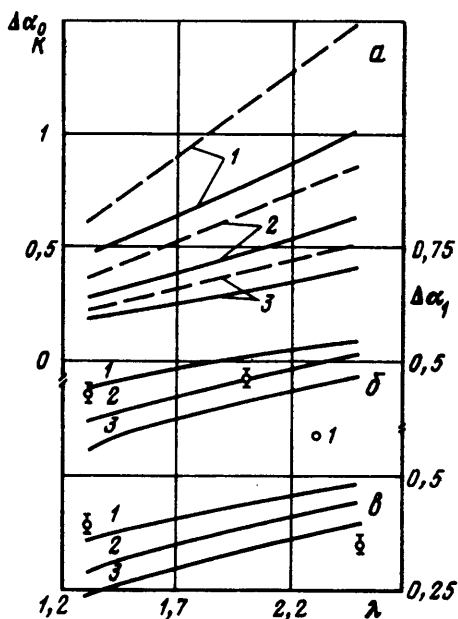
Существенность учета толщины вытеснения пограничного слоя при расчете волновой составляющей сопротивления звездообразных тел при числе Маха  $M = 17,5$  демонстрирует пример расчета (фиг. 3) структуры обтекания нескольких моделей тел, параметры геометрии которых приведены ниже:

|           |          |          |          |          |          |          |          |          |          |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
| Фиг. 3    | <i>a</i> | <i>b</i> | <i>в</i> | <i>г</i> | <i>д</i> | <i>е</i> | <i>ж</i> | <i>з</i> | <i>и</i> |
| <i>n</i>  | 3        | 3        | 3        | 4        | 4        | 4        | 6        | 6        | 6        |
| $\lambda$ | 1,3      | 2        | 2,5      | 1,3      | 2        | 2,5      | 1,3      | 2        | 2,5      |
| <i>r</i>  | 0,4      | 0,5      | 0,6      | 0,4      | 0,5      | 0,6      | 0,4      | 0,5      | 0,6      |

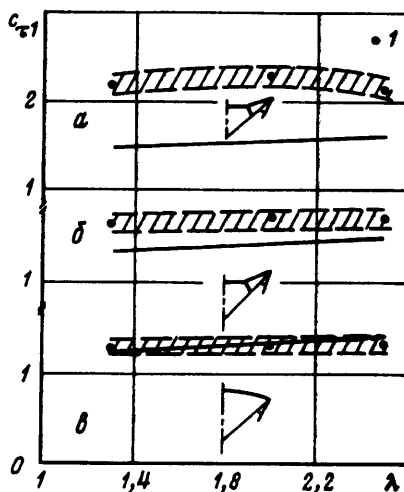
Волновые структуры в полуциклах звездообразных тел изображены в плоскости, перпендикулярной их внутренней линии излома с длиной, равной единице. Сплошные и штриховые линии отвечают конфигурациям ударных волн, полученным в расчетах соответственно без учета и с учетом толщины вытеснения пограничного слоя, а штрихпунктирной линией показана поверхность тела вытеснения, образованного толщиной вытеснения пограничного слоя. Точкой 1 указано направление невозмущенного потока. Во всей области изменения параметров геометрии  $\lambda$ ,  $r$ ,  $n$  (см. выше) преимущественно наблюдается маховская конфигурация ударных волн. Исключение составляют лишь случаи больших удлинений  $\lambda$  и углов раскрытия цикла (фиг. 3, в), когда около тела реализуются режимы обтекания, близкие к расчетному [10], – с плоской ударной волной, лежащей в плоскости передних кромок.

Анализ расчетов обтекания звездообразных тел показал, что при  $M = 17,5$  значительно расширяется область изменения параметров геометрии, в которой реализуется всплывание особенности Ферри от внутреннего ребра цикла в плоскости симметрии в сторону мостообразного скачка уплотнения маховской конфигурации ударных волн [11, 12]. Если при обтекании звездообразных тел при умеренных сверхзвуковых скоростях всплывание точки Ферри характерно лишь на режимах, близких к расчетному с сильной ударной волной на передних кромках, то при гиперзвуковых скоростях всплывание точки Ферри имеет место и на режимах, далеких от указанного: при больших углах раскрытия цикла (фиг. 3, а), а также на режимах, близких к расчетному со слабой ударной волной на передних кромках (фиг. 3, и).

Таким образом, при гиперзвуковом обтекании звездообразных тел и V-образных крыльев на режимах с маховской конфигурацией ударных волн наиболее характерной



Фиг. 4



Фиг. 5

Фиг. 4. Относительное увеличение характерного угла отклонения потока около тела вытеснения  $\Delta\alpha_0$  (сплошные линии). Отношение волновых сопротивлений эффективного и исходного звездообразных тел  $c_{b1}$  (штриховые линии),  $k = (c_{b1} - 1)/2$ . Кривые 1-3 -  $r = 0,4; 0,5; 0,6$ ;  $n = 4$  (а). Отношение толщины вытеснения пограничного слоя к толщине ударного слоя в плоскости симметрии течения  $\Delta\alpha_1$ ;  $n = 6$  (б),  $n = 4$  (в). Кривые 1-3 -  $r = 0,4; 0,5; 0,6$ . Точка 1 - экспериментальные данные

Фиг. 5. Величина  $c_{t1}$  - экспериментальные (точки 1) и расчетные значения (сплошные линии) полного сопротивления звездообразных тел ( $n = 3$ , а -  $r = 0,4$ ; б -  $0,5$ ; в -  $0,6$ ) с учетом толщины вытеснения пограничного слоя, отнесенные к расчетным значениям полного сопротивления без учета толщины вытеснения пограничного слоя

является картина конических линий тока в ударном слое с всплывшей особенностью Ферри.

На фиг. 4,а приведены значения относительного увеличения угла между внутренним ребром эффективного звездообразного тела и набегающим потоком  $\Delta\alpha_0 = (\arctg h)/\alpha$  для  $n = 4$  и различных  $r$  (сплошные линии 1-3 -  $r = 0,4; 0,5; 0,6$ ). Монотонность зависимостей  $\Delta\alpha_0(\lambda)$  наблюдается и для  $n = 3$  и 6. Соответствующие данные для отношения коэффициентов волнового сопротивления  $c_{b1}$  звездообразных тел, рассчитанных с учетом и без учета толщины вытеснения пограничного слоя (фиг. 4,а, штриховые линии,  $c_{b1} = 2k + 1$ ), качественно повторяют поведение кривых для  $\Delta\alpha_0$ . Наблюдается значительно более сильная зависимость  $c_{b1}$  от  $\Delta\alpha_0$  в отличие от имевшей место при умеренных сверхзвуковых скоростях обтекания [1]. Если в диапазоне чисел Маха  $M = 3-6$  увеличение эффективного угла отклонения потока на 10-30% приводило к такому же по порядку величины увеличению  $c_b$ , то при  $M = 17,5$ , например, для  $r = 0,4$ ,  $\lambda = 2,5$  и  $n = 3, 4, 6$  увеличение эффективного отклонения потока в 0,75-1,5 раза приводит к увеличению  $c_b$  от 3 до 8 раз, что связано с усилением нелинейной зависимости  $c_b(\alpha)$  при гиперзвуковых скоростях обтекания.

Анализ величины  $\Delta\alpha_1$ , равной отношению толщины вытеснения пограничного слоя к толщине ударного слоя в плоскости симметрии цикла звездообразного тела (фиг. 4,б -  $n = 6$ , в -  $n = 4$ , кривые 1-3 -  $r = 0,4; 0,5; 0,6$ ), показал, что толщина вытеснения пограничного слоя составляет от 25 до 50% толщины ударного слоя для

всей исследованной области изменения параметров геометрии. Так как при гиперзвуковых скоростях отношение толщины вытеснения к толщине пограничного слоя стремится к единице, то можно оценить адекватность модели толщины вытеснения, сопоставив толщину пограничного слоя, сходящего с внутреннего ребра цикла модели звездообразного тела, измеренную по теневому снимку (прибор Теплера), с расчетными значениями  $\Delta\alpha_1$ . На фиг. 4,б, в точками 1 (вертикальная черта указывает возможный разброс измерений) нанесены экспериментальные значения  $\Delta\alpha_1$  для  $r = 0,4$ ,  $\lambda = 1,3$  и 2 (б) и для  $r = 0,4$ ,  $\lambda = 1,3$  и  $r = 0,6$ ,  $\lambda = 2,5$  (в). Сравнение указывает, что модель расчета дает удовлетворительную оценку толщины вытеснения пограничного слоя в окрестности ребра цикла на его задней кромке.

3. Результаты расчетов и экспериментальных измерений коэффициента полного сопротивления  $c_\tau$  звездообразных тел при числе  $M = 17,5$  представлены отношением  $c_{\tau 1}$  их величин к соответствующим значениям  $c_\tau$ , полученным в расчетах без учета толщины вытеснения пограничного слоя. В качестве примера на фиг. 5 сплошными кривыми приведены зависимости  $c_{\tau 1}$  от  $\lambda$  для звездообразных тел с числом циклов  $n = 3$  (а –  $r = 0,4$ , б –  $0,5$ , в –  $0,6$ ). Штриховыми линиями указан 5%-ный коридор возможного разброса экспериментальных значений  $c_\tau$  при нулевом угле атаки (точки 1), а также, в каждом случае 5,а – 5,в, изображен тип ударно-волновой конфигурации, реализующейся при обтекании цикла звездообразного тела.

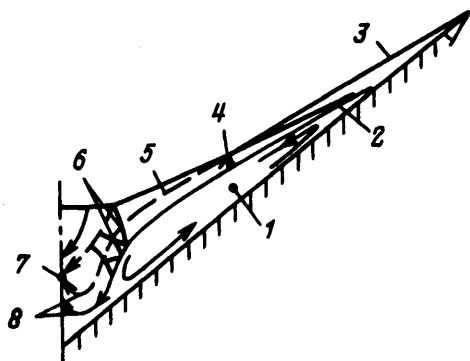
В целом сопоставление расчетов с экспериментальными данными позволяет заключить, что их согласование улучшается при возрастании  $\lambda$  и  $r$ , причем влияние параметра  $r$  превалирует.

Наблюдаемое различие расчетных и экспериментальных значений  $c_\tau$  естественно связать с наличием маховской конфигурации ударных волн (см. фиг. 5,а, б и 3,а, б), внутренние скачки уплотнения которой могут при достаточной интенсивности  $p_1$  вызвать отрыв пограничного слоя и привести к образованию тела вытеснения, не описываемого используемой моделью толщины вытеснения пограничного слоя [1].

Действительно, в тех случаях, когда учет толщины вытеснения пограничного слоя приводит к переходу от режима течения с маховской конфигурацией ударных волн к режимам, близким к расчетному или с выпуклой головной ударной волной ( $n = 3$ ,  $r = 0,6$ ,  $\lambda = 1,3$ – $2,5$ , см. фиг. 3,в), а также с внутренними ударными волнами малой интенсивности ( $n = 4$ ,  $r = 0,6$ ,  $\lambda = 1,3$ – $2,5$ , см. фиг. 3,е;  $n = 4$ ,  $r = 0,5$ ,  $\lambda = 2,5$ ;  $n = 6$ ,  $r = 0,6$ ,  $\lambda = 2,5$ , см. фиг. 3,и), наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных данных как по коэффициенту сопротивления звездообразных тел, так и по положению головной ударной волны в плоскости симметрии течения. Экспериментальное значение последнего определялось по теплеровскому снимку и нанесено на фиг. 3 двумя горизонтальными чертами, указывающими возможный разброс измерений. Однако имеющее место значительное различие экспериментальных и расчетных значений  $c_\tau$  у звездообразных тел с числом циклов  $n = 3$  и  $r = 0,4$  и  $0,5$  (фиг. 5,а, б) не может быть связано с отрывом пограничного слоя. При указанных значениях параметров, за исключением, возможно, случая, соответствующего  $r = 0,4$ ,  $\lambda = 1,3$ , интенсивность внутренних ударных волн  $p_1$  недостаточно велика, чтобы вызвать образование обширных зон отрыва, которые могли бы привести к существенному увеличению волновой составляющей сопротивления. Из-за отсутствия данных о величине критического перепада давления в нормально падающей на пограничный слой ударной волне в гелии, вызывающий его отрыв, в качестве оценки критического значения  $p_1$  принималась его величина для воздуха:  $p_1 = 1,2$ .

Хотя внутренние ударные волны в этих случаях и могут вызвать некоторое увеличение толщины вытеснения пограничного слоя в окрестности плоскости симметрии течения, наблюдаемое превышение экспериментальных данных  $c_\tau$  над расчетными (фиг. 5,а, б) следует отнести к уменьшению стреловидности передних кромок  $\chi$  (фиг. 1) звездообразных тел, имеющему место при уменьшении параметров  $\lambda$  и  $r$ .

Фиг. 6. Схема течения в полувихре звездчатого тела: 1 – область отрыва пограничного слоя, 2 – скачок уплотнения перед областью отрыва, 3 – ударная волна присоединения к передней кромке, 4 – центрированная волна разрежения, 5 – контактный разрыв, 6 – внутренние скачки уплотнения, 7 – особенность Ферри, 8 – линии тока



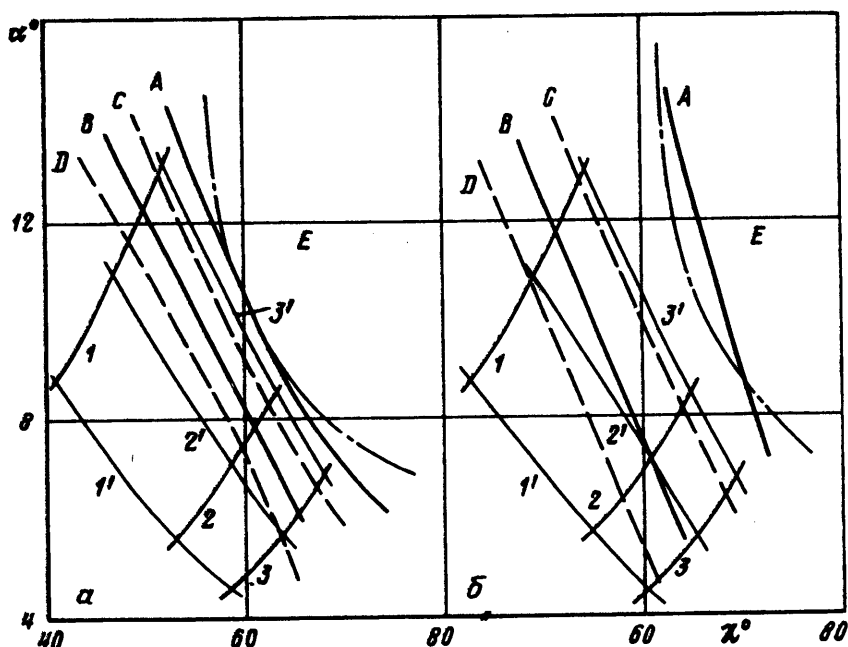
Уменьшение стреловидности приводит к относительному увеличению вклада в сопротивление эффектов вязкого взаимодействия в окрестности передних кромок при одновременном снижении характерного уровня давления в ударном слое, обусловленного уменьшением характерного угла отклонения потока  $\alpha$ . Для справки отметим, что параметр гиперзвукового вязкого взаимодействия, рассчитанный по средней длине экспериментальных моделей [7],  $\chi_L \approx 4$ .

Косвенным подтверждением приведенных соображений о причинах расхождения расчетных и экспериментальных значений  $c_T$  является увеличивающееся с уменьшением параметра  $r$  отличие между расчетным и наблюдаемым положениями головной ударной волны в плоскости симметрии течения (фиг. 3).

Вязкое взаимодействие в окрестности передних кромок может вносить существенный вклад в сопротивление звездчатых тел и при  $n = 4$  и 6 (фиг. 3, е, ж). Однако в этих случаях становится существенным также влияние зон отрыва пограничного слоя, возникающих под действием внутренних ударных волн большой интенсивности  $p_1$  (например,  $r = 0,4$ ,  $\lambda = 1,3$ ,  $n = 4$ ,  $p_1 = 2,34$ ;  $n = 6$ ,  $p_1 = 4,4$ ). При таких режимах обтекания следует ожидать реализации структуры течения в ударном слое, изображенной на фиг. 6, основанием для построения которой служат результаты исследований [13, 14]. При значительных размерах отрывной области линия отрыва может выходить на переднюю кромку, что приведет либо к нестационарному режиму обтекания [2], либо к отсоединению ударной волны от вершины звездчатого тела [14].

Таким образом, к основным параметрам, от величины которых зависит удовлетворительное согласие экспериментальных значений аэродинамического сопротивления звездчатых тел при гиперзвуковых скоростях обтекания с результатами расчетов в рамках описанной модели, следует отнести характерный угол отклонения потока  $\alpha$ , угол стреловидности передних кромок  $\chi$  и интенсивность внутренних ударных волн. Вместо последнего для упрощения анализа будем использовать количество циклов  $n$ . Представляет значительный интерес определение области изменения перечисленных параметров, где модель расчета позволяет определить значение аэродинамического сопротивления звездчатых тел, совпадающее с заданной погрешностью с его экспериментальной величиной.

Можно допустить, что каждой точке пространства  $(\alpha, \chi, n)$  при заданных условиях обтекания соответствует некоторая положительная величина, характеризующая относительное различие данных расчета и эксперимента по аэродинамическому сопротивлению некоторого звездчатого тела  $|\Delta c_T|$ . В части пространства, отвечающей  $\alpha > 0$ ,  $\chi > 0$  и  $n > 0$ , будут располагаться поверхности уровня, соответствующие различным значениям  $|\Delta c_T|$ , выраженным в процентах, а при  $n = \text{const}$  в плоскости  $(\alpha, \chi)$  – изолинии, являющиеся сечениями указанных поверхностей. Поскольку экспериментальные значения аэродинамического сопротивления определены с некоторой погрешностью (в рассматриваемом случае  $\leq 5\%$ ), то изолинии в плоскости  $(\alpha, \chi)$  могут



Фиг. 7. Области изменения геометрических параметров звездобразных тел с гарантированным 5%-ным совпадением экспериментальных и расчетных значений полного сопротивления ( $E$ ),  $a, б - n = 3; 4$ . Сплошные линии  $A$  и  $B$  определяют возможные перемещения границы области  $E$  для  $M = 17,5$  и ламинарного пограничного слоя, штрихпунктирные линии – для  $M = 6$  и турбулентного пограничного слоя

перемещаться в некоторых пределах, обусловленных погрешностью измерений. Если допустить возможность полного совпадения данных расчета и эксперимента, то будет иметь место вырожденный случай, когда в определенной части плоскости ( $\alpha, \chi$ ) данные расчета и эксперимента будут совпадать с гарантированной погрешностью, равной погрешности экспериментальных измерений.

Результаты обработки расчетных и экспериментальных данных представлены на фиг. 7,  $a, б$  соответственно для звездобразных тел с числом циклов  $n = 3$  и 4. Кривые 1–3 и 1'–3' отвечают звездобразным телам с параметрами  $\lambda = 1,3; 2; 2,5$  и  $r = 0,4; 0,5; 0,6$ . В таблице для узлов сетки кривых на фиг. 7,  $a$  и  $б$  в соответствии с их нумерацией приведены пары чисел, первое из которых указывает отклонение в процентах расчетных значений  $c_T$  от измеренных в эксперименте, второе – интенсивность  $p_1$  внутренних ударных волн, падающих на пограничный слой ( $p_1 = 1$ , когда внутренние ударные волны отсутствуют). Кривые  $A$  и  $B$  ограничивают область возможных перемещений изолинии с 5%-ным отклонением данных расчета от экспериментальных значений  $c_T$ , а кривые  $C$  и  $D$  – с 10%-ным отклонением. Кривые  $A, B, C$  и  $D$  на фиг. 7,  $б$  в их верхней части проведены условно из-за отсутствия экспериментальных данных для тела с параметрами  $n = 4, \lambda = 1,3$  и  $r = 0,5$ .

|    | $a$      |          |          | $б$      |          |         |
|----|----------|----------|----------|----------|----------|---------|
| №  | 1        | 2        | 3        | 1        | 2        | 3       |
| 1' | 49; 1,3  | 46; 1,24 | 35; 1,16 | 27; 2,34 | 27; 1,93 | 14; 1,7 |
| 2' | 23; 1,16 | 19; 1,09 | 14; 1,04 | –; 1,85  | 9; 1,52  | 5; 1,31 |
| 3' | 4; 1     | 3; 1     | 3; 1     | 3; 1,34  | 5; 1,11  | 2; 1,07 |

Справа от линии  $A$  (фиг. 7,а, б) располагается область  $E$  изменения параметров  $\alpha$  и  $\chi$ , где модель расчета будет обеспечивать значения аэродинамического сопротивления звездообразных тел с гарантированной погрешностью, не превышающей 5%. Смещение кривой  $A$  на фиг. 7,б ( $n = 4$ ) вправо относительно ее положения на фиг. 7,а ( $n = 3$ ), т.е. сужение по переменной  $\chi$  области  $E$  с гарантированной 5%-ной погрешностью совпадения результатов расчета и эксперимента, связано с появлением в ударном слое при  $n = 4$  скачков уплотнения, интенсивность которых во всем поле параметров, покрытом сеткой линий  $1-3, 1'-3'$ , превышает соответствующие значения  $p_1$  при  $n = 3$ . Причем большее смещение кривой  $A$  имеет место в ее верхней части, поскольку интенсивности внутренних ударных волн при  $\lambda = 1,3$  (кривая 1) достаточны, чтобы вызвать отрыв ламинарного пограничного слоя, что и обуславливает большие различия теории и эксперимента, чем при  $\lambda = 2,5$  (кривая 3).

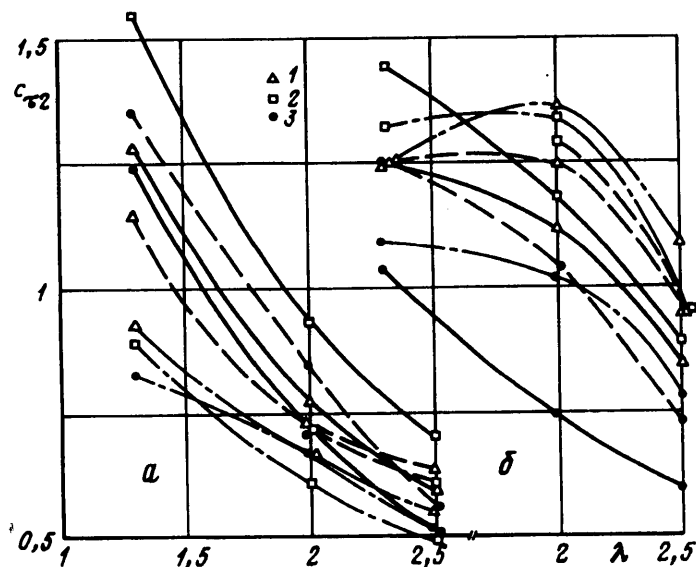
В непосредственной близости от линии  $A$  (фиг. 7,а) располагается линия  $3'$  с узлами, соответствующими звездообразным телам с параметрами  $n = 3$  и  $r = 0,6$ , при обтекании которых внутренние ударные волны отсутствуют (см. таблицу). Это свидетельствует о том, что для таких режимов течения в ударном слое модель расчета обеспечивает достоверные данные об аэродинамическом сопротивлении (см. фиг. 5,в).

На фиг. 7,а, б нанесены также границы области  $E$  (штрихпунктирные кривые) с гарантированной погрешностью (5%) совпадения результатов расчета  $c_x$  [1] и его экспериментальных значений [5] при обтекании звездообразных тел с теми же наборами параметров геометрии при числе Маха  $M = 6$ , турбулентном пограничном слое и теплоизолированной стенке. Близость этих границ к линиям  $A$  позволяет заключить, что в области  $E$  изменения углов  $\alpha$  и  $\chi$  при отсутствии в ударном слое около тела интенсивных внутренних скачков уплотнения модель расчета [1] может успешно использоваться как при больших сверхзвуковых, так и гиперзвуковых скоростях обтекания, и произвольном состоянии пограничного слоя.

При больших сверхзвуковых скоростях обтекания ( $M = 6$ ) область  $E$  не имеет пересечений с областью изменения параметров  $\alpha$  и  $\chi$ , где достигаются минимальные значения аэродинамического сопротивления звездообразных тел (фиг. 7, линии  $1', 2'$ ). Это следует из экспериментальных данных (фиг. 8,а). На фиг. 8 представлены значения  $c_{x2}$ , равные отношению аэродинамического сопротивления круговых конусов при нулевом угле атаки к аэродинамическому сопротивлению эквивалентных по  $\lambda$  звездообразных тел различной геометрии при  $M = 6$  (а) и 17,5 (б) (точки 1, 2, 3 отвечают телам с  $n = 3, 4$  и 6; сплошные, штриховые, штрихпунктирные линии —  $r = 0,4; 0,5$  и 0,6). При гиперзвуковых скоростях обтекания (фиг. 7; 8,б) область  $E$  непосредственно граничит с точками ( $\alpha, \chi$ ) (кривые  $3'$ ), соответствующими телам с наименьшими значениями аэродинамического сопротивления при  $\lambda \geq 1,5$ .

Характерная при сверхзвуковых скоростях зависимость коэффициента аэродинамического сопротивления пирамидальных звездообразных тел, существенно упрощающая поиск тела минимального сопротивления с заданным удлинением  $\lambda$  и заключающаяся в том, что при фиксированных  $n$  и  $\lambda < 2,5$   $c_x$  уменьшается с уменьшением  $r \in [0,8; 0,3]$ , не имеет места при  $M = 17,5$  во всем диапазоне изменения  $\lambda \in [1,3; 2,5]$ . При больших сверхзвуковых скоростях ( $M = 6$ ) это отмечалось при  $\lambda \approx 2,5$  [5].

**Заключение.** Определена область изменения параметров, характеризующих геометрию звездообразных тел с плоскими гранями, в которой моделирование вязкого взаимодействия в циклах тела при гиперзвуковых скоростях обтекания коническим телом вытеснения позволяет получать расчетные значения полного сопротивления, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными, полученными в холодных аэродинамических трубах, как при ламинарном, так и турбулентном состоянии пограничного слоя. При этом коническое тело вытеснения также имеет звездообразную форму и определяется одним параметром, рассчитываемым как толщина вытеснения пограничного слоя на пластине с длиной внутреннего ребра звездообраз-



Фиг. 8. Отношение аэродинамического сопротивления круговых конусов к сопротивлению эквивалентных звездообразных тел  $c_{\tau 2}$ : а, б –  $M = 6; 17,5$ . Точки 1–3 –  $n = 3; 4; 6$ ;  $r = 0,4; 0,5; 0,6$  – сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии

ного тела по параметрам в ударном слое, а волновая составляющая полного сопротивления определяется в рамках конических течений идеального газа.

При заданных условиях гиперзвукового обтекания, определяемых, в частности, числами Маха, Рейнольдса, Прандтля и температурным фактором, априори невозможно указать направление изменения геометрических параметров звездообразного тела, обеспечивающее гарантированное уменьшение аэродинамического сопротивления по сравнению с эквивалентным по длине и площади миделевого сечения телом вращения. Это подчеркивает актуальность предложенной в [1] простой расчетной модели, позволяющей проводить оценку аэродинамического сопротивления пространственных тел со звездообразным поперечным сечением рассмотренного класса, причем в области изменения геометрических параметров, где, согласно экспериментальным данным, реализуются минимальные значения  $c_{\tau}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Остапенко Н.А. Аэродинамическое сопротивление пространственных тел со звездообразным поперечным сечением при сверхзвуковых скоростях и проблемы его расчета // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 1. С. 57–69.
2. 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.
3. Гонор А.Л., Зубин М.А., Остапенко Н.А. Экспериментальное исследование аэродинамических характеристик звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях // Неравномерные течения газа и оптимальные формы тел в сверхзвуковом потоке. М.: Изд-во МГУ, 1978. С. 28–39.
4. Ведерников Ю.А., Гонор А.Л., Зубин М.А., Остапенко Н.А. Аэродинамические характеристики звездообразных тел при числах  $M = 3-5$  // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 4. С. 88–93.
5. Зубин М.А., Остапенко Н.А. Аэродинамические характеристики и запас статической устойчивости конических звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 6. С. 142–150.

6. 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 теорет. и прикл. механике, Москва, 1991. М., 1991. С. 104.
7. Глазков В.М., Дуганов В.В., Зубин М.А., Остапенко Н.А. Экспериментальное исследование аэродинамического сопротивления пространственных тел со звездообразным поперечным сечением при сверх- и гиперзвуковых скоростях // Вестн. МГУ. Сер. Механика, математика. 1996. № 6.
8. Zang Y., Knight D. Computation of sharp fin and swept compression corner shock/turbulent layer interactions // AIAA Paper. 1989. № 1852. P. 1–12.
9. Knight D., Badekas D., Horstman C., Settles G. Quasiconical flowfield structure of the three-dimensional single fin interaction // AIAA Journal. 1992. V. 30. № 12. P. 2809–2816.
10. Майкапар Г.И. О волновом сопротивлении неосесимметричных тел в сверхзвуковом потоке // ПММ. 1959. Т. 23. Вып. 2. С. 376–383.
11. Остапенко Н.А. О всплывании точки Ферри на наветренной стороне V-образных крыльев // Докл. АН СССР. 1986. Т. 287. № 2. С. 295–298.
12. Зубин М.А., Остапенко Н.А. О структуре течения около наветренной стороны V-образных крыльев с присоединенной ударной волной на передних кромках // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 1. С. 122–131.
13. Зубин М.А., Остапенко Н.А. О структуре обтекания наветренной стороны V-образных крыльев при наличии отрыва турбулентного пограничного слоя // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 3. С. 68–76.
14. Зубин М.А., Остапенко Н.А. О некоторых режимах сверхзвукового обтекания наветренной стороны V-образных крыльев // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 2. С. 137–150.

Москва

Поступила в редакцию  
27.IX.1995