

которые обеспечивают для каверны условие  $h/r_0 > 1$ . Общий анализ результатов как в сверхзвуковом, так и в дозвуковом режиме показал высокую чувствительность всей газодинамики к способу определения температуры поверхности  $T_s$ , что требует более точного учета переноса тепла от поверхности.

Проведенные численные исследования предложенной модели, учитывающей в квазиодномерном приближении газодинамику пара, а также теплоотвод в жидкость, показали следующее. Модель предсказывает кинжальное проплавление для материалов с достаточно низкой теплопроводностью и внешних давлений, обеспечивающих медленное истечение пара из каверны. В каверне могут существовать значительные области, где равновесие поддерживается не испарением, как в [2, 3], а конденсацией пара на стенки. Ширина канала при этом больше диаметра светового луча, а большая часть энергии луча остается в жидкости. Для описания глубокого проникновения лазерного луча в металлы необходимо, по-видимому, учитывать многоструйность течения пара в каверне, т. е. решать двумерную задачу.

Поступила 21 I 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Антонов В. А., Козлов Г. И. Стационарная лазерная воронка, возникающая при взаимодействии мощного излучения  $\text{CO}_2$  лазера с металлом и жидкостью. — Квант. электроника, 1977, т. 4, № 8.
2. Andrews J. G., Athey D. R. Hydrodynamic limit to penetration of a material by a high-power beam. — J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, vol. 9, N 15.
3. Углов А. А., Иванов В. В., Кореньков В. Н. Расчет профиля лунки, образованной действием концентрированного источника тепла. — Физика и химия обработки материалов, 1977, № 3.
4. Анисимов С. И., Имас Я. И., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.

УДК 533.6.013.12

#### ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ФОРМ

*В. А. Бордюг, Ю. А. Ведерников, В. Г. Дулов, А. И. Швец,  
В. А. Щепановский*

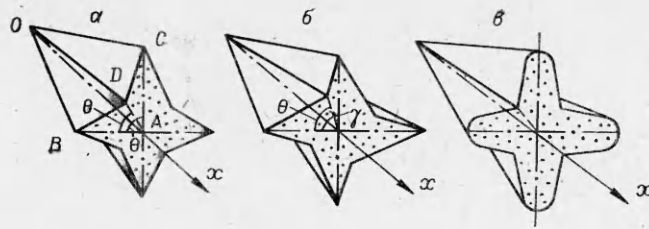
*(Новосибирск, Красноярск, Москва)*

Если вопрос построения осесимметричных тел минимального сопротивления практически закрыт, то оптимизация пространственных аэродинамических форм еще требует детальной проработки. Многолетний опыт конструирования рациональных пространственных конфигураций на основе частных точных решений [1–5] и при помощи приближенного описания силового воздействия потока на поверхность тела [5–12] выявил необходимость систематизации экспериментальных результатов [12–16]. Первые численные расчеты обтекания линейных форм [12] только подчеркнули целесообразность проведения параметрических экспериментов по подробному изучению характеристик пространственных тел.

Ниже в дополнение к расчетным результатам [11, 15] и экспериментальным данным [16] исследуется влияние удлинения и миделева контура звездообразного тела с острыми и затупленными передними кромками на его сопротивление. Экспериментально доказывается выявленная при численной оптимизации [11, 15] существенная зависимость относительного выигрыша в сопротивлении звезд от их удлинения.

Показывается также, что и для звездообразных тел с проворотом [17] определяющим параметром является отношение вписанной в мидель и описанной около него окружностей. Причем малое затупление передних кромок практически не сказывается на общем характере рассматриваемых зависимостей. Кроме того, на основе приближений дано сравнение с экспериментом и результатами точных расчетов [18].

1. Одной из особенностей звездообразных конфигураций является то, что среди их многообразия имеются такие, для которых возможно построение точной картины невязкого обтекания с учетом всех сложных не-



Ф и г. 1

линейных взаимодействий. Если угол наклона плоскости передних кромок  $\sigma$  к оси и угол наклона внутреннего ребра  $\delta$  к оси (фиг. 1, а) и число Маха  $M_\infty$  набегающего потока связаны соотношением

$$(1.1) \quad \operatorname{tg} \delta = \operatorname{ctg} \sigma \frac{\sin^2 \sigma - 1/M_\infty^2}{\frac{\kappa+1}{2} - (\sin^2 \sigma - 1/M_\infty^2)}$$

(здесь  $\kappa$  — показатель адиабаты), то картину течения в окрестности прямой звезды можно указать точно. Головная ударная волна составлена из частей плоскостей, присоединенных к острым передним кромкам. Течение за ударной волной равномерное и соответствует потоку за плоским косым скачком уплотнения, наклоненным к набегающему потоку с числом Маха  $M_\infty$  под углом  $\sigma$ . Если величины  $M_\infty$ ,  $\sigma$ ,  $\delta$  не удовлетворяют (1.1), то простого аналитического решения для звездообразной конфигурации не существует. Тем не менее этот режим обтекания может служить отправной точкой для построения приближенных решений, оценки точности приближенных методов и определения границ применимости эмпирических теорий.

Пусть параметры звезды (фиг. 1, а) удовлетворяют (1.1), тогда волновое сопротивление можно вычислить точно:

$$(1.2) \quad C_p = 2 \sin \sigma \sin \delta / \cos (\sigma - \delta)$$

(значение сопротивления отнесено к скоростному напору  $q = \rho_\infty v_\infty^2 / 2$  и к площади миделя).

Поскольку обтекаемые поверхности составляют одинаковый угол с невозмущенным потоком, то коэффициент волнового сопротивления, определяемый методами волн разрежения и касательных клиньев, будет постоянным на поверхности и равен точному значению (1.2). Расчет сопротивления по методу Ньютона дает  $C_{pH} = 2 \sin^2 \delta$ , и относительная ошибка, возникающая при этом, равна  $\Delta = \operatorname{ctg} \delta \cdot \operatorname{tg} (\sigma - \delta)$ , где величина  $(\sigma - \delta)$  достаточно мала для больших значений числа Маха, так как  $(\sigma - \delta)$  физически определяет относительную толщину ударного слоя. Если воспользоваться модифицированной формулой Ньютона, то  $C_{pH} = k \sin^2 \delta$ , где коэффициент  $k$  определяется по точному или известному из эксперимента значению  $C_p$  в некоторой точке на поверхности обтекаемого тела. Для изучаемых конфигураций  $k = 2 \sin \sigma / (\cos (\sigma - \delta) \sin \delta)$  и модифицированная формула Ньютона будет давать точное значение (1.2).

Сравнительный анализ результатов основных приближенных методов с точным значением коэффициентов волнового сопротивления для звездообразных конфигураций показывает, что метод Ньютона дает нижнюю оценку для действительного распределения давления по поверхности, а метод касательных клиньев дает оценку сверху. Отметим, что реальное распределение давления может достигать своих крайних значений.

На фиг. 1, б показано звездообразное тело, имеющее в сверхзвуковом потоке при нулевом угле атаки ненулевое значение момента относительно продольной оси [17];  $\gamma$ ,  $\theta$  — смежные углы между плоскостями, проходящими через продольную ось и соседние внешнее и внутреннее ребра. Можно показать, что для  $n \geq 5$  ( $n$  — число лепестков звезды) при определенных соотношениях между геометрическими параметрами звезды и числом

Маха набегающего потока существует простое аналитическое решение для описания обтекания конфигурации типа фиг. 1, б. Для  $n = 4$  (на фиг. 1, б этот случай получается при  $\gamma = 0$ ) решение задачи обтекания с плоской головной ударной волной и равномерным течением за ней не существует при любых геометрических параметрах для всех чисел Маха набегающего потока. Коэффициент волнового сопротивления для этой конфигурации всегда меньше предельного значения, даваемого методом касательных клиньев. Все выводы справедливы для конфигураций и чисел Маха набегающего потока, когда головная волна присоединена к передним кромкам. В противном случае методы касательных клиньев и волн разрежения неприменимы.

Использование точных решений для исследования обтекания звездообразных конфигураций невозможно во всем пространстве допустимых параметров. При затуплении передних кромок аппарат газодинамического конструирования также неприменим. В случае произвольных параметров геометрии и условий в набегающем потоке основными способами исследования являются экспериментальные методы. Приближенные способы расчета, как показано выше, дают оценки газодинамических величин сверху, а существование точного решения при определенных связях параметров является контрольной точкой.

2. Замкнутая звездообразная пирамида для симметричной конфигурации получается при  $\theta = \pi/n$  (фиг. 1, а) и конфигурации с проворотом (фиг. 1, б) при  $\theta + \gamma = 2\pi/n$ . Распределение давления при обтекании такого тела определяется по формулам:

$$p = \frac{2}{\kappa M_\infty^2} \text{ на } DAC, DAB; p = \frac{2}{\kappa M_\infty^2} + \frac{\sin \sigma \sin \delta}{\cos(\sigma - \delta)} \text{ на } OBDC.$$

Здесь давление отнесено к скоростному напору  $q = \rho_\infty v_\infty^2 / 2$ , где  $\rho_\infty$  и  $v_\infty$  — соответственно плотность и скорость невозмущенного потока.

С учетом того, что на донном срезе давление  $p = p_\infty$ , волновое сопротивление  $X_B$  определяется соотношением

$$X_B = 2n \frac{\sin \sigma \sin \delta}{\cos(\sigma - \delta)} \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \sigma [\operatorname{tg} \theta + \operatorname{tg}(\alpha_0 - \theta)],$$

где  $\alpha_0 = 2\pi/n$ ,  $\alpha_0/2 \leq \theta \leq \alpha_0$ ,  $n = 3, 4, \dots$  — количество лепестков звезды. После несложных преобразований получим

$$X_B = 2n \frac{\sin \sigma \sin \delta}{\cos(\sigma - \delta)} \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \sigma \frac{\sin \alpha_0}{\cos \theta \cos(\alpha_0 - \theta)}.$$

При предельном переходе  $n \rightarrow \infty$  получается  $\sin \alpha_0 \rightarrow 2\pi/n$ ,  $\cos \theta \rightarrow 1$ ,  $\cos(\alpha_0 - \theta) \rightarrow 1$ , и в итоге имеем

$$X_B^{\text{np}} = 4\pi \frac{\sin^2 \sigma \sin^2 \delta}{\cos \sigma \cos \delta \cos(\sigma - \delta)}.$$

Волновое сопротивление стремится к некоторой конечной величине, определяемой параметрами инвариантного течения при неограниченном увеличении числа лепестков звезды.

Для определения сопротивления трения оценим величину площади описываемой поверхности  $S$ :

$$S \geq n [\sqrt{(\operatorname{tg} \sigma - \operatorname{tg} \delta)^2 + (\operatorname{tg} \sigma \operatorname{tg} \theta)^2} + \sqrt{(\operatorname{tg} \sigma - \operatorname{tg} \delta)^2 + (\operatorname{tg} \sigma \operatorname{tg}(\alpha_0 - \theta))^2}] \geq 2n \sqrt{(\operatorname{tg} \sigma - \operatorname{tg} \delta)^2 + (\operatorname{tg} \sigma \operatorname{tg}(\alpha_0 - \theta))^2} = S(n).$$

Видно, что при  $n \rightarrow \infty$   $S(n) \rightarrow \infty$ . Это ведет к тому, что  $X_{\text{тр}} = fS$  ( $f$  — осредненный коэффициент сопротивления) и неограниченно возрастает в предельном случае. Последнее указывает на существование оптимального числа  $n$ , при котором полное сопротивление принимает свое минимальное значение. Этот результат подтвержден в [15, 16]. Остается определить влияние удлинения звездообразного тела и формы его миделя.

3. Исследуются плоскостные звездообразные тела с острыми передними кромками и симметричным миделем (фиг. 1, а). Отношение диаметра вписанной в звездообразный мидель окружности к диаметру миделя, эквивалентного по площадям поперечных сечений конуса  $d_{вп}/d_э$ , равно 0,5. Число циклов звезды с учетом результатов параметрической оптимизации [15, 16] выбрано равным четырем. Рассмотрены тела с удлинениями, соответствующими удлинениям эквивалентного конуса от 1 до 3. Помимо конуса, в качестве эквивалента использовано степенное тело вращения, оптимальное для каждого отдельного удлинения. Испытания описанных форм проведены в аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО АН СССР при  $M = 3; 4; 5$  и  $Re_{1м} \approx 10^7$  на моделях с диаметром эквивалентного осесимметричного миделя 65 мм.

На фиг. 2 сплошной линией 2 изображена расчетная зависимость отношения сопротивления эквивалентного конуса  $X_R$  к сопротивлению  $X_{о.т}$  криволинейного звездообразного тела с четырьмя циклами, оптимально конструируемого для различных удлинений конуса  $\lambda$  в [11, 15]. Штрихпунктирной линией 3 показана аналогичная зависимость для степенного осесимметричного тела минимального сопротивления. Экспериментальные зависимости  $X_R/X_{о.т} = f(\lambda)$  для плоскостного звездообразного тела и оптимального степенного тела вращения, полученные при  $M = 4$ , представлены соответственно штриховой кривой 4 и линией 5 (расчетная кривая 1 получена при оптимизации без учета особенностей ньютоновского приближения [11]).

Налицо качественное совпадение характера расчетных и экспериментальных графиков. Количественное несоответствие графиков для звездообразных тел малого удлинения вызвано прежде всего различием эквивалентов, используемых при расчете и эксперименте. Из-за удобства промежуточных вычислений при оптимизации [11, 15] за эквивалент брался конус, вписанный в звездообразное тело. В связи с этим при малых удлинениях, где конструируются наибольшие размахи звезд, вписанные конусы более всего отличаются от конусов с равновеликими миделями. При учете этих факторов расчетная кривая в области малых удлинений приподнимается.

При удлинениях, близких трем, различия расчетной и экспериментальной зависимостей можно, видимо, объяснить различным вкладом трения в общее сопротивление сравниваемых звездообразных тел.

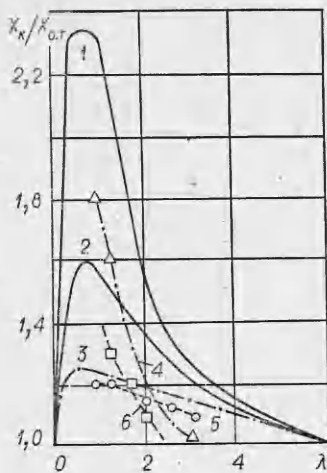
На осесимметричных телах ньютоновское приближение удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами при всех исследованных удлинениях (ср. кривые 3 и 5).

В результате проведенного сравнительного анализа можно убедиться в достоверности оптимизационных результатов для пространственных конфигураций при описании силового воздействия на них набегающего потока газа с помощью ударной теории Ньютона.

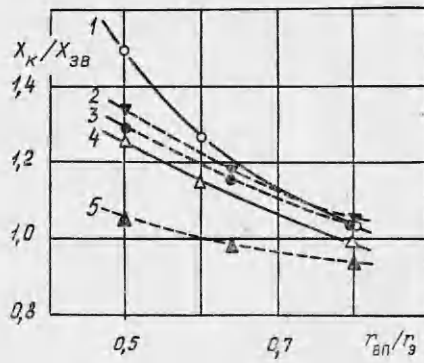
4. Экспериментально исследуются плоскостные звездообразные тела с острыми передними кромками и четырехлучевым миделем с проворотом при угле  $\gamma = 0$  (фиг. 1, б). Отношения диаметра вписанной в звездообразный мидель окружности к диаметру миделя эквивалентного конуса с удлинением 1,3 выбраны равными 0,57; 0,64; 0,8, с удлинениями 1, 6; 2 отношение равно 0,57. Кроме конуса, в качестве эквивалента при удлинении  $\lambda = 1,3$  использовано симметричное звездообразное тело с теми же отношениями ( $d_{вп}/d_э$ ).

Зависимость относительного сопротивления  $X_R/X_{эв}$  звездообразного тела с проворотом от удлинения  $\lambda$  при  $M = 4$  для  $r_{вп}/r_э = 0,57$  представлена на фиг. 2 кривой 6, которая практически эквидистантна кривой 4 для симметричных звезд. Это говорит о том, что возможно оптимизировать с помощью подхода [11, 15] симметричные звезды и звезды с проворотом, определенным образом сочлечения получающиеся в расчете циклические поверхности.

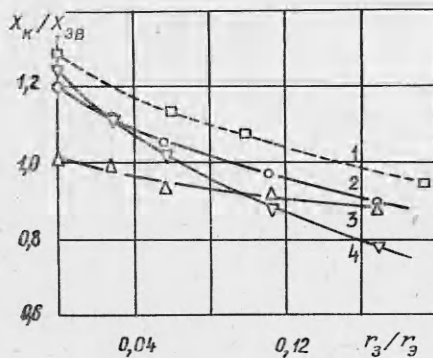
Зависимость  $X_R/X_{эв}$  при нулевом угле атаки от отношения  $r_{вп}/r_э$  при удлинении  $\lambda = 1,3$  для симметричных (сплошные линии) звезд и



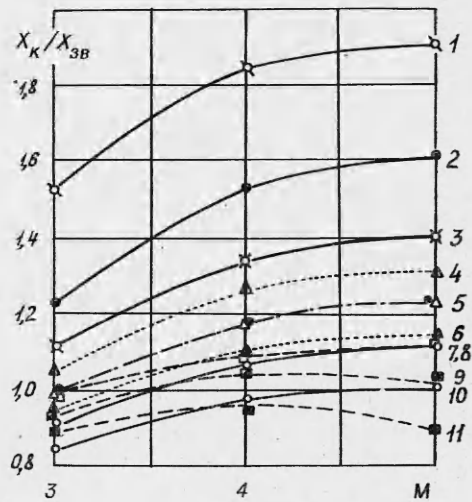
Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5

звезд с проворотом приведены на фиг. 3. Кривая 2 соответствует  $M = 5$ ; 1, 3 —  $M = 4$ ; 4, 5 —  $M = 3$ . Видно, что, как и в [16], параметр  $r_{3B}/r_0$  является определяющим в смысле уменьшения полного аэродинамического сопротивления звездообразных тел. Причем из-за различий в величинах интегральных углов наклона наветренных поверхностей звездообразные тела с разной формой миделя даже при одном и том же значении  $r_{3B}/r_0$  имеют различные сопротивления.

5. Исследуются плоскостные звездообразные тела с четырехлучевым миделем и затупленными передними кромками (фиг. 1, в). Отношения диаметра вписанной в звездообразный мидель окружности к диаметру миделя эквивалентного конуса с удлинениями 1,46 и 1,83 равняются соответственно 0,66 и 0,525. При удлинении 1,46 отношения диаметра цилиндрического затупления к диаметру эквивалентного конуса выбраны равными 0; 0,046; 0,095; 0,187; 0,282. При удлинении 1,83 эти отношения составляют величины 0; 0,0282; 0,0563; 0,112; 0,169. Кроме острого конуса для затупленной звезды с параметрами  $\lambda = 1,43$  и  $r_3/r_0 = 0,29$  в качестве эквивалента по площадям поперечных сечений, равноудаленных от носика, построен затупленный конус с  $r_3/r_0 = 0,11$ .

На фиг. 4 представлены зависимости отношения сопротивлений исходного острого конуса  $X_K$  и затупленных звезд  $X_{3B}$  от отношения радиусов затупления передних кромок  $r_3$  и основания конуса  $r_0$ . Кривая 1

соответствует сопротивлению затупленной звезды с удлинением  $\lambda = 1,43$  при  $M = 4$ .

Кривые 2—4 ( $M = 4; 3; 5$  соответственно) относятся к затупленной звезде с удлинением  $\lambda = 1,85$ .

Сравнивая практически эквидистантные кривые 1 и 2, можно сделать вывод об идентичности влияния цилиндрического затупления передних кромок на сопротивление звезд с интервалом удлинений от 1,3 до 2.

Из сравнения кривых 2, 3 и 4 видно немонотонное влияние числа Маха на сопротивление звездообразных тел с цилиндрическим затуплением передних кромок. Причем только для  $M = 4; 5$  при  $r_3/r_0 \leq 0,06$  наблюдается выигрыш в сопротивлении по отношению к исходному острому конусу.

Показательно то, что при максимальном затуплении ( $r_3/r_0 = 0,29$ ) звезда с удлинением  $\lambda = 1,43$  при числе  $M = 4$  проигрывает по сопротивлению эквивалентному затупленному конусу всего 5%.

6. На фиг. 5 приведены сводные зависимости относительного сопротивления  $X_R/X_{зв}$  от числа Маха для трех исследованных модификаций звездообразных тел (см. фиг. 1). Сплошные кривые соответствуют симметричным звездам, точечные кривые — звездам с проворотом, штриховые — звездам с затуплением передних кромок. Штрихпунктирная кривая 5 относится сразу к симметричной звезде ( $\lambda = 2$ ) и звезде с проворотом ( $\lambda = 1,6$ ). Кривые 1—4, 6, 8, 10 соответствуют удлинениям  $\lambda = 1; 1,3; 1,6; 1,3; 2; 2,4; 2,8$ ; кривые 7, 9, 11 соответствуют удлинению  $\lambda = 1,85$  и относительным радиусам затупления  $r_3/r_0 = 0,028; 0,056; 0,112$ .

Из приведенных графиков видно, что у звездообразных тел с острыми передними кромками при увеличении числа Маха преимущества по сопротивлению в сравнении с эквивалентным конусом возрастают во всем исследованном диапазоне удлинений. У звезд с затуплением передних кромок зависимости  $X_R/X_{зв} = f(M)$  имеют точки перегиба. Причем большему значению  $r_3/r_0$  соответствует меньшая величина числа Маха, при котором достигается оптимум.

Следует отметить, что только кривые 10, 11 имеют во всем диапазоне рассмотренных параметров значение меньше 1. Остальные девять кривых выявляют значительные преимущества звездообразных тел по отношению к эквивалентным по площадям поперечных сечений конусам.

Таким образом, проведенное параметрическое исследование указывает на правомерность общего подхода [11, 15] к оптимизации гиперзвуковых пространственных форм с симметричным и проворачивающимся звездообразными миделями. Этот подход позволит, видимо, ввести в поиск оптимального решения в качестве «внешнего» (задаваемого) варьируемого параметра и малое затупление передних кромок [19, 20], причем в качестве функций цели могут быть использованы комбинации аэродинамических и геометрических характеристик.

Поступила 18 III 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Майкапар Г. И. О волновом сопротивлении неосесимметричных тел при сверхзвуковых скоростях.— ПММ, 1959, т. 23, вып. 2.
2. Nonweiler T. R. F. Aerodynamic problems of manned space vehicles.— J. Roy. Aeronaut. Soc., 1959, vol. 63, N 585.
3. Гонор А. Л. Точное решение задачи обтекания некоторых пространственных тел сверхзвуковым потоком газа.— ПММ, 1964, т. 28, вып. 5.
4. Келдыш В. В., Майкапар Г. И. Газодинамическое конструирование гиперзвуковых самолетов.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 3.
5. Дулов В. Г. О некоторых постановках пространственных задач оптимизации в гиперзвуковой аэродинамике.— ПМТФ, 1976, № 5.
6. Ferry A., Ness N., Kaplita R. Supersonic flow over conical bodies without axial symmetry.— JAS, 1953, vol. 20, N 8.
7. Chernyi G. G., Gonor A. L. The determination of body minimum drag using the Newton and Busemann pressure laws.— In: Paper presented at the Symposium on Ext-



- remal Problems in Aerodynamics. Boeing Scientific Research Laboratories, Seattle, Washington, 1962.
8. Miele A., Saaris G. R. On the optimum transversal contour of a body at hypersonic speeds.— *Astronautica Acta*, 1963, vol. 9, N 3.
  9. Гонор А. Л. Определение формы пространственного оптимального тела с учетом трения.— *Изв. АН СССР. Механика и машиностроение*, 1965, № 4.
  10. Кравец В. В. Сравнительная характеристика аэродинамических коэффициентов поликлиновых и эквивалентных по объему и длине тел вращения.— *Гидроаэромеханика и теория упругости*, 1970, вып. 2.
  11. Ведерников Ю. А., Дулов В. Г., Латыпов А. Ф. Оптимизация гиперзвуковых пространственных форм.— *ПМТФ*, 1979, № 1.
  12. Гусаров А. А., Дворецкий В. М. и др. Теоретическое и экспериментальное исследование аэродинамических характеристик пространственных тел.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1979, № 4.
  13. Гонор А. Л., Казаков М. П. и др. Аэродинамические характеристики звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1971, № 1.
  14. Казаков М. П., Кравец В. В., Швец А. И. Аэродинамические коэффициенты конических тел со звездообразным поперечным сечением.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1974, № 6.
  15. Ведерников Ю. А., Дулов В. Г., Латыпов А. Ф. Трехмерные гиперзвуковые конфигурации минимального сопротивления.— В кн.: *Исследования по гиперзвуковой аэродинамике*. Новосибирск — Красноярск: изд. ИТНМ СО АН СССР и ВЦ СО АН СССР, 1978.
  16. Ведерников Ю. А., Гонор А. Л. и др. Аэродинамические характеристики звездообразных тел при  $M = 3 - 5$ .— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1981, № 4.
  17. Майкапар Г. И. Тела, образованные поверхностями тока конических течений.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1966, № 1.
  18. Щепановский В. А. Построение пространственного потока из плоских течений.— *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук*, 1972, № 8, вып. 2.
  19. Келдыш В. В. Сопротивление стреловидной затупленной кромки крыла при гиперзвуковых скоростях.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1964, № 5.
  20. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959.

УДК 533.6.011.5 : 621.375.826

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛОСКИХ НЕДОРАСШИРЕННЫХ СТРУЙ ЛАЗЕРНЫМ ШЛИРЕН-МЕТОДОМ

*В. А. Кочнев, И. М. Набоко*

(Москва)

1. Интерес к плоским струйным течениям возник вследствие развития работ в области неравновесной физико-химической кинетики, создания газодинамических лазеров (ГДЛ) и разработки других вопросов новой техники. В частности, при моделировании ГДЛ плоские струи имеют определенные преимущества перед обычно используемыми соплами, например обеспечивают максимально быстрое расширение потока при плоской геометрии. Однако взаимозависимость кинетических и газодинамических процессов, происходящих в струях, а также наличие вязкостных эффектов, проявляющихся, например, в образовании пограничных слоев, усложняют изучение сверхзвуковых струй высокоэнтальпийного газа и требуют их экспериментального исследования.

Цель данной работы — исследование газодинамических характеристик плоской струи: экспериментальное определение профиля изменения плотности вдоль центральной трубки тока струи и численные оценки пограничного слоя, возникающего на ограничивающих струю боковых поверхностях, основанные на теоретическом анализе. Предлагаемый экспериментальный метод, обладающий высокой чувствительностью и временным разрешением  $\ll 1$  мкс, основан на измерении последовательности значений градиентов плотности, относящихся к различным сечениям исследуемого течения при помощи лазерного шпирен-метода [1].

Известно несколько работ, посвященных исследованию плоских струй, истекающих из щелевого звукового сопла в пространство, ограниченное двумя параллельными плоскостями [2—5]. Волновая структура такого стационарного течения изучалась теневым методом в [2—4]. Получена обобщающая зависимость местоположения центрального скачка от определяющих параметров [4]. Результаты сопоставляются с данными для осесимметричных струй. В некоторых режимах обнаружен отрыв пограничного слоя, образующегося на боковых, ограничивающих струю, поверхностях [2]. В [5] методом установления рассчитано поле течения двумерной, слабо недорасширенной струи со сверхзвукового сопла.