

Решение полученных уравнений можно записать в виде

$$f(r, t) = f_*(t) + (f_0(r_0) - f_*(0)) \left( \frac{r}{r_0} \right)^m - r^m \int_0^t r^{-m} f_*(t) dt \quad (5.2)$$

Здесь  $m=kn$  при  $r \ll r_0$  и  $m=n$  при  $r \gg r_0$ . Интеграл в правой части (5.2) берется вдоль характеристики  $r_0$ , при этом значение  $r_0$  определяется по текущему  $r$  и  $t$  согласно (3.1).

Используя требование отсутствия особенности решения (5.1) при  $r=0$ , которое в данном случае равносильно условию  $|f_r| \ll |x_r^{(0)}|$  в окрестности оси тела, нетрудно получить соотношение, позволяющее определить  $f_*(t)$

$$\frac{f_0(((1+n)x_n)^{1-n}t^\alpha) - f_0(0)}{t^{kn\alpha}} = \int_0^t \frac{f_*(\tau) d\tau}{(t^\alpha - \tau^\alpha)^n} \quad (5.3)$$

Соотношения (5.3) и (5.2) в совокупности определяют единственное решение уравнения (2.1) для клина.

Таким образом, в случае клина (конуса) задача Коши для уравнения (2.1) сохраняет особенности, полученные на примере стационарных уравнений обгара [1]. Это позволяет предположить, что и в общем плоском случае рассматриваемая задача Коши допускает не единственное решение. Выбор единственного решения требует использования дополнительных условий.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лунев В. В., Поляков И. Н. Об устойчивости стационарного решения уравнения обгара // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 2. С. 96–103.
2. Лунев В. В. Некоторые свойства и решения уравнения абляции // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 3. С. 95–102.
3. Курант Р., Гильберт Д. Методы математической физики. Т. 2. М.; Л.: Гостехиздат, 1951. 544 с.
4. Лунев В. В., Знаменский В. В., Сенкевич Е. А. Некоторые автомодельные решения уравнения уноса // Газовая и волновая динамика. М.: Изд-во МГУ, 1979. Вып. 3. С. 53–63.

Москва

Поступила в редакцию  
25.III.1986

УДК 533.694.72

### ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА ТЕЧЕНИЯ В НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУЕ, ИСТЕКАЮЩЕЙ В ДОЗВУКОВОЙ ВСТРЕЧНЫЙ ПОТОК, НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ТЕЛЕ

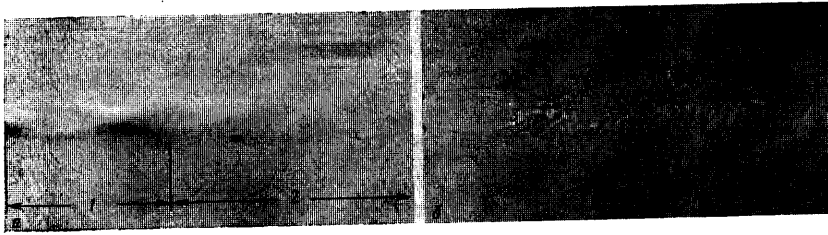
КАРПМАН И. М.

Экспериментально исследовано распределение давления на конусе с полууглом при вершине  $\theta=75^\circ$ , из которого вытекает одиночная центральная недорасширенная струя навстречу дозвуковому потоку. Показано влияние режима течения в струе на распределение давления. Получены обобщенные зависимости для давления на теле при различных отношениях импульсов в струе и потоке  $J$  и числа Маха потока  $M_\infty=0,35-0,9$ ; число Маха  $M_a$  на срезе конического сопла с углом полураствора  $\theta_a=10^\circ$  равнялось 2,9. Рабочее тело струи и потока — воздух с температурами торможения, соответственно  $T_{0a}=T_{0\infty} \approx 260-265$  К. Отношение радиуса выхода сопла к радиусу миделя конуса  $r_a/R_M=0,1$ .

1. В отличие от случая истечения недорасширенной струи во встречный сверхзвуковой поток истечение в дозвуковой в литературе практически не исследовано, за исключением [1, 2]. В [1] приведены данные по распределению давления на конусе с полууглом при вершине  $\theta=60^\circ$  и числах  $M_a=4,3$ ;  $M_\infty=0,6$ .

В [2] даны результаты по распределению давления на такой же, как в настоящей работе, модели при турбулентном режиме течения в слое смешения начального участка струи и числах  $M_\infty=0,6-0,9$ .

Эксперименты данной работы проведены при ламинарном и переходном режимах течения и вместе с экспериментами [2] охватывают широкий диапазон чисел  $Re$ , которые определялись по характерным параметрам в слое смешения и расстоянию  $L$  до центрального скачка:  $Re=\rho_\infty u_\infty L/\mu_\infty$  [3]. Здесь  $\rho_\infty$  и  $\mu_\infty$  — плотность и



Фиг. 1

коэффициент вязкости во внешнем потоке,  $u_m$  — максимальная скорость истечения в струе. Аналогом определенного таким образом числа  $Re$  является отношение  $Re_1 = Re_* / (p_{0a}/p_\infty)^{0,5}$ , где  $Re_*$  — число Рейнольдса по параметрам в критическом сечении сопла,  $p_\infty$  — статическое давление во внешнем потоке,  $p_{0a}$  — полное давление в струе. В настоящих экспериментах реализован диапазон чисел  $Re_1 = (0,3-0,74) \cdot 10^3$ , а в [2] —  $(3-30) \cdot 10^3$ . Согласно [3], при  $Re_1 \leq 2 \cdot 10^3$  режим течения в начальном участке струи ламинарный, при  $Re_1 \geq 10^4$  — турбулентный; переход, как правило, наступал в конце начального участка.

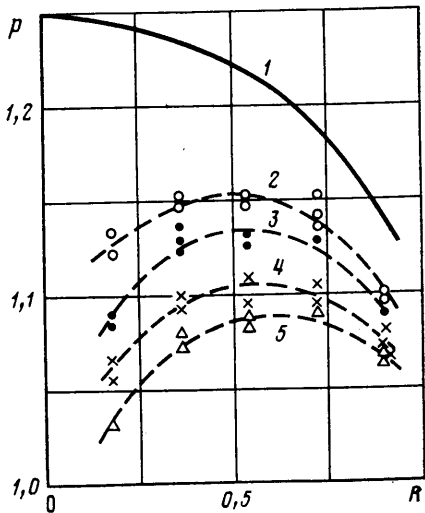
Анализ теневых фотографий показывает, что течения в недорасширенных струях, истекающих в дозвуковой встречный поток и в затопленное пространство, имеют много общего. Как и в случае истечения в затопленное пространство, при дозвуковых числах Маха потока  $M_\infty$  во встречной недорасширенной струе наблюдается, как правило, периодическая структура. В вязкой струе за счет диссипации энергии периодическая структура на некотором расстоянии от среза сопла разрушается. Схематически течение в недорасширенной встречной струе по аналогии со случаем истечения в затопленное пространство разделяют на начальный, переходный и основной участки. В качестве примера на фиг. 1 представлены теневые фотографии, полученные с помощью прибора Теплера (фиг. 1, а: 1 — начальный, 2 — переходный и основной участки) и искрового источника света (фиг. 1, б). Параметры течения  $M_\infty = 0,58$ ;  $Ma = 2,9$ ;  $J = 180$ . Здесь  $J = J_a/q_\infty$  — отношение плотности потока импульса струи  $J_a = p_a(1 + \gamma_a Ma^2)$  к скоростному напору  $q_\infty = \frac{1}{2} p_\infty \gamma_\infty M_\infty^2$ , где  $p_a$  — статическое давление на срезе сопла,  $\gamma_a$  и  $\gamma_\infty$  — показатели адибаты соответственно струи и потока.

Отметим, что на фиг. 1, б отчетливо видна область перехода 3 от ламинарного к турбулентному режиму течения в слое смешения.

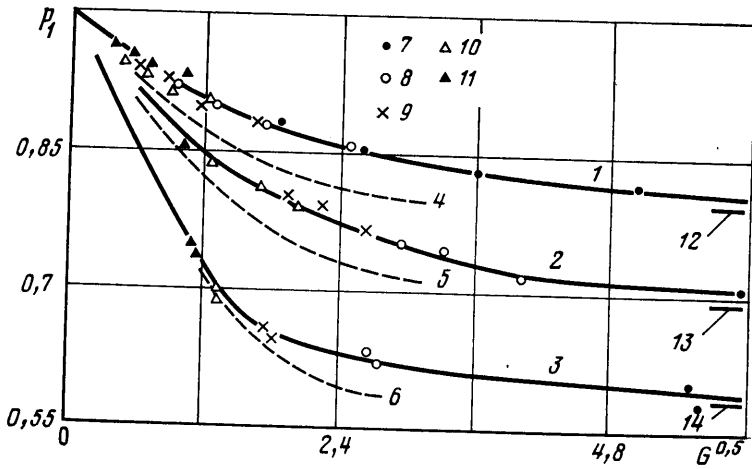
Экспериментальное исследование состояло в измерении давления на лобовой поверхности конуса, которая дренировалась в пяти точках в радиальном направлении от вершины к окружности основания. Модель устанавливалась соосно с основным потоком на донной державке, через которую в сопло подавался сжатый воздух. Отношение импульсов в струе и потоке и число Рейнольдса изменялись за счет изменения полного давления в ресивере струйного сопла.

2. На фиг. 2 для различных значений отношения плотности потока импульса струи к скоростному напору встречного потока  $J = J_a/q_\infty$  приведены данные по распределению давления на лобовой поверхности конуса при числах  $M_\infty = 0,58$  и  $Re_1 = (0,46-3,7) \cdot 10^3$ . По оси ординат отложено отношение  $p = p_w/p_\infty$ , по оси абсцисс  $R = r/R_m$ . Здесь  $p_w$  — давление на поверхности,  $r$  — координата, отсчитываемая от оси конуса по нормали к ней. Цифрой 1 (сплошная кривая) дано распределение давления без вдува ( $J=0$ ), цифрами 2-5 — при  $J \approx 85, 170, 325$  и  $650$  соответственно. С увеличением  $J$  давление  $p_w$  на поверхности уменьшается по сравнению со случаем обтекания тела без струи, однако при всех исследованных режимах давление  $p_w$  выше давления в набегающем потоке. Характер кривых говорит о том, что давление на поверхности определяется только эжекцией струи, т. е. отсутствует влияние развернувшегося струйного течения на распределение давления.

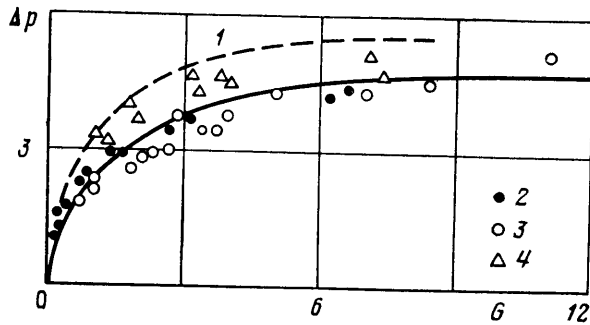
Аналогичные зависимости  $p = f(R)$  были получены для чисел  $M_\infty = 0; 0,35; 0,75; 0,9$ . Анализ этих зависимостей показал, что при  $M_\infty \leq 0,35$  увеличение импульса струи (в исследованном диапазоне  $J$ ) не сказывается на давлении на теле, а при числах  $M_\infty \geq 0,6$  давление  $p_w$  стремится к давлению в окружающем пространстве.



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

Ниже для  $M_\infty=0,58$  и  $R=0,175$  приведены зависимости давления  $p_1=p_w/p_0$  от отношения  $J$ :

$J$	20,5	41	82	123	164	325	650
$p_1$	0,95	0,915	0,88	0,86	0,85	0,83	0,82
$p_1$	0,875	0,845	0,83	0,815	0,8	—	—

Здесь  $p_0$  — давление на конусе в отсутствие струи. Во второй строке вывода даны результаты для ламинарного и переходного режимов, в третьей — полученные ранее данные [2] для турбулентного режима. Как видим, при турбулентном режиме течения давление на теле меньше, чем при ламинарном. Режим течения в струе аналогичным образом влияет на донное давление за телами вращения.

С удалением от оси сопла, т. е. с увеличением  $R$ , влияние режима течения на давление уменьшается. При числе  $M_\infty=0,58$  это влияние сказывается при  $R \leq 0,72$ ; с увеличением числа  $M_\infty$  область влияния уменьшается и при  $M_\infty \geq 0,75$  режим течения сказывается только в точке  $R=0,175$ , примыкающей непосредственно к кромке сопла.

3. Анализ полученных экспериментальных данных совместно с результатами [2] показал, что можно добиться удовлетворительного обобщения данных при различных значениях  $J$  и  $R$ , если в качестве безразмерного комплекса использовать отношение

$$G = \frac{N}{r_1^2} = \frac{p_{0a} r_*^2}{p_{0\infty} r^2}, \quad N = \frac{p_{0a}}{p_{0\infty}}, \quad r_1 = \frac{r}{r_*}$$

Здесь  $p_{0\infty}$  — полное давление потока,  $r_*$  — радиус критического сечения сопла. В экспериментах обнаружено, что увеличение  $N$  одновременно приводит к увеличению зоны (с радиусом  $r_1$ ) влияния эжекции струи на давление, т. е. точка, в которой давление остается постоянным, смещается от оси сопла. Параметр  $G$  по существу характеризует собой отношение расхода газа через сопло к некоторому характерному расходу газа во внешнем потоке и является развитием безразмерного параметра, предложенного в [2].

На фиг. 3 приведены зависимости давления  $p_1$  (соответственно для чисел  $M_\infty=0,58; 0,75; 0,9$ ) от комплекса  $G^{0,5}$ . Кривые 1–3 соответствуют ламинарному режиму,

4-6 — турбулентному, причем экспериментальные точки даны только для ламинарного режима, а для турбулентного — осредненные кривые, полученные по результатам обработки эксперимента. Цифрой 7 обозначены данные для  $r_1=3,42$ ; 8-11 — соответственно для 7,02; 10,52; 14,05 и 17,55.

Из фиг. 3 видно, что при постоянном числе  $M_\infty$  данные для различных комбинаций  $N$  и  $r_1$  укладываются на единые кривые. Обратим также внимание, что при увеличении комплекса  $G$  давление на теле стремится к давлению в потоке  $p_w/p_0 \rightarrow p_\infty/p_{0\infty}$ . (Справа в поле рисунка горизонтальными черточками с цифрами 12, 13, 14 отмечены значения  $p_w/p_{0\infty}$  для соответствующих чисел  $M_\infty=0,58; 0,75; 0,9$ .)

В [2] показано, что разность  $(p_0-p_w)$  пропорциональна  $M_\infty^2$ . Поэтому на фиг. 4 представлена зависимость обобщенного параметра  $\Delta p=(p_0-p_w)/p_0 M_\infty^2$  от комплекса  $G$ . Экспериментальные данные, как и на фиг. 3, даны только для ламинарного режима, а для турбулентного дана осредненная кривая 1. Цифрами 2-4 обозначены данные соответственно для  $M_\infty=0,58; 0,75; 0,9$ . Как видим, экспериментальные точки укладываются на единую кривую с разбросом примерно  $\pm 20\%$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Jarvinen Ph. O., Adams R. H. The effects of retrorockets on the aerodynamic characteristics of conical aeroshell planetary entry vehicles // AIAA Paper. 1970. № 249. 11 pp.
2. Карпман И. М. Истечение недорасширенной струи во встречный сверхзвуковой и дозвуковой поток // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 1. С. 89-96.
3. Авдеевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М. и др. Влияние вязкости на течение в начальном участке сильно недорасширенной струи // Докл. АН СССР. 1971. Т. 197. № 1. С. 46-49.

Москва

Поступила в редакцию 1.XII.1986

УДК 533.6.011.5

### РАСЧЕТ ВОЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ЗАТУПЛЕННЫХ КРЫЛЬЕВ С ДОЗВУКОВОЙ ПЕРЕДНЕЙ КРОМКОЙ

ГЛАДКОВ А. А., ПАНТЕЛЕЕВ И. М.

Излагается метод «быстрого» расчета волнового сопротивления, основанный на линейной теории с использованием поправок на обтекание параболического носка профиля.

Линейная теория, хорошо зарекомендовавшая себя при расчете несущих свойств трехмерных самолетных конфигураций и реализованная в виде панельного метода, дает значения волнового сопротивления крыльев со значительной погрешностью даже для крыльев с острыми передними кромками [1]. Тем более это относится к крыльям с затупленными передними кромками.

Расчет волнового сопротивления крыльев с затупленными кромками предъявляет повышенные требования к точности определения давления в области передних кромок крыла. Расчетные методы, основанные на нелинейных уравнениях Эйлера, на существующих ЭВМ требуют слишком большого времени счета, вследствие чего их применение затруднительно в массовых расчетах. Поэтому желательно создание таких расчетных методов, которые сочетали бы в себе простоту и быстроту вычислений, присущие линейной теории, с более высокой точностью результатов.

В литературе, например [2], обсуждались возможные причины расхождений результатов линейной теории с экспериментом. Здесь ограничимся рассмотрением влияния на волновое сопротивление дозвуковой затупленной передней кромки крыла, которое ранее, по-видимому, рассматривалось только в рамках теории малых возмущений [3].

Первый вопрос, на который в связи с этим нужно дать ответ: чем же обусловлены погрешности линейной теории?

Для этого были проведены расчеты обтекания крыла с плоской срединной поверхностью, установленного под нулевым углом атаки, с помощью нелинейного и линейного (панельного) численных методов при  $M_\infty=1,7$ . Крыло имело постоянный по размаху 6%-ный симметричный профиль с относительным радиусом кривизны в носике  $\bar{r}=0,004$ , удлинение  $\lambda=1,85$ , сужение  $\eta=9,0$  и угол стреловидности по передней кромке крыла  $\chi=60^\circ$  (фиг. 1).

Результаты расчетов нелинейным численным методом, используемые в качестве эталонного решения, получены с помощью одного из наиболее продвинутых расчетных методов, основанного на численном интегрировании уравнений Эйлера [4]. Сравнение распределений давления по такому крылу, проведенных панельным методом и с использованием нелинейных уравнений, показывает, что на большей части крыла давления, полученные двумя способами расчета, совпадают, однако в области,