

c_M , взятого относительно точки $x = x_1, y = 0$. Здесь l — длина хорды профиля: $l = x_H - x_E$; L — граница профиля. Производя вычисления, получим

$$c_y = (8/9) \sqrt{10} (\kappa + 1)^{-1/3} b_1 [1 - (2/9) b_1^2]^{1/2} = \sqrt{10} (\kappa + 1)^{-1/3} \alpha + O(\alpha^2),$$

$$c_x = (8/21) \sqrt{10} (\kappa + 1)^{-1/3} \text{ при } b_1 = 0,$$

$$c_M = (4/3)^3 0,04 (\kappa + 1)^{-2/3} b_1 [x_1 v^3 + 3 (\kappa + 1)^{1/3} (v^2 - 3v^5/5 + b_1^2/9)].$$

Найдем центр давления G , т. е. точку приложения подъемной силы. Для этого положим $c_M = 0$, откуда

$$x_1 = 3 (\kappa + 1)^{1/3} v^{-3} [(3/5)v^5 - v^2 - b_1^2/9] = 1,5 (\kappa + 1)^{1/3} + O(b_1^2).$$

В заключение отметим, что все приведенные расчеты выполнены для профиля с относительной толщиной $\tau_0 = (8/25) \sqrt{1,5} \approx 0,39$, $\kappa = 1,4$. Для обобщения полученных результатов на профиль произвольной относительной толщины τ следует все аэродинамические коэффициенты домножить на величину $(\tau/\tau_0)^{2/3}$ в силу закона аэродинамического подобия для околозвуковых течений газа. Кроме того, закон околозвуковой стабилизации позволяет распространить полученные результаты на случай высокой дозвуковой скорости набегающего потока газа.

Авторы благодарят С. В. Фальковича за полезное обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Франкль Ф. И. К теории сопел Лавалья. — Изв. АН СССР. Сер. мат., 1945, т. 9, № 5.
2. Франкль Ф. И. Исследования по теории крыла бесконечного размаха, движущегося со скоростью звука. — ДАН СССР, 1947, т. 57, № 7.
3. Фалькович С. В. К теории сопла Лавалья. — ПММ, 1946, т. 10, вып. 4.
4. Гудерлей К. Г. Теория околозвуковых течений. М.: ИЛ, 1960.
5. Трикоми Ф. О линейных уравнениях в частных производных второго порядка смешанного типа. М.: Гостехиздат, 1947.

Поступила 25/VII 1983 г.

УДК 532.525.2 : 534.83

К РАСЧЕТУ ТЕЧЕНИЯ В ОСНОВНОМ УЧАСТКЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ТОРЦА СОПЛА

П. А. Неццет, Е. А. Капустин, О. Э. Шлик

(Днепропетровск)

Известно, что на распространение затопленной сверхзвуковой струи существенно влияет акустическая обстановка в окружающем пространстве, в том числе расположение и размеры акустических экранов, отражающих собственное излучение струи, что приводит к возникновению при некоторых условиях резонансного эффекта, так называемой акустической обратной связи. Условиями возникновения акустической обратной связи является наличие в спектре шума, выделяющегося по амплитуде дискретного тона [1—3], что связано с режимом истечения струи из сопла (числом Маха сопла M_a и нерасчетностью истечения $n = p_a/p_{вн}$), а также наличие акустических экранов, отражающих излучение обратно на струю [4]. Чаще всего встречающимся и наиболее близко расположенным к чувствительной зоне струи отражающим экраном является торец сопла.

Ранее исследовалось влияние диаметра торца сопла на динамические характеристики струи [5, 6] и получены формулы для определения избыточного давления торможения на оси струи в основном турбулентном участке $\bar{p} = p_{0a}/p_{0\infty}$ (p_{0a} — давление, соответствующее конкретному торцевому экрану с диаметром d_T , $p_{0\infty}$ — давление, соответствующее бесконечному торцевому экрану (плоская стенка)). Схема построения кривой изменения \bar{p}_0 в зависимости от $\bar{d} = d_T/d_a$, принятая в [5], приведена на фиг. 1 ($M_a = 1,9$, $n = 0,8$, угол раствора сопла $\gamma = 40^\circ$).

Формулы получены в виде

$$\bar{p}_0 = 1 + B,$$

где

$$(1) \quad B = 0,5 \left[A_B e^{-K_B x} \left(1 + \cos \frac{2\pi x^2}{\lambda_i} \right) - A_H e^{-K_H x} \left(1 - \cos \frac{2\pi x^2}{\lambda_i} \right) \right];$$

$$A_B = A_\Sigma \left[1 - 0,7 \left(\frac{n - n_a}{\Delta n} \right)^2 \right]; \quad A_\Sigma = 1,6 (M_a - 1)^{0,5} \Delta n \cos^2 \gamma \cdot \sin \frac{n - n_a}{\Delta n} \pi;$$

γ — угол раствора сверхзвуковой части сопла у среза; n_a — наименьшее значение нерасчетности возникновения акустического резонанса; $x = \sqrt{\bar{d} - 1}$; λ_i — длина i -й волны изменения давления, связанная с длиной волны дискретного излучения. Значения λ_i и остальных величин, смысл которых ясен из фиг. 1, определяются по формулам [6]. Уточненное значение n_a и диапазона нерасчетностей истечения струи Δn , в котором проявляется влияние акустической обратной связи, можно взять из [7]; при этом формулы подходят для всего диапазона существования акустической обратной связи (как перерасширенное, так и недорасширенное истечение).

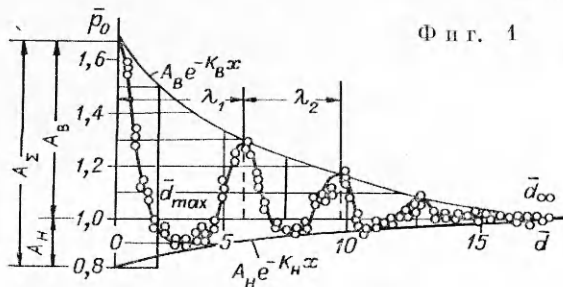
Полученные формулы позволяют определить влияние различных параметров на давление в дозвуковой части струи, но не позволяют произвести расчет поля течения. Для расчета желательно знание положения звукового сечения струи l_3 и коэффициента турбулентности потока $c = dr/dl$, где r — радиус струи.

В связи с этим аналогично определению \bar{p}_0 были проведены исследования по нахождению зависимости координаты звукового сечения $\bar{l}_3 = l_3/d_a$ от диаметра торца сопла.

Перемещением трубки полного напора вдоль оси струи определялось в зависимости от нерасчетности истечения положение звукового сечения при постоянном диаметре диска, установленного заподлицо со срезом сопла. Методика проведения экспериментов и область изменения параметров исследования соответствуют приведенным в [5, 6].

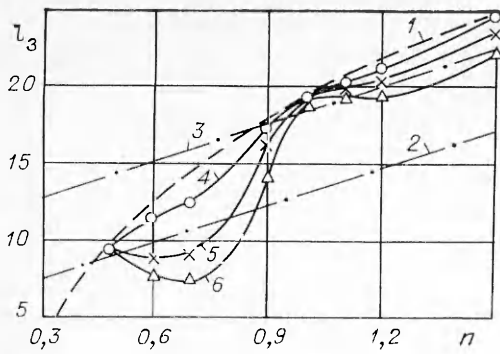
Пример результатов экспериментов приведен на фиг. 2, где $M_a = 1,9$; 1 — по [9] и по формуле (2); 2 — по [10] при $\beta = 0$; 3 — по [10] при $\beta = 3$; 4 — эксперимент при $\bar{d} = 1,2$; 5 — $\bar{d} = \bar{d}_{\max} = 3,6$; 6 — $\bar{d}_\infty = 18$. Видно, что изменение положения звукового сечения \bar{l}_3 от n и \bar{d} подобно изменению давления, описанному в [3, 5, 6]. Наименьшая длина сверхзвукового участка течения наблюдается при диаметре торца, равном диаметру максимального акустического воздействия d_{\max} . Наибольшая длина достигается при кромке сопла нулевой толщины $\bar{d} \rightarrow d_n = 1$, т. е. у идеального, акустически изолированного сопла.

Полученные результаты сравнивались с данными работ [8], [9] и др. В [8] приведены собственные эксперименты авторов и результаты других работ, обобщенные через параметр kM_a , где k — показатель адиабаты; тогда произведение \bar{l}_3 на функцию этого параметра зависит только от нерасчетности n . Однако, как указано в [8], при таком виде обработки точки



Ф и г. 1

с $n = 1$ составляют исключения — длина сверхзвукового участка в этих случаях на 40–60% выше, чем по уравнению, представленному в [10] на основании результатов [8]. В [9] на основании собственных результатов и данных [8] подтверждается, что координата зву-



Ф и г. 2

кового течения обобщается, если \bar{l}_3 выразить при нерасчетностях истечения $n > 2$ в функции параметра $j = M_a \sqrt{nk}$.

Эксперименты по влиянию на l_3 торца сопла показали, что обобщение [9] может быть распространено и на область $n < 2$ (кривая 1, фиг. 2), но только для сопла с острой кромкой ($l_3 = l_n$). При этом точки для $n = 1$, полученные как нами, так и в [8, 11], также поддаются обобщению (фиг. 3, наполовину зачерненные значки). Из зависимости (перечеркнутые значки) выделяются только результаты [8] для $M_a = 1,5$, $n = 2$ и [11] для $M_a = 2,0$, $n = 0,6$ и $0,8$. Вышеуказанные режимы соответствуют, согласно [7], наибольшему влиянию акустической обратной связи. Это дает основание предположить, что данные значения получены либо на соплах с широкой кромкой, либо вблизи среза сопла находился отражатель акустического излучения струи. В случае $n = 1$ результаты этих же авторов не показывают отклонения от обобщающей зависимости, так как влияние акустической обратной связи при $n \approx 1$ существенно уменьшается (см. фиг. 2) из-за ослабления ударных волн в струе при расчетном режиме истечения.

Обобщенная кривая может быть описана уравнением

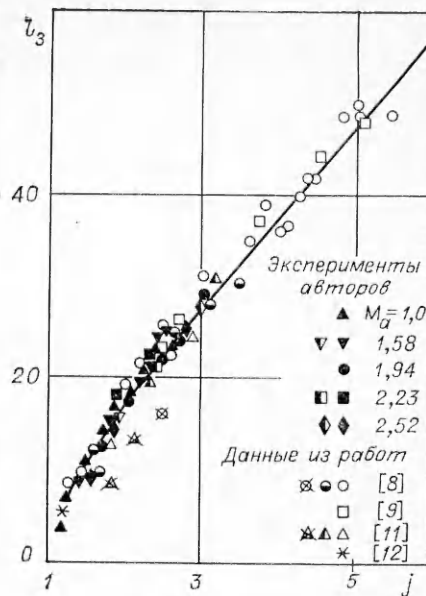
$$(2) \quad \bar{l}_n = 9,5(j - 1,05/j^{2,7}).$$

При $n > 3-3,5$ уравнение (2) вырождается в прямую линию, близкую к указанной в [9] и подтверждающую автомодельность относительных продольных размеров струй. Определение длины сверхзвукового участка \bar{l}_3 по формуле, записанной в [10], дает результаты, отличающиеся от экспериментов (см. фиг. 2), видимо, из-за нераскрытия влияния акустического самовозбуждения струи, которое, однако, оговаривается там введением коэффициента \bar{r} , изменяющегося от 0 до 3 в струях с регулярным отражением скачков уплотнения от оси (сама зависимость не приводится).

Влияние d_T на l_3 , как показала обработка экспериментов, оказалось подобным влиянию на \bar{p}_0 , что позволило представить зависимость $l_3^0 = l_{3d}/l_{3\infty}$ от B , где l_{3d} — координата звукового сечения для сопла с торцом диаметра d_T ; $l_{3\infty}$ — координата для $d_T = \infty$ в виде, подобном формуле (1):

$$(3) \quad \bar{l}_3 = 1 + k_3 B.$$

Значение коэффициента k_3 для области развитой акустической обратной связи, для которой получены формулы (1), может быть принято постоянным и равным 0,8.



Ф и г. 3

Тогда

$$(4) \quad \bar{l}_3 = \bar{l}_n \frac{1 + 0,8B}{1 + 0,8A_B},$$

где A_B и B определяются по соответствующим зависимостям, а \bar{l}_n — по обобщенному графику (см. фиг. 3) либо по уравнению (2).

Для определения коэффициента турбулентности c в том же диапазоне изменения параметров исследования были проведены эксперименты, аналогичные определению \bar{l}_3 . Методика и примеры экспериментального определения c изложены в [5]. Обработка и анализ экспериментальных данных позволили подобно (4) записать для плоского торцевого экрана с удовлетворительной точностью

$$(5) \quad c = c_0 \sqrt{(1 + B)/(1 + A_B)},$$

где c_0 — характеристика турбулентности на срезе сопла (обычно принимаемая для свободных струй 0,06—0,07).

Полученные результаты позволяют рассчитать основной участок течения с учетом влияния акустического излучения струи, взаимодействующего с торцом сопла. Для этого можно воспользоваться методикой [13] замены основного участка реальной нерасчетной сверхзвуковой струи основным участком фиктивной струи, у которой истечение из фиктивного сопла с $d_{аф}$ расчетное и звуковое ($\lambda_{m0} = V_0/a = 1$), а также диаметр переходного сечения $d_{пф}$ равен диаметру звукового сечения реальной струи d_3 . Течение в ядре фиктивной струи длиной $x_{пф}$ потенциально. Замена осуществляется в предположении автомодельности профиля скорости в звуковом сечении рассматриваемой нерасчетной струи и изобаричности струи в этом сечении. Тогда безразмерное полюсное расстояние рассматриваемой точки с расстоянием l от среза сопла следует определять как

$$(6) \quad \frac{x_{пф}}{d_{аф}} = \frac{x_{пф}}{d_{аф}} + (\bar{l} - \bar{l}_3) \frac{d_{пф}}{d_{аф}} \frac{1}{\bar{d}_3}.$$

С помощью (6) можно получить распределение безразмерной скорости вдоль оси:

$$\lambda_m = \left(1 + 5,67 c \frac{\bar{l} - \bar{l}_3}{\bar{d}_3} \right)^{-1},$$

где \bar{l}_3 определяется по (2), c — по (5), а \bar{d}_3 — по формуле из [10], полученной на основании сохранения количества движения вдоль оси струи:

$$\bar{d}_3 = 2,72 \sqrt{nM_a^2 + \frac{n-1}{k}},$$

хорошо совпадающей и с нашими экспериментальными данными.

Таким образом, возможно учесть влияние толщины кромки реального сопла через акустическую обратную связь на динамические характеристики сверхзвуковой струи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мамин В. М. К вопросу о механизме излучения дискретного тона сверхзвуковыми струями. — В кн.: Исследования по вибрационному горению и смежным вопросам. Казань: Каз. ун-т, 1974.
2. Анцунов А. В., Пиминштейн В. Г. Об излучении дискретного тона сверхзвуковой струей, истекающей из конического сопла. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 4.
3. Антонов А. Н., Шалаев С. П., Юделович М. Я. Влияние дискретной составляющей акустических колебаний на течение в нерасчетной сверхзвуковой струе. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 3.
4. Антонов А. Н., Шалаев С. П., Юделович М. Я. Влияние акустических отражателей на дискретную составляющую в спектре шума сверхзвуковой нерасчетной струи. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 6.
5. Белов И. В., Капустин Е. А., Нещерет П. А., Шлик О. Э. Влияние торца сверхзвукового сопла на течение в дозвуковой части перерасширенной струи. — В кн.:

Турбулентные струйные течения. Таллин: Ин-т термодинамики и электрофизики АН ЭССР, 1979.

6. Капустин Е. А., Нещерет П. А., Шлик О. Э. Особенности истечения перерасширенной струи из сопла с кромкой конечной толщины.— В кн.: Аэродинамика технологических процессов. М.: Наука, 1981.
7. Капустин Е. А., Ленцов И. А., Нещерет П. А., Шлик О. Э. Обратная акустическая связь сверхзвуковых струй при различных режимах истечения.— В кн.: Гидроаэромеханика и теория упругости. Вып. 28. Днепропетровск, 1981.
8. Шири Д., Себолд Д. Длина сверхзвукового ядра высокоскоростных струй.— Ракетн. техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 11.
9. Глотов Г. Ф., Фейман М. И. Исследование параметров осесимметричных недорасширенных струй газа, истекающих в затопленное пространство.— Учен. зап. ЦАГИ, 1971, т. 2, № 4.
10. Анцупов А. В. Исследование параметров нерасчетной сверхзвуковой струи газа.— ЖТФ, 1974, т. 44, № 2.
11. Анцупов А. В., Благодослов В. И. О структуре сверхзвуковой струи, истекающей в затопленное пространство.— Тр. ЦАГИ, 1976, вып. 1781.
12. Глазнев В. Н., Сулейманов Ш. Газодинамические параметры слабондорасширенных струй. Новосибирск: Наука, 1980.
13. Давидсон В. Е. Глубина проникания струи газа в жидкость при продувке сверху с учетом волновых и вязких потерь.— Изв. вузов. Черная металлургия, 1977, № 1.

Поступила 20/VII 1983 г.

УДК 532.529.5

КОЛЛАПС ПЫЛЕВОГО СЛОЯ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ТУПОГО ТЕЛА В ЗАПЫЛЕННОМ ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

А. И. Трунев, В. М. Фомин
(Новосибирск)

При обтекании затупленного тела гиперзвуковым потоком с твердой примесью поверхность тела разрушается вследствие ударного воздействия частиц. В процессе разрушения продукты эрозии выбрасываются в поток и скапливаются в лобовой части тела непосредственно над эрозированной поверхностью. Образовавшийся таким образом пылевой слой является эффективной защитой поверхности от дальнейшего воздействия высокоскоростных частиц [1]. Простая расчетная модель эрозийного разрушения, учитывающая эффект экранирования, предложена в [2], где, в частности, было установлено, что при стационарном обтекании пылевой слой существует лишь в ограниченном интервале изменения массовой концентрации примеси в набегающем потоке. В связи с этим была исследована модель, включающая описание нестационарных процессов в пылевом слое. Оказалось, что параметр экранирования Φ неограниченно возрастает, когда массовая концентрация частиц превышает критическое значение. При этом пылевой слой сильно уплотняется и как бы прилипает к поверхности тела, что интерпретируется как начальная стадия образования покрытия. В рамках настоящей модели удается просто объяснить парадоксальные на первый взгляд результаты экспериментов [3], где было зарегистрировано снижение на два-три порядка коэффициента эрозии при множественном соударении по сравнению с ударом отдельной частицы.

Исследуются эрозийные процессы в окрестности критической точки осесимметричного тупого тела, обтекаемого запыленным гиперзвуковым потоком. Наряду с обычным ударным слоем толщины s существует тонкий слой продуктов эрозии, примыкающий непосредственно к поверхности тела, толщина которого есть $\Delta \ll s$. В системе координат с осью y вдоль обтекающей тела уравнения переноса массы и импульса полидисперсной смеси осредняются по толщине пылевого слоя. В односкоростном приближении имеем систему уравнений (здесь и далее обозначения заимствованы из работы [2]):

$$(1) \quad \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \Delta) + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} (y \bar{\rho} v \Delta) = J_e + \rho_c \left(\frac{d\Delta}{dt} - u(\Delta) \right),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} v \Delta) + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} (y \bar{\rho} v^2 \Delta) + \frac{\partial p}{\partial y} \Delta = \rho_c \left(\frac{d\Delta}{dt} - u(\Delta) \right) v(\Delta),$$

где $\bar{\rho} = \rho_c(1 - \alpha) + \rho_e$; α — объемное содержание продуктов эрозии.