

УДК 532.525.2

© 1995 г. Е. Г. ЗАЙЦЕВ

## ПЛОСКАЯ НЕДОРАСШИРЕННАЯ СТРУЯ, ИСТЕКАЮЩАЯ ПОД УГЛОМ К ОГРАНИЧЕННОМУ СНОСЯЩЕМУ ПОТОКУ

Экспериментально исследовано распространение звуковой струи под острым углом к дозвуковому сносящему потоку, который индуцируется самой струей. Установлены зависимости протяженности циркуляционной зоны и величины разрежения за струей от степени ограниченности сносящего потока и относительного полного давления в струе. Изучены эжекционные свойства струи.

Истечение струи под углом к ограниченному сносящему потоку является одним из наиболее сложных видов струйных течений. Плоская струя в отличие от круглой струи, искривляясь, присоединяется к поверхности, образуя циркуляционную зону с пониженным давлением. Характер течения при этом в значительной мере определяется взаимным влиянием стенок канала, индуцированного сносящего потока и самой струи. В большинстве работ, например [1, 2], рассматривалось истечение плоской дозвуковой струи под углом  $90^\circ$  в ограниченный дозвуковой поток и истечение плоских недорасширенных струй в неограниченный сверхзвуковой поток [3].

1. Эксперименты проводились на установке, позволяющей изменять высоту канала  $H$ , в который истекала струя. Струя выдувалась под углом  $45^\circ$  к оси канала через щелевое сопло в нижней стенке. Такой угол выдува был выбран, исходя из того, что при небольших углах размер циркуляционной зоны очень мал и его определение затруднено [4], а при больших углах малы скорости спутного индуцированного потока. Ширина щелевого сопла  $b_0$  равна 2,5 мм. Канал имел прямоугольную форму поперечного сечения. Относительная высота канала  $H^* = H/b_0$ , характеризующая степень ограниченности потока, могла ступенчато изменяться в диапазоне 33,3—13. При такой степени ограниченности потока не происходит непосредственного взаимодействия начального участка струи с верхней стенкой канала, как это имеет место, например, в эжекторе при малых коэффициентах эжекции или при «боковом» взаимодействии недорасширенных струй с поверхностью. Так как при выбранной геометрии канала и сопла течение двумерно, измерения статического давления проводились при помощи дренажных отверстий на боковой стенке.

Спутный поток в канале образовывался за счет эжектирования струей воздуха из атмосферы через мерный коллектор. Перепад давления в струе  $\sigma = p_0/p_a$  ( $p_0$  — полное давление в струе,  $p_a$  — давление окружающей среды) изменялся в пределах 1,9—7,2.

Длина циркуляционной зоны определялась по наклеенным на нижнюю стенку шелковинкам [5]. Как показано ранее [6], при углах выдува струи, больших  $40^\circ$ , все обычно используемые методы определения длины циркуляционной зоны дают практически одинаковые результаты. Результаты измерений сопоставлялись с данными, полученными при визуализации течения прибором ИАБ-451, а также с данными, полученными из распределений статического давления по нижней стенке канала.



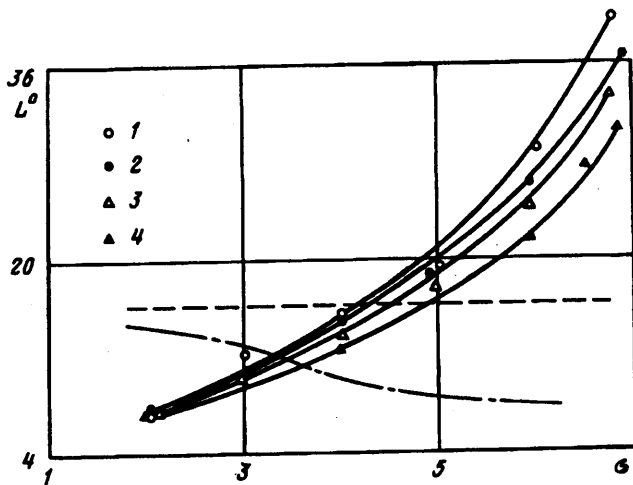
Фиг. 1

Эжекционная способность струи определялась по приведенному расходу  $q(\lambda)$  эжектируемого струей воздуха, где  $\lambda$  — приведенная скорость эжектируемого воздуха в мерном коллекторе,  $q(\lambda)$  — газодинамическая функция. Величина  $\lambda$  определялась по измеренному статическому давлению и известному давлению окружающей среды. Измеренный таким образом расход являлся относительной присоединенной массой на длине смещения [7].

Все измерения и вычисления проводились с помощью системы автоматического сбора и обработки информации.

2. Типичная фотография течения при  $H^\circ = 33,3$  приведена на фиг. 1 (направление потока показано стрелкой). Известно, что в зависимости от интенсивности струи и угла выдува возможны различные режимы взаимодействия струи и потока. В данном случае область взаимодействия неизобарической струи и внешнего дозвукового потока можно разделить на две. Первая — область проникновения начального (газодинамического) участка сверхзвуковой недорасширенной струи в поток и поворота струи под действием внешнего потока. Приближенные оценки показывают, что в исследуемом диапазоне перепадов давления длина газодинамического участка составляет (7—10)  $b_0$ . Вторая — область смещения уже заторможенной дозвуковой струи с практически параллельным спутным потоком. Во второй области происходит наиболее интенсивное присоединение дополнительной массы, приводящее к росту как внешнего, так и внутреннего слоев смещения. При этом внутренний слой смещения достигает нижней стенки и, присоединяясь к ней, образует внутреннюю циркуляционную зону. Заметим также, что истечение недорасширенной струи из сопла с косым срезом приводит к несимметричной системе скачков уплотнения в струе и дополнительному угловому отклонению струи по направлению к более длинной стороне сопла, т. е. к нижней стенке.

На фиг. 2 приведены зависимости относительной длины циркуляционной зоны  $L^\circ = L/b_0$  от перепада давления в струе  $\sigma$ . Точками 1—4 обозначены результаты измерений для  $H^\circ = 33,3, 26,7, 20,3, 13$ . Видно, что с увеличением перепада давления протяженность циркуляционной зоны растет. Возрастает она и с увеличением  $H_0$ , однако эта зависимость более слабая. Так, например, при  $\sigma = 6$



Фиг. 2

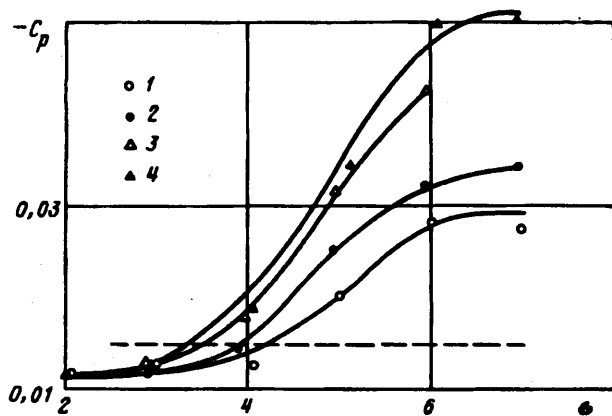
увеличение  $H^*$  в 2,5 раза приводит к увеличению  $L^0$  в 1,3 раза, а при  $H^* = 20,3$  увеличение  $\sigma$  в 2,5 раза приводит к увеличению  $L^0$  уже в 2,4 раза.

Штриховой прямой на фиг. 2 обозначены данные для плоской звуковой струи, истекающей в затопленное пространство [6], штрихпунктирной кривой — для плоской звуковой струи, истекающей в свободный спутный поток [8]. При этом отношение начальных скоростей струи и потока соответствует исследуемому течению при  $H^* = 13$ . Видно, что ограниченность пространства существенно сказывается на характере изменения длины циркуляционной зоны, которая изменяется в гораздо больших пределах по сравнению с истечением в безграничный спутный поток. Таким образом, в случае индуцированного ограниченного спутного потока отношение скоростей не является определяющим параметром, так же как и другие обычно используемые в случае свободных течений величины [1, 3, 9].

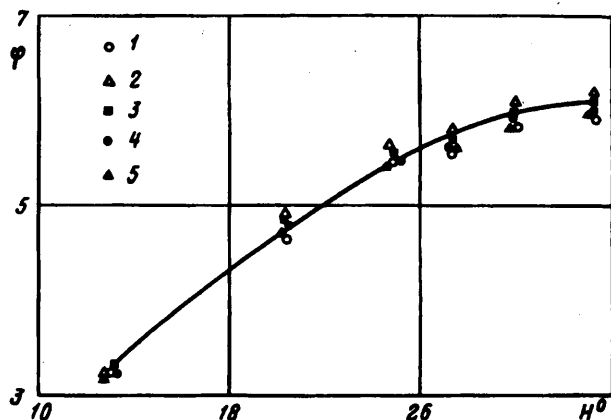
В [8] уже отмечалось существенное воздействие продольного градиента давления  $dp/dx$  в спутном потоке на длину циркуляционной зоны. В данном случае течение устанавливается в результате сложного взаимодействия струи и спутного потока, на которое накладывается также влияние стенок. Поэтому длина циркуляционной зоны может зависеть от целого ряда факторов. Наиболее удобным параметром, однозначно характеризующим течение при  $H^* = \text{const}$ , является перепад давления  $\sigma$ , т. е. можно считать, что  $L^0 = f(\sigma, H^*)$ . Заметим, что, как показано в [1] для поперечной дозвуковой струи в спутном потоке, безграничному спутному потоку соответствует  $H^* > 700$ .

Величина разрежения, которое возникает за плоской струей в области обратных токов, также является важной характеристикой течения, оказывающей значительное влияние на траекторию и дальность струи. На фиг. 3 приведены зависимости коэффициента давления  $C_p = (p_m - p_\infty)/(p_0 - p_\infty)$  от перепада давления  $\sigma$ , где  $p_m$  — минимальное давление в циркуляционной зоне,  $p_\infty$  — давление в набегающем потоке. Точкам 1—4 соответствуют значения  $H^* = 33,3, 26,7, 20,3, 13$ . Заметим, что, как уже отмечалось ранее [5, 6, 7], давление вдоль циркуляционной зоны не постоянно, поэтому в качестве характеристики разрежения бралась минимальная величина давления.

Видно, что с ростом  $\sigma$  для заданного  $H^*$  величина разрежения растет. При этом чем меньше  $H^*$ , тем интенсивнее этот рост. Так, при увеличении перепада давления от 3 до 6 при  $H^* = 33,3$  увеличение разрежения составляет примерно 2,3, а при  $H^* = 13$  — около 4,2. Уменьшение  $H^*$  приводит к значительному росту разрежения за струей, особенно сильно проявляющемуся при больших перепадах давления. Например, при  $\sigma = 7$  уменьшение  $H^*$  от 33,3 до 13 приводит



Фиг. 3



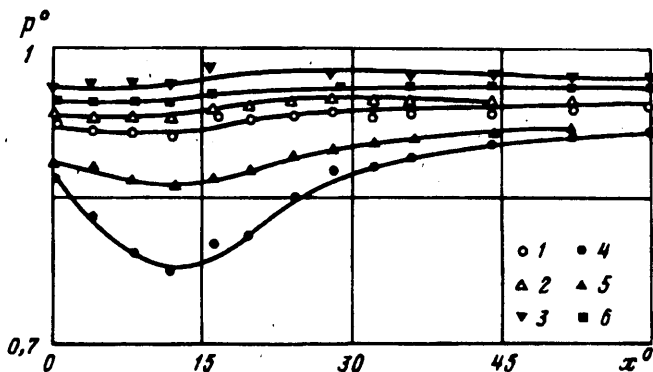
Фиг. 4

к увеличению разрежения примерно в 1,8 раза. Качественно полученные результаты совпадают с данными для дозвуковой поперечной струи в ограниченном потоке [1, 2].

На фиг. 3 штриховой прямой показаны результаты, полученные для звуковой струи, истекающей в затопленное пространство [5, 6]. Видно, что в целом струя в ограниченном пространстве обеспечивает большее разрежение в циркуляционной зоне. Отметим также, что при увеличении  $\sigma$  давление в циркуляционной зоне уменьшается, а при увеличении  $H^0$  — увеличивается, хотя в обоих случаях длина циркуляционной зоны растет.

Эжекционная способность струи — одна из важнейших ее характеристик. В экспериментах эжекционная способность оценивалась по относительной величине присоединенной массы  $\Delta G^* = \Delta G / G_s$  ( $\Delta G$  — массовый расход эжектируемого воздуха,  $G_s$  — массовый расход воздуха через щелевое сопло). Установлено, что присоединенная масса плоской струи меньше присоединенной массы осесимметричной струи в сносящем потоке [10] и в значительной степени зависит от перепада давления и степени ограниченности пространства. Например, уменьшение  $H^0$  в 2,6 раза приводит к снижению примерно вдвое эжекционной способности струи. Уменьшение  $\Delta G^*$  имеет место и при увеличении перепада давления  $\sigma$ .

На фиг. 4 точки 1—5 соответствуют  $\sigma = 2,95, 3,93, 4,90, 5,88, 6,85$ . В указанных координатах ( $\varphi \equiv \Delta G^* \sigma^{0,496}$ ) все экспериментальные точки с точностью



Фиг. 5

$\pm 5\%$  ложатся на одну кривую, которая описывается эмпирическим соотношением

$$\Delta G^{\circ} \sigma^{0,496} = -1,153 + 0,424H^{\circ} - 6,3 \cdot 10^{-3} (H^{\circ})^2$$

Зависимость  $\Delta G^{\circ}$  от  $\sigma$  и  $H^{\circ}$  связана с изменением целого ряда параметров течения, влияние которых на эжекционную способность струи в данном случае невозможно разделить.

На фиг. 5 приведены распределения относительного статического давления  $p^{\circ} = p/p_0$  вдоль нижней стенки канала  $x^{\circ} = x/b_0$ . Точки 1—3 соответствуют  $H^{\circ} = 13, 20,3, 33$  при  $\sigma = 4$ , а точки 4—6 — тем же значениям  $H^{\circ}$ , но при  $\sigma = 6$ . Видно, что с изменением  $H^{\circ}$  и  $\sigma$  значительно изменяется осевой градиент давления  $dp/dx$ . Кроме этого, изменяются соответствующие скорости спутного потока вдоль оси канала, траектории струи (с увеличением  $\sigma$  и  $H^{\circ}$  кривизна траектории уменьшается), длины смещения струи (с увеличением  $\sigma$  и уменьшением  $H^{\circ}$  длина смещения уменьшается). Все эти факторы, как известно, оказывают влияние на эжекционную способность струи [10—12] и их интегральное воздействие приводит к установленной выше зависимости  $\Delta G^{\circ} = f(\sigma, H^{\circ})$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамович Г. Н., Гиришович Т. А., Гришин А. Н. Разрежение за плоской струей, развивающейся в ограниченном сносящем потоке//Инж.-физ. журн. 1986. Т. 48. № 5. С. 709—714.
2. Абрамович Г. Н., Гиришович Т. А., Крашенинников С. Ю. и др. Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 716 с.
3. Srinivasan G., Diab T. A., Murthy K. M. et al. Interaction of a two-dimensional sonic jet with a supersonic stream//Trans. ASME. Ser. D. J. Basic. Engng. 1970. V. 92. № 4. P. 901—907. (Рус. перев.: Взаимодействие плоской звуковой струи со сверхзвуковым потоком//Теор. основы инж. расчетов. 1970. № 4. С. 202—208.)
4. Newman B. G. The prediction of turbulent jets and wall jets//Canadian Aeronaut. and Space J. 1969. V. 15. № 8. P. 288—305.
5. Bourque C., Newman B. G. Reattachment of a two-dimensional incompressible jet to an adjacent flat plate//Aeronaut. Quart. 1960. V. 11. № 3. P. 201—232.
6. Begg R. D. A note on the reattachment of two-dimensional compressible jets to planes//J. Roy. Aeronaut. Soc. 1967. V. 71. № 681. P. 655—657.

7. Баланин Б. А. Исследование присоединенной массы сверхзвуковой струи, истекающей из сопла на нерасчетных режимах//Инж.-физ. журн. 1970. Т. 18. № 3. С. 453—458.
8. Wygnanski I., Newman B. G. The reattachment of an inclined two-dimensional jet to a flat surface in streaming flow//CASI Trans. 1968. V. 1. № 1. P. 3—8.
9. Kamatoni Y., Greber I. Experiments on confined turbulent jets in cross flow//NASA 1974. CR-2393. March. P. 1—69.
10. Хабаров В. И., Бритова А. Ф., Козлова Л. В. Турбулентная нерасчетная струя в сносящем потоке при небольших углах истечения//Тр. ЦАГИ. 1981. Вып. 2115. С. 2—26.
11. Гиршович Т. А., Гришин А. Н. Исследование начального участка плоской струи, развивающейся в безграничном и ограниченном сносящем потоке//Инж.-физ. журн. 1985. Т. 49. № 4. С. 540—547.
12. Крашенинников С. Ю., Рогольская Е. Г. Распространение струй из прямоугольных сопел, свободных и вблизи экрана//Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 4. С. 39—48.

Москва

Поступила в редакцию  
31.V.1994