

УДК 621.4:533.6

ПРОДОЛЬНЫЕ КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ВИХРИ В СВЕРХЗВУКОВОЙ ЧАСТИ ПРОНИЦАЕМОГО СОПЛА

В. Н. Зайковский, С. П. Киселев, В. П. Киселев

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

E-mail: kiselev@itam.nsc.ru

Исследованы продольные крупномасштабные вихри вблизи перфорированной стенки сопла в сверхзвуковой его части. Экспериментально установлено определяющее влияние вдува газа через перфорированную стенку на возникновение и параметры продольных вихрей.

Ключевые слова: продольные крупномасштабные вихри, сверхзвуковое течение, сопло, пористая стенка, вдув и выдув газа.

Введение. Сопло с перфорированной стенкой, расположенной в сверхзвуковой его части, широко применяется в аэродинамических трубах для выравнивания потока и обеспечения перехода через скорость звука [1]. В последнее время рассматривается возможность использования пористых вставок для пассивного регулирования тяги сопла [2]. В связи с этим была исследована структура течения в сопле и обнаружено возникновение крупномасштабных продольных вихрей в сверхзвуковой части сопла. Продольные вихри наблюдались ранее в сверхзвуковых недорасширенных струях [3] и при плоском сверхзвуковом обтекании обратной ступеньки [4]. Они называются вихрями Тейлора — Гёртлера, размер их порядка толщины пограничного слоя. В данной работе исследованы вихри существенно большего размера, зависящие от параметров вдуваемого газа через пористую вставку. Отметим, что это не единственный пример, когда наблюдаются крупномасштабные вихри во внутренних течениях газа. Аналогичные вихри были обнаружены ранее при натекании плоских и круглых струй на утопленное сопло [5, 6], при этом они образуются в дозвуковой части сопла, а затем выносятся в его сверхзвуковую часть.

Методика эксперимента. Экспериментальные исследования проводились на модели, представленной на рис. 1. Осесимметричное сопло состоит из двух сегментов. До- и сверхзвуковая части сегмента А выполнены из непроницаемого материала. Диаметр критического сечения $d_* = 38,4$ мм. Сегмент Б представляет собой сменный сверхзвуковой раструб с проницаемой образующей поверхностью и пристыковывается к выходному сечению ($d_1 = 61,5$ мм) сегмента А.

В эксперименте применялись два типа раструбов. Пористость первого, металлического обеспечивается системой ($N = 1050$) отверстий диаметром 1,5 мм, равномерно рассредоточенных вдоль образующей сопла по 16 поперечным сечениям. Второй раструб выполнен из высокопористого ячеистого углерода и позволяет обеспечивать равномерный рассредоточенный вдув (или выдув) рабочего газа.

В качестве рабочего газа использовался холодный сухой воздух с температурой в форкамере $T_{0f} = 240 - 270$ К и показателем адиабаты $\gamma = 1,4$. В форкамере, на входе перед соплом давление изменялось в пределах $10 \text{ атм} \leq p_{0f} \leq 25 \text{ атм}$. Угол полураскрытия сверхзвукового раструба составлял $\delta = 8^\circ$. Средняя пористость в обоих случаях примерно

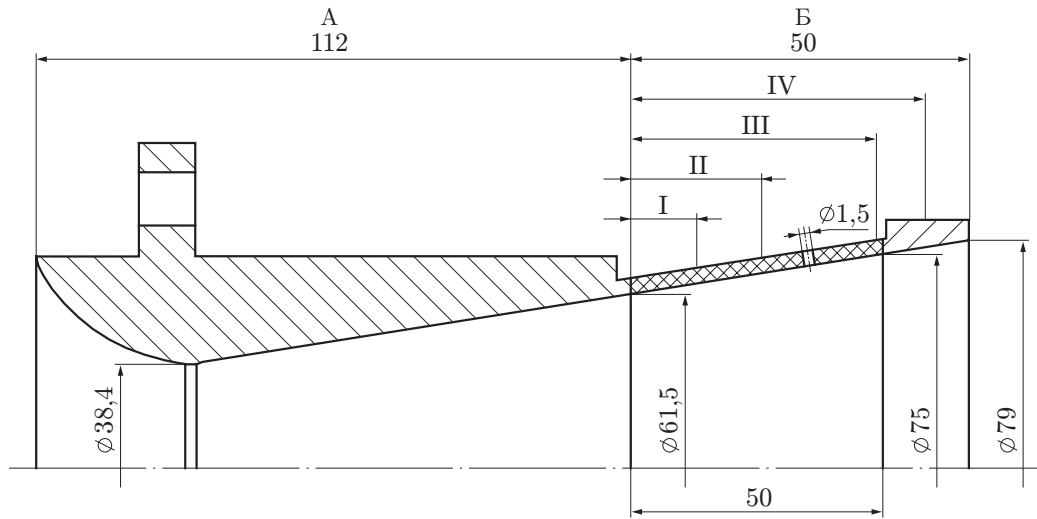


Рис. 1

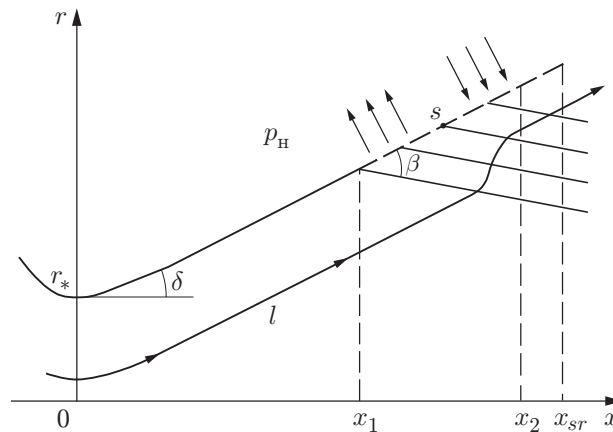


Рис. 2

одинакова ($m_1 \approx 20\%$). На выходе из сопла ($d_2 = 79$ мм) параметры среды соответствовали нормальным условиям ($T_H = 290$ К, $p_H = 1$ атм).

Математическая модель сверхзвукового течения газа в сопле с пористой вставкой. Рассмотрим сверхзвуковое течение газа при $x > 0$ в сопле с пористой вставкой, расположенной на участке $x_1 < x < x_2$ (рис. 2). Сверхзвуковая часть сопла представляет собой конус, который описывается уравнением

$$r = r_*(1 + (x/r_*) \operatorname{tg} \delta). \quad (1)$$

Решение задачи строится с использованием теории возмущений. Обозначая невозмущенные параметры потока верхним индексом 0, параметры в точке торможения — индексом 0f, а в критическом сечении — звездочкой, запишем известные изоэнтропические формулы, определяющие течение газа в сопле в нулевом приближении [7]:

$$\frac{T_*}{T_{0f}} = \frac{2}{\gamma + 1}, \quad \frac{c_*}{c_{0f}} = \sqrt{\frac{2}{\gamma + 1}}, \quad \frac{p_*}{p_{0f}} = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad \frac{\rho_*}{\rho_{0f}} = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{1/(\gamma-1)}, \quad \lambda = \frac{u^0}{c_*},$$

$$\frac{S}{S_*} = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{1/(\gamma-1)} \left[\lambda \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \lambda^2\right)^{1/(\gamma-1)}\right]^{-1}, \quad \frac{T^0}{T_*} = \frac{\gamma+1}{2} \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \lambda^2\right), \quad (2)$$

$$\frac{\rho^0}{\rho_*} = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{1/(\gamma-1)} \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \lambda^2\right)^{1/(\gamma-1)}, \quad \frac{p^0}{p_*} = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \lambda^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)},$$

где $S = \pi r^2(x)$ — площадь поперечного сечения сопла. Если некоторый участок сопла $x_1 < x < x_2$ заменить на пористый (рис. 2), то при втекании (вытекании) газа будут возникать возмущения, распространяющиеся внутрь сопла по характеристикам. Если возмущения малы, то последние будут совпадать с линиями Маха $\sin \beta = 1/M$. Так как в сопле происходит ускорение потока $dM/dx > 0$, то $d\beta/dx < 0$ и характеристики одного семейства не будут пересекаться между собой. Ниже рассматриваются такие течения, в которых характеристики, несущие возмущения от пористой стенки, выходят из сопла прежде, чем достигают оси сопла (см. рис. 2, где x_{sr} — координата среза сопла). В этом случае при расчете возмущенного течения в уравнении неразрывности можно пренебречь членом v_r/r . Тогда уравнения для возмущений принимают вид [1]

$$\begin{aligned} (1 - M^2) \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial r} &= 0, & \frac{\partial u'}{\partial r} - \frac{\partial v'}{\partial x} &= 0, \\ p' &= -\rho^0 u^0 u', & M &= u^0/c^0, & c^0 &= \sqrt{\gamma p^0/\rho^0}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $u = u^0 + u'$ — скорость вдоль оси x ; $v = v'$ — скорость вдоль оси r ; $p = p^0 + p'$ — давление потока. Невозмущенные параметры, обозначенные индексом нуль, определяются формулами (2). В настоящей работе рассматривается сопло с малым углом конусности $\delta \ll 1$, поэтому данное приближение оправдано. Решение уравнений (3) дается формулами

$$v' \pm \sqrt{M^2 - 1} u' = A_{1,2}, \quad \sin \beta = \pm 1/M, \quad (4)$$

где $A_{1,2}$ — константы для первого и второго семейств характеристик. Величины $A_{1,2}$ должны определяться из граничных условий. Если размеры пор достаточно велики, так что можно пренебречь влиянием вязкости на процесс втекания (вытекания) газа через пористую стенку, то уравнения (4) будут справедливы всюду, включая пористый участок стенки сопла. Используя первое уравнение в (4) и предполагая, что в поре $u' = 0$, а на сплошном участке пористой стенки $v' = 0$, А. А. Никольский вывел граничное условие на пористом участке [1]

$$u' = \frac{m_2}{m_1} \frac{v'}{\sqrt{M^2 - 1}}, \quad m_1 + m_2 = 1, \quad (5)$$

где m_1 — пористость, определяемая отношением площади отверстий к площади пористого участка сопла.

Пусть p_H — давление в наружном объеме, куда происходит истечение газа. Скорость втекания (вытекания) v' зависит от перепада давлений $p - p_H$ и структуры пористости. Ниже сравниваются результаты расчетов распределения давления на проницаемой стенке с экспериментальными данными для металлического раструба, в котором поры представляют собой отверстия диаметром d порядка толщины стенки сопла: $d \approx 1$ мм. При этих условиях вязкость практически не оказывает влияния на втекание (вытекание) газа и пору можно рассматривать как микросопло. Используя приближенную формулу для расхода газа через сопло Лавалья [7] для малых перепадов давления $(p - p_H)/p_H \ll 1$, получим выражения, описывающие вытекание ($p > p_H$) газа

$$v' = \frac{\xi m_1 c}{\sqrt{\gamma}} \sqrt{\frac{p - p_H}{p}}, \quad 0 < \frac{p - p_H}{p} < \frac{1}{2} \quad (6)$$

и его втекание ($p < p_H$)

$$v' = \frac{\xi m_1 c_H}{\sqrt{\gamma}} \sqrt{\frac{p_H - p}{p_H}}, \quad 0 < \frac{p_H - p}{p_H} < \frac{1}{2}, \quad (7)$$

где $p = p^0 + p'$ — давление в сопле; p_H — давление в окружающем объеме. Коэффициент ξ выбирался из условия совпадения экспериментального и рассчитанного значений давления в некоторой точке на стенке пористого участка: $\xi = 0,25$.

Результаты расчетов и данные эксперимента. На рис. 3 показаны экспериментальная и рассчитанная по модели (1)–(7) зависимости статического давления на стенке от координаты $p(x)$ на пористом участке сопла при давлении в форкамере $p_{0f} = 22$ атм. Кружки, квадратики и треугольники соответствуют данным, полученным в трех экспериментах, выполненных при одном и том же давлении p_{0f} . Измерение статического давления производилось в точках на поверхности сопла так, что при переходе от некоторой точки к соседней происходило одновременное смещение вдоль оси x и азимутального угла α . Таким образом, точки, в которых измерялось давление, располагались по спирали. Сплошной кривой показана рассчитанная по предложенной полуэмпирической модели (1)–(7) зависимость $p(x)$ на пористом участке, штриховой кривой — рассчитанная по формулам (1), (2) зависимость $p(x)$ для сопла без пористой вставки. Расчеты выполнены для условий эксперимента: $r_* = 19,2$ мм, $\delta = 8^\circ$, $m_1 = 0,18$. В качестве рабочего газа использовался воздух с температурой в форкамере $T_0 = 300$ К и показателем адиабаты $\gamma = 1,4$. Из рис. 3 следует, что на участке выдува газа, где давление $p > 1$ атм, наблюдается хорошее согласие расчета и эксперимента. На участке вдува газа в сопло ($p < 1$ атм) рассчитанные давления значительно отличаются от измеренных в эксперименте. Это различие можно объяснить тем, что в области, где происходит смена режима выдува газа из сопла на вдув, образуются крупномасштабные вихри, которые сносятся вниз по потоку (в данной математической модели они не учитываются). В эксперименте при переходе к соседней точке наряду со смещением по оси x происходит смещение вдоль угла α , что при наличии продольных вихрей приводит к колебаниям давления.

Для проверки этой гипотезы в эксперименте были измерены распределения статических давлений p в 20 контрольных точках по части периметра ($0 \leq \alpha \leq 120^\circ$) для трех поперечных сечений (I — $x = 12,5$ мм, II — $x = 25$ мм, III — $x = 50$ мм) перфорирован-

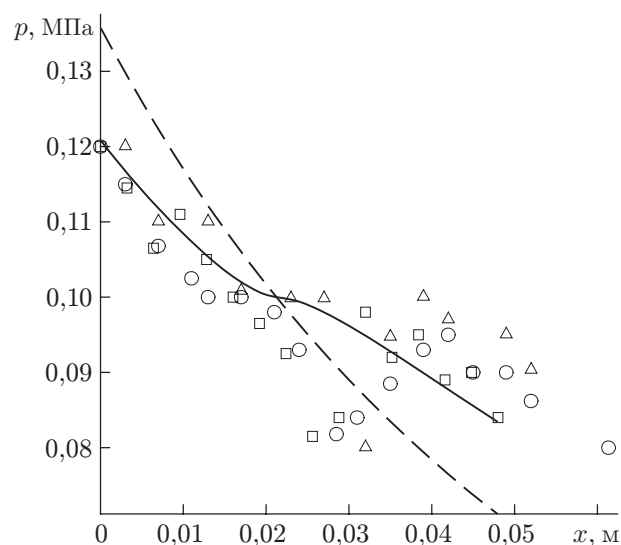


Рис. 3

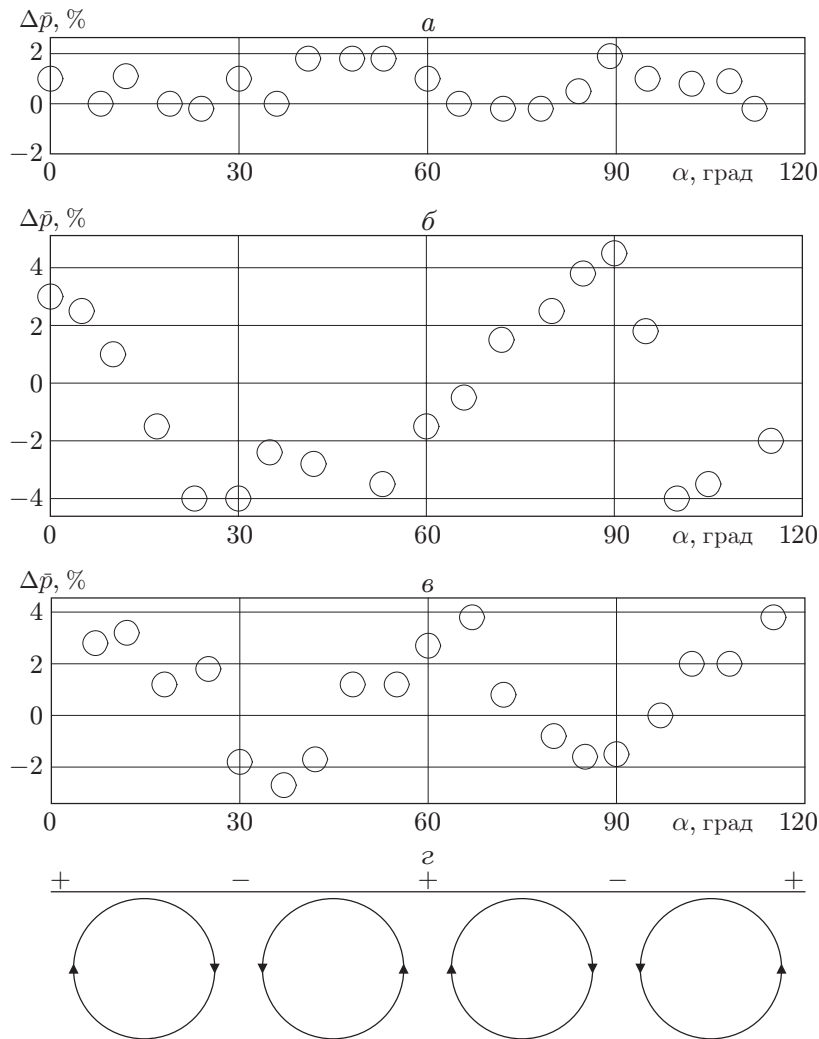


Рис. 4

ного металлического раструба (см. рис. 1). На проницаемом сверхзвуковом сегменте при варьировании давления в форкамере p_{0f} возникают участки поверхности как с выдувом ($p > p_H = 1$ атм), так и с вдувом ($p < p_H$) рабочего газа. Как следует из полученных данных по продольным распределениям $p(x)$ (рис. 3), при давлении в форкамере $p_{0f} = 22$ атм первое сечение дренажных отверстий находится в области перехода ($10 \text{ мм} < x < 20 \text{ мм}$) от режима выдува к вдуву рабочего газа. Последующие контрольные сечения расположены вниз по течению и находятся в зоне вдува газа из внешней среды.

На рис. 4, а, б, в представлены результаты обработки экспериментальных данных по распределению p для части периметра ($0 < \alpha < 120^\circ$) в поперечных сечениях I, II, III соответственно (см. рис. 1). По оси ординат отложены величины отклонений (в процентах) статического давления $\Delta \bar{p}$ в заданном сечении проницаемого сегмента по отношению к давлению в соответствующей точке непроницаемого сопла: $\Delta \bar{p} = (\bar{p} - p) / \bar{p}$, где \bar{p} — статическое давление в контрольной точке проницаемого сегмента; p — статическое давление в соответствующей точке непроницаемого сегмента. По оси абсцисс отложены значения угловых координат ($0 < \alpha < 120^\circ$) дренажных точек по периметру поперечных (I, II, III) сечений. В сечении I на внутренней поверхности проницаемого сегмента отмечены незначительные периодические отклонения параметра $\Delta \bar{p}$ ($\pm 1,5 \%$), что указывает на область

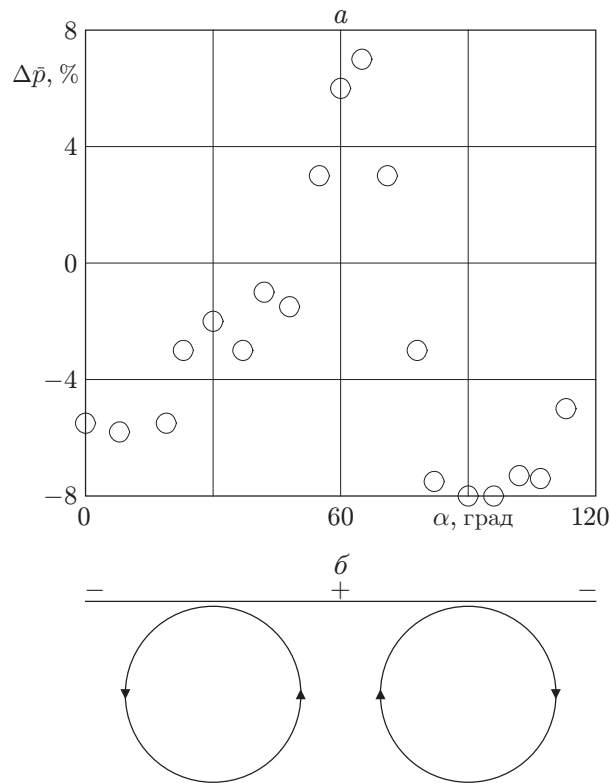


Рис. 5

возникновения продольных закрученных вихрей (см. рис. 4,а). Далее, вниз по течению от сечения I до сечения II развиваются и окончательно формируются крупномасштабные парные вихри. Характерное периодическое изменение параметра $\Delta\bar{p}$ в значительных пределах $\pm 4\%$ (рис. 4,б), т. е. наличие двух максимумов и двух минимумов, позволяет утверждать, что на данном участке внутренней поверхности ($0 < \alpha < 120^\circ$) существуют две пары продольных вихрей. Качественно эти вихри показаны на рис. 4,г, где плюсам соответствуют точки растекания, а минусам — точки встречи на стенке сопла вторичных потоков газа, создаваемых вихрями. Поскольку рассматривается только случайно выбранная треть поперечного сечения, по всему периметру профиля проницаемого сегмента ($0 < \alpha < 360^\circ$) равномерно расположены шесть пар вихрей. Между сегментами II и III диаметр вихрей увеличивается в соответствии с ростом проходного сечения сопла, что приводит к уменьшению величины $\Delta\bar{p} \approx 3\%$ (рис. 4,в). На выходе из перфорированного металлического сегмента имеет место развитая стационарная система из шести пар крупномасштабных, вращающихся в противоположных направлениях продольных вихрей диаметром $d_v \approx 15$ мм.

На рис. 5 представлено распределение величин относительного изменения статического давления $\Delta\bar{p}$ по трети ($0 < \alpha < 120^\circ$) периметра в поперечном сечении IV ($x = 58$ мм) проницаемого сегмента, выполненного из высокопористого ячеистого углерода. Видно, что равномерно рассредоточенная подача рабочего газа вносит существенные качественные и количественные изменения в структуру течения во внутреннем объеме сверхзвукового раструба. Значения максимальных величин $\Delta\bar{p}$ возрастают в два раза $\pm 8\%$ (рис. 5,а). В центральной части контрольного участка отмечен максимум, а на периферии — минимумы $\Delta\bar{p}$. Такое распределение опытных данных согласно принятой модели указывает на наличие в сечении IV ($0 < \alpha < 120^\circ$) только одной пары вихрей, качественно пока-

занных вблизи стенки сопла на рис. 5,б. В этом случае по всему периметру внутренней поверхности проницаемого сегмента могут быть равномерно расположены только три пары закрученных структур с диаметром локального вихря $d_v \approx 26$ мм.

Из приведенных выше экспериментальных и теоретических результатов следует, что при переходе от выдува газа к вдуву через пористую вставку, расположенную в сверхзвуковой части сопла, в потоке газа возникают продольные крупномасштабные вихри. Размер вихрей значительно превосходит толщину пограничного слоя и зависит от структуры пористого участка. В частности, при равномерно распределенной пористости, имеющей место для стенки из высокопористого ячеистого углерода, размер вихрей в два раза больше, чем для стенки с рядами дренажных отверстий. В этом состоит существенное отличие этих вихрей от наблюдавшихся в работах [3, 4] соответствующих продольных вихрей, размер которых сравним с толщиной пограничного слоя. Это различие, по-видимому, связано с тем, что втекающий через пористую стенку газ разрушает ламинарное течение в пограничном слое и выносит порции газа с малой продольной скоростью на значительные расстояния от стенки, в результате чего увеличивается размер области с градиентом скорости газа.

Рассмотрим механизм образования продольных вихрей в данном случае. Качественная картина течения газа в сопле с пористой стенкой приведена на рис. 2, где точка s разделяет области выдува и вдува газа. Видно, что смена режимов приводит к появлению положительной кривизны на линии тока l , максимальной вблизи точки s . Поскольку течение газа вблизи стенки имеет отрицательный градиент $\partial u / \partial r < 0$, это приведет к нарушению равновесия между градиентом давления и центробежной силой [8]. В результате в течении начнет развиваться неустойчивость, которая заканчивается образованием крупномасштабных продольных вихрей.

Выше отмечалось, что аналогичные крупномасштабные продольные парные вихри, вращающиеся в противоположных направлениях, возникают при взаимодействии дозвуковой струи ($M \approx 0,4$) с поверхностью дозвуковой части сопла [5, 6]. Затем эти вихри сносятся вниз по потоку и попадают в сверхзвуковую часть сопла, где интенсивность их уменьшается за счет расширения вихревых трубок. Образование вихрей связано с кривизной линий тока, возникающей при натекании струи на дозвуковую часть сопла.

Таким образом, в проведенных экспериментах обнаружены продольные крупномасштабные вихри, образующиеся в сверхзвуковой части сопла за счет вдува-выдува газа через пористую стенку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гроздовский Г. Л., Никольский А. А., Свищев Г. П., Таганов Г. И. Сверхзвуковые течения газа в перфорированных границах. М.: Машиностроение, 1967.
2. Зайковский В. Н., Киселев В. П., Киселев С. П. и др. О влиянии пористой вставки в сверхзвуковой части сопла на изменение его тяги // Докл. РАН. 2005. Т. 401, № 4. С. 479–482.
3. Запрягаев В. И., Солотчин А. В. Пространственная структура течения в начальном участке недорасширенной струи. Новосибирск, 1988. (Препр. / Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР; № 23-88).
4. Желтоводов А. А., Шилейн Э. Х., Яковлев В. Н. Развитие турбулентного пограничного слоя в условиях смешанного взаимодействия со скачками уплотнения и волнами разрежения. Новосибирск, 1983. (Препр. / Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР; № 28-83).
5. Зайковский В. Н., Меламед Б. М. Вихревые течения в соплах РДТТ // VII Междунар. конф. “Устойчивость течений гомогенных и гетерогенных жидкостей”, Новосибирск, 12–14 апр. 2000 г. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО РАН, 2000. С. 183–186.

6. **Melamed V. M., Zaikovskii V. N.** An experimental study of vortex structures in gas dynamic duct with swiveling nozzle // Proc. of the IX Intern. conf. on the method aerophys. res., Novosibirsk, 29 June – 3 July, 1998. Novosibirsk: Publ. Inst. Theoret. Appl. Mech. SB RAS, 1998. Pt 3. P. 189–192.
7. **Лойцянский Г. Л.** Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987.
8. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Гидродинамика. М.: Наука, 1988.

Поступила в редакцию 29/XI 2004 г.
