

УДК 533.6+534.4

О СКОРОСТИ КОНВЕКЦИИ ВОЗМУЩЕНИЙ В ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЯХ ПРИ АЭРОАКУСТИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

В. Г. Пимштейн

Филиал Центрального аэрогидродинамического института им. Н. Е. Жуковского,
105005 Москва
E-mail: acoustic@mktsagi.ru

Экспериментально исследована скорость распространения тороидальных и косых вихрей, образующихся в дозвуковых и сверхзвуковых турбулентных струях при продольном внутреннем и поперечном внешнем воздействиях пилообразных звуковых волн конечной амплитуды. Показано, что конвективная скорость вихрей не является постоянной, а характер ее изменения зависит от формы вихрей.

Ключевые слова: турбулентные струи, вихри, воздействие звука.

Конвекция возмущений является одной из важных характеристик процесса смешения в турбулентных струях, характер которого во многом определяется скоростью конвекции. Изменение толщины зоны смешения обусловлено вовлечением в движение окружающей среды, в частности, вихрями или их слиянием [1]. В предположении, что достаточно крупные вихри, образующиеся при аэроакустическом взаимодействии, не участвуют в процессах слияния, интенсивность процесса смешения определяется степенью вовлечения окружающей среды в движение вихрями [2]. Скорость конвекции возмущений также важна для определения частоты дискретного тона высокой интенсивности, излучаемого сверхзвуковыми струями на нерасчетных режимах истечения, в том числе в натуральных условиях. Такое излучение, представляющее собой пилообразную звуковую волну конечной амплитуды, может стать причиной усталостных разрушений конструкций летательных аппаратов [3, 4]. Как показывают многочисленные исследования, скорость распространения вихрей в невозмущенных струях и струях, подвергающихся акустическому воздействию, изменяется в широком диапазоне от $\approx 0,5U_0$ до $\approx 0,8U_0$ (U_0 — скорость потока на срезе сопла) [3, 5]. Вероятно, такое различие значений конвективной скорости обусловлено формой вихрей и способом акустического воздействия. Цель данной работы — определить влияние формы достаточно крупных вихрей, возникающих в турбулентных струях при продольном внутреннем и поперечном внешнем акустических воздействиях, на скорость их распространения. Такие вихри, возникающие в турбулентных струях при аэроакустических взаимодействиях, в частности при воздействии на струи пилообразных звуковых волн конечной амплитуды, представляют собой модель, удобную для исследования процессов возникновения и развития возмущений в струях и определения их роли в процессах турбулентного смешения и излучения шума.

Эксперименты проводились в большой заглушенной камере акустического отделения Центрального аэрогидродинамического института с холодными воздушными дозвуковы-

ми струями ($\bar{P}_0 = 1,4 \div 1,7$, диаметр выходного отверстия сопла $d = 20 \div 60$ мм), недорасширенными сверхзвуковыми струями, истекающими из сужающихся сопел ($\bar{P}_0 = 1,9 \div 3,7$, $d = 20 \div 60$ мм), и сверхзвуковыми струями, истекающими из сужающихся-расширяющихся сопел ($M = 2$, $\bar{P}_0 = 6,2 \div 15,6$, $d = 20$ мм). Здесь $\bar{P}_0 = P_0/P_a$ — перепад давлений на сопле; P_0 — полное давление в успокоительной камере; P_a — давление окружающей среды; M — расчетное число Маха сопла. В качестве источников звука использовались газоструйные генераторы Гартмана с частотой $f = 4 \div 10$ кГц. При внутреннем продольном акустическом воздействии излучатель помещался в форкамеру сопла, так что необходимое полное давление в ней создавалось при поддержании на излучателе перепада давления, соответствующего его рабочему режиму. При этом уровень звукового давления вблизи кромки сопла в зависимости от частоты воздействия составлял $160 \div 165$ дБ. При внешнем поперечном воздействии излучатель звука помещался на различных расстояниях от кромки сопла. В некоторых опытах излучатель помещался в отражатель звука — эллиптический или параболический. В зависимости от частоты, расстояния от кромки сопла и применения отражателя звука при внешнем поперечном воздействии уровень звукового давления на кромке сопла составлял $155 \div 175$ дБ.

Опыты проводились с пилообразными волнами конечной амплитуды, позволяющими получать компактные возмущения (вихри). (Влияние формы звуковых волн на вид возникающего возмущения исследовано в работе [6].) Для визуализации струй, звуковых волн и

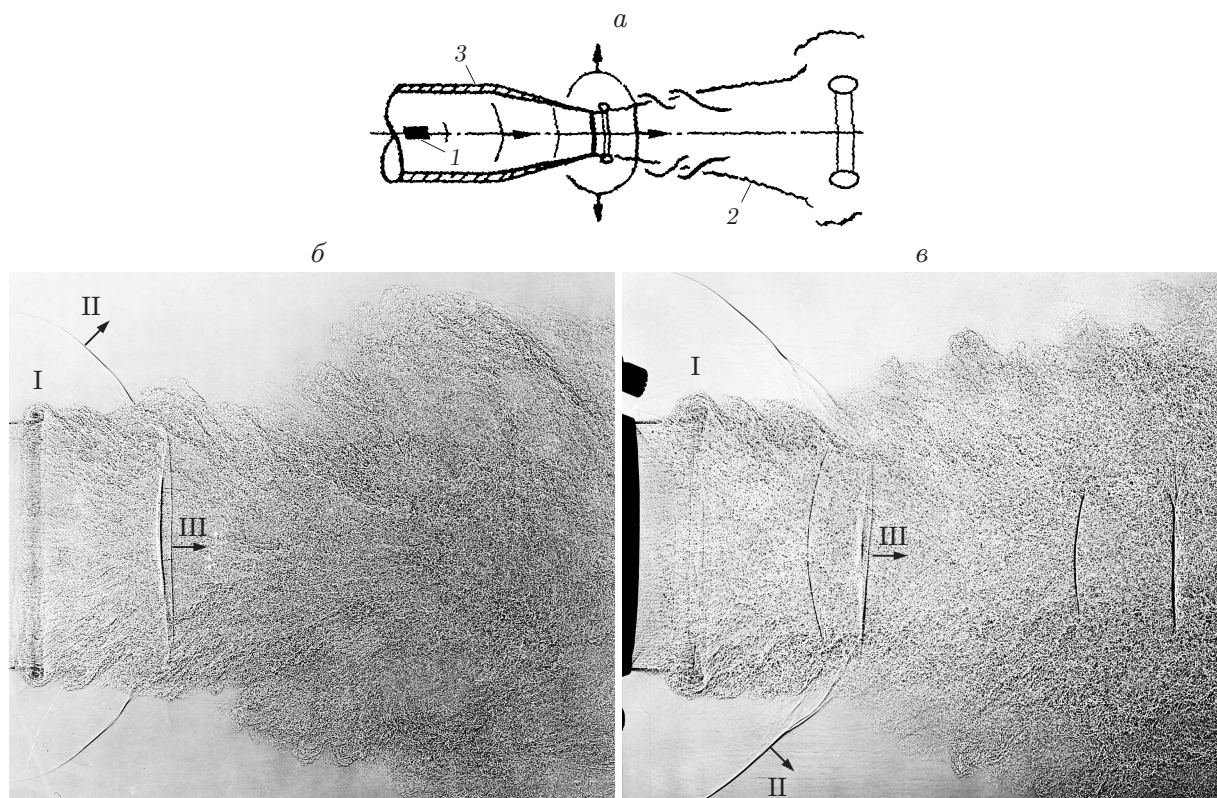


Рис. 1. Схема эксперимента (а) и теневые фотографии турбулентной струи (б, в) при продольном внутреннем акустическом воздействии:

б — докритический режим течения ($\bar{P}_0 = 1,4$, $f = 1,6$ кГц); в — сверхкритический режим течения ($\bar{P}_0 = 2,5$, $f = 1,6$ кГц); стрелки — направление распространения звука; 1 — генератор Гартмана; 2 — струя; 3 — сопло; I — вихрь; II — звуковая волна, дифрагированная на кромке сопла; III — звуковая волна в струе

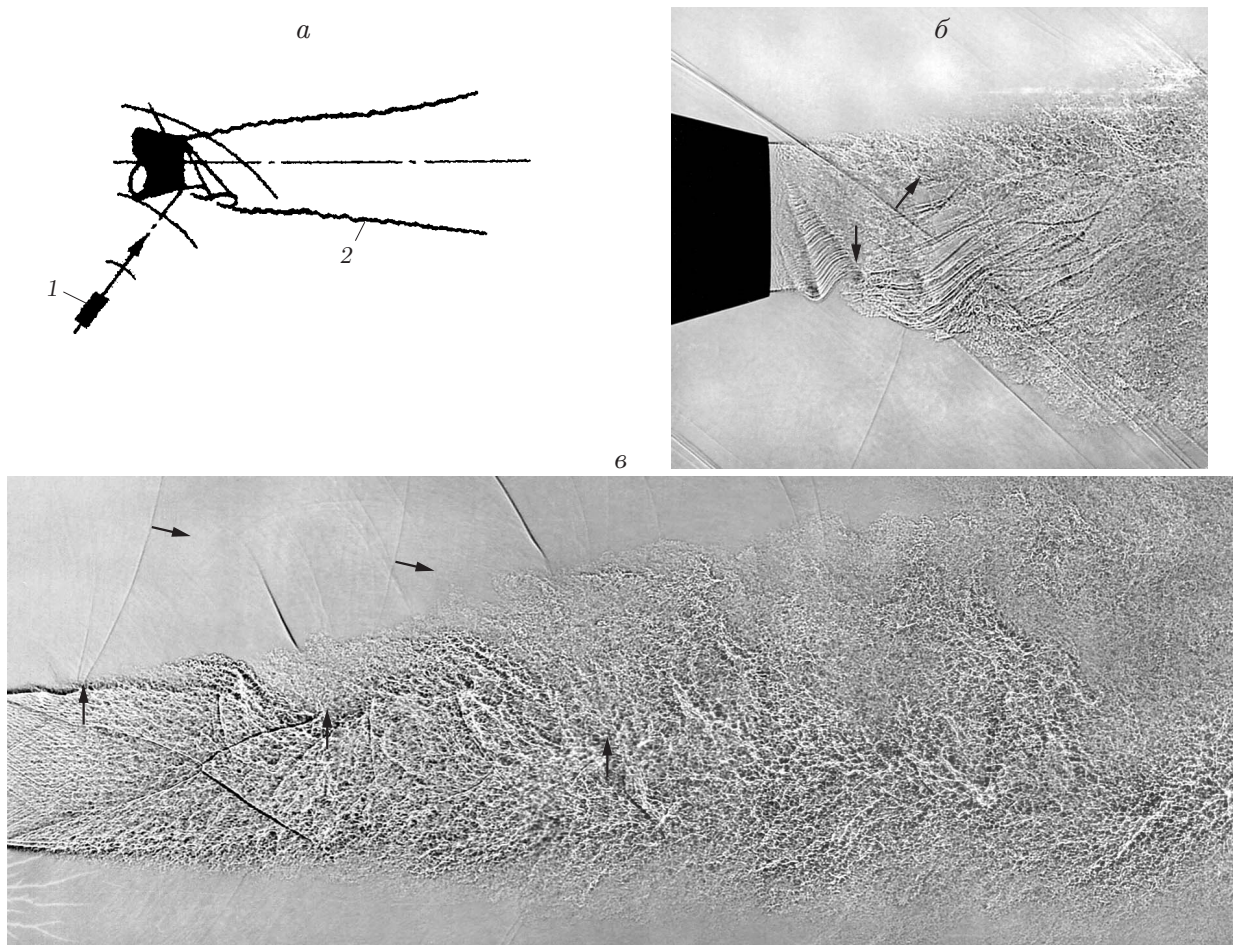


Рис. 2. Схема эксперимента (*a*) и теневые фотографии турбулентной струи (*б*, *в*) при поперечном внешнем акустическом воздействии:

б — докритический режим течения ($\bar{P}_0 = 1,4$, $f = 8,0$ кГц); *в* — сверхкритический режим течения ($M = 2,0$, $\bar{P}_0 = 6,2$, $f = 8,0$ кГц); остальные обозначения те же, что на рис. 1

вихрей применялся прямотеневой метод с искровым точечным источником света, размер светящейся зоны которого составляет 0,8 мм, время экспозиции — $2 \cdot 10^{-7}$ с. На теневых фотографиях (рис. 1, 2) на изображении фронта звуковой волны направлению распространения звука соответствует направление от светлой полосы к темной. Таким образом, все звуковые волны на рис. 1, 2 могут быть легко идентифицированы. (При теневой съемке коэффициент увеличения зависит от расстояния от источника света до объекта и экрана и приблизительно равен 1,2.)

При внутреннем продольном воздействии на турбулентную струю тороидальный вихрь образуется при прохождении фазы максимального сжатия пилообразной звуковой волны, имеющей конечную амплитуду, в выходном сечении сопла [7]. Поскольку при этом время запаздывания составляет менее 10 мкс, при расчете конвективной скорости вихря им можно пренебречь. Применение пилообразных звуковых волн при определении скорости распространения вихрей позволяет использовать то обстоятельство, что звуковая волна, порождающая вихрь, видна на теневых фотографиях и, следовательно, задает масштаб скорости (см. рис. 1). По отношению расстояний, пройденных вихрем (центром вихря) I и дифрагированной на кромке сопла звуковой волной II, можно определить скорость движения вихря U_c . Скорость истечения струи U_0 можно найти исходя из того, что скорость

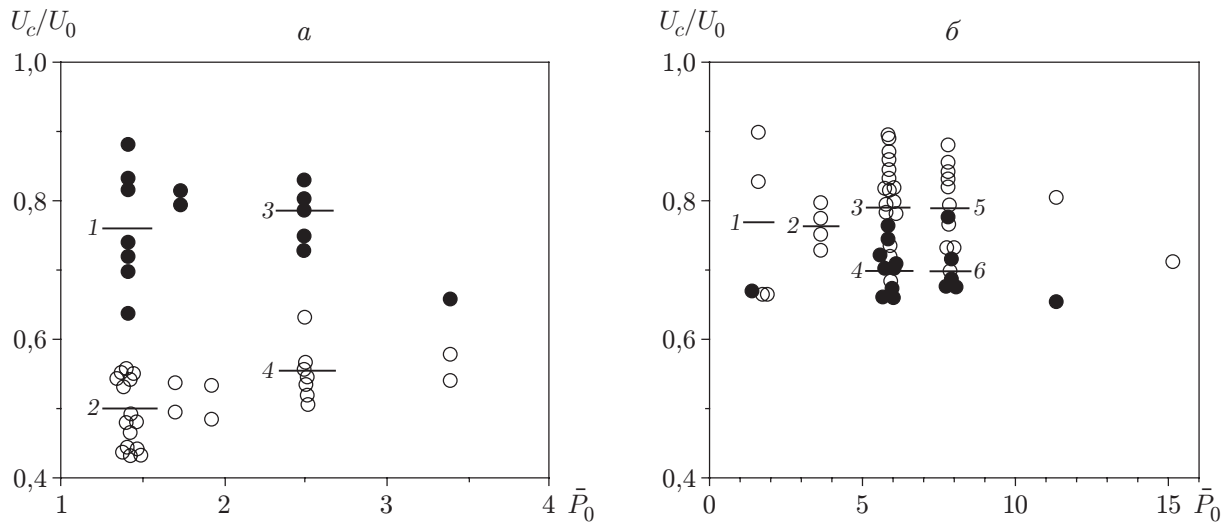


Рис. 3. Конвективная скорость, определенная по скорости звука и положению первого вихря (светлые точки), а также по расстоянию между вихрями (темные точки):

a — тороидальные вихри (1 — $\bar{U}_c/U_0 = 0,77 \pm 0,07$; 2 — $\bar{U}_c/U_0 = 0,5 \pm 0,05$; 3 — $\bar{U}_c/U_0 = 0,79 \pm 0,04$; 4 — $\bar{U}_c/U_0 = 0,55 \pm 0,04$); *б* — косые вихри (1 — $\bar{U}_c/U_0 = 0,77 \pm 0,1$; 2 — $\bar{U}_c/U_0 = 0,76 \pm 0,02$; 3 — $\bar{U}_c/U_0 = 0,79 \pm 0,04$; 4 — $\bar{U}_c/U_0 = 0,7 \pm 0,02$; 5 — $\bar{U}_c/U_0 = 0,79 \pm 0,05$; 6 — $\bar{U}_c/U_0 = 0,7 \pm 0,05$)

распространения звуковой волны в струе III, определяемая аналогично, складывается из скорости струи и скорости звука в струе. Скорость звука в струе вычислялась с использованием газодинамических таблиц по известному перепаду давления на сопле. Скорость системы вихрей можно также найти по формуле $U_c \approx 0,8\Lambda f$, где Λ — расстояние между вихрями; f — частота звукового воздействия; числовой коэффициент учитывает увеличение значения Λ при теневой съемке. Результаты обработки теневых фотографий на докритических и сверхкритических режимах истечения показывают, что скорость конвекции тороидального вихря является непостоянной величиной и существует участок течения, на котором вихрь движется ускоренно (рис. 3). Скорость конвекции вихря на начальном участке струи протяженностью менее $(0,5 \div 1,0)d$ рассчитывалась по положению дифрагированной на кромке сопла звуковой волны и образовавшегося вихря, а при удалении от сопла на расстояние более $(1 \div 2)d$ — по расстоянию между вихрями (рис. 3, *a*). На рис. 3 приведены также среднеквадратичные значения конвективной скорости и ошибки измерений. На начальном участке движения конвективная скорость тороидального вихря составляет $\approx 0,5U_0$, затем она увеличивается до значения $(0,7 \div 0,8)U_0$.

При внешнем поперечном акустическом воздействии, как и при внутреннем продольном, возмущение возникает при прохождении фазы максимального сжатия через кромку сопла, и временем запаздывания также можно пренебречь. В качестве перемещения косого вихря примем перемещение его характерной части, показанное на рис. 2 стрелками. Обработка теневых фотографий косых вихрей, образовавшихся при поперечном воздействии пилообразных волн конечной амплитуды на турбулентные струи, проводилась так же, как и при продольном акустическом воздействии. Положение фронта звуковой волны относительно облучаемой кромки сопла задает масштаб скорости и в рассматриваемом случае. Результаты экспериментов показывают, что при рассмотренных типах воздействия процессы распространения возмущений принципиально различаются: конвективная скорость косых вихрей на начальном участке движения имеет наибольшее значение ($\approx 0,8U_0$),

а по мере удаления вихря от среза сопла уменьшается до значений $\approx 0,7U_0$ (рис. 3, б). По-видимому, это обусловлено различной степенью вовлеченности тороидального и косо-го вихрей в средний поток: тороидальный вихрь возникает и развивается на периферии зоны смешения, постепенно вовлекаясь в средний поток и увеличиваясь в размерах, в то время как при возникновении косо-го вихря уже на начальной стадии задействован средний поток. Результаты экспериментов, в частности, показывают, что трудности, возникающие при попытках получить излучение волн Маха от тороидального вихря при продольном внутреннем воздействии и сверхзвуковых скоростях истечения струи [7], обусловлены небольшим значением конвективной скорости тороидального вихря на начальном участке и существованием предельной скорости истечения холодной воздушной струи. Следует отметить, что скорость конвекции возмущения, возникающего под воздействием дискретного тона, излучаемого сверхзвуковой струей на нерасчетных режимах истечения, не является постоянной величиной, как это принято считать в существующих методах расчета частоты дискретного тона [3]. Еще более важным результатом данной работы может оказаться обнаруженное явление ускорения тороидального вихря и замедления косо-го вихря, так как движение крупномасштабных вихрей, которые либо быстро растут, либо ускоряются (замедляются), представляет собой чрезвычайно полезную модель источников шума струи, что позволяет моделировать наиболее интенсивные источники звука [8].

Проведенные исследования показали, что при аэроакустических взаимодействиях процесс распространения возмущений существенно зависит от их формы: конвективные скорости тороидальных и косых вихрей различны. Обнаружены достаточно быстрое ускорение тороидальных вихрей, образующихся при продольном внутреннем акустическом воздействии, и замедление на начальном участке течения косых вихрей, образующихся при внешнем акустическом воздействии.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Herman M. A., Jimenez J.** Computer analysis of a high-speed film of the plane turbulent mixing layer // J. Fluid Mech. 1982. V. 119. P. 323–345.
2. **Roshko A.** Structure of turbulent shear flows: A new look // AIAA J. 1976. V. 14, N 10. P. 1349–1357.
3. **Panda J., Raman G., Zaman K. B. M. Q.** Underexpanded screeching jets from circular, rectangular and elliptic nozzles: Paper / Amer. Inst. of Aeronaut. and Astronaut. N 97-1623. S. 1., 1997.
4. **Hay J. A., Rose E. G.** In flight shock cell noise // J. Sound Vibr. 1970. V. 11. P. 411–420.
5. **Powell A., Umeda Y., Ishii R.** Observation of oscillation modes of choked circular jets // J. Acoust. Soc. Amer. 1992. V. 92, N 5. P. 2823–2836.
6. **Pimshtein V. G.** Sound waveform effect on disturbance generation in turbulent jets at aeroacoustic interaction // AIAA J. 2003. V. 41, N 11. P. 2294–2297.
7. **Pimshtein V. G.** On structure and noise of a supersonic jet under internal acoustic excitation // AIAA J. 2006. V. 44, N 5. P. 1103–1106.
8. **Ffowcs Williams J. E.** Impulsive sources of aerodynamic sound. Mechanisms of noise generation // AGARD conf. on noise mech. Brussels: S. 1., 1973. N 131.

*Поступила в редакцию 10/1 2006 г.,
в окончательном варианте — 21/IX 2006 г.*