

УДК 532.517.4+534.2

## ВОЗБУЖДЕНИЕ СУБГАРМОНИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ТЕЧЕНИИ С КОГЕРЕНТНЫМИ СТРУКТУРАМИ В РЕЖИМЕ АЭРОАКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА

С. П. Бардаханов, О. В. Белай

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Проведены экспериментальные исследования условий возникновения аэроакустических резонансных явлений около осесимметричного тела в виде трубы с толстыми стенками, обтекаемого потоком воздуха в прямоугольном канале. Определены зависимости собственной частоты акустических колебаний от длины модели. В результате исследований механизма возникновения колебаний в следе показано, что процесс генерации кольцевых когерентных структур в резонансных режимах характеризуется развитием нелинейностей, в том числе субгармонического пакета. Обсуждаются возможные способы управления течением.

**Введение.** В настоящее время в теории турбулентности все большее развитие получают подходы, основанные на понятии когерентных структур — упорядоченных образований в турбулентных течениях. Появляются новые способы описания течения путем разложения его на собственные моды или “функции”. К достоинствам таких представлений относится возможность на их основе целенаправленного управления турбулентными потоками, поскольку упорядоченные образования могут служить объектами, манипулируя которыми, можно изменять течение в целом. Понятие когерентных структур в силу этих же причин проникло и в исследования ламинарно-турбулентного перехода, по крайней мере, его поздних стадий. В то же время недостаточно работ, в которых знания о тонкой структуре турбулентного течения реализуются в управлении потоком. Это связано с трудностями выделения когерентных структур, необходимостью нахождения эффективных способов воздействия на них и определения вклада изменений в когерентных структурах в общее изменение характеристик течения.

Аэроакустический резонанс является примером течения, в котором указанные выше трудности имеют место, однако могут быть преодолены, поскольку когерентные структуры хорошо выделяются, на них можно эффективно воздействовать, и эти воздействия оказывают существенное влияние на течение.

Впервые экспериментальные и численные исследования резонансных явлений при обтекании периодической решетки пластин в прямоугольном канале, обусловленных нестационарным сходом пограничного слоя с задних кромок пластин, описаны в работах [1, 2]. Показано, что в этом случае собственные колебания являются чисто акустическими и не связаны с колебаниями пластин. Зависимость амплитуды собственных колебаний от пространственных координат вблизи одной пластины, расположенной в плоскости симметрии канала, исследована в [3, 4]. Связь характеристик резонанса с течением в следе рассматривалась в работах [5, 6]. Различные аспекты механики колебаний у задней кромки исследовались в [7–9]. Показано, что в следах за толстыми пластинами со скругленными задними кромками возникают когерентные структуры, проявляющиеся в частотном спектре пульсаций скорости, и что частотой и амплитудой колебаний, соответствующих этим

структурам, можно управлять внешним акустическим воздействием. В [10, 11] построена полная математическая модель для определения собственных акустических мод резонансных объемов и проведено сравнение расчетных частот с экспериментальными данными для случая плоских пластин. В то же время, насколько известно авторам настоящей работы, систематические исследования для осесимметричного случая практически не проводились (см. [12, 13]). В частности, в этих работах отмечается существование субгармонических возмущений в ближнем следе за осесимметричной моделью.

Целью данной работы является исследование особенностей возникновения акустических резонансных колебаний в течении с осесимметричным плохобтекаемым телом по сравнению с плоским случаем. Изучена структура потока в области отрыва и следе, представлены экспериментальные данные, которые могут быть использованы для управления таким течением.

**Условия эксперимента.** Измерения проводились в Институте теоретической и прикладной механики СО РАН в дозвуковой аэродинамической трубе МТ-324 замкнутого типа с закрытой рабочей частью сечением  $0,2 \times 0,2$  м и длиной 0,8 м. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Модели собирались из отдельных цилиндров в виде колец, изготовленных из прозрачного оргстекла. В эксперименте использовались модели длиной  $L = 100, 200, 300, 400$  мм. Внутренний диаметр  $H$  всех моделей равен 84 мм. Толщина стенки  $d = 8$  мм. Передняя и задняя части моделей имели закругление с радиусом, равным половине толщины стенки. В некоторых случаях осесимметричные модели помещались в круглую рабочую часть, выполненную в виде вкладыша в квадратную. Ось симметрии модели при установке в рабочую часть совпадала с осью симметрии рабочей части.

Средняя скорость набегающего на модель потока определялась при помощи трубки Пито — Прандтля и микроанометра. Измерения проводились в диапазоне скоростей набегающего потока  $U_\infty = 5 \div 47$  м/с. Продольные компоненты средней скорости  $U$  и среднеквадратичной флуктуации скорости  $u'$  в различных точках течения измерялись при помощи аналоговой термоанемометрической аппаратуры фирмы Dantec и датчика с нитью из позолоченного вольфрама толщиной 6 мкм и длиной 1 мм. Использовался блок типа 55M01 со стандартным мостом 55M10 (соотношение плеч моста 1 : 20, максимальная частота моста 200 кГц при скорости потока, обтекающего датчик, 100 м/с), выходной уровень шума, по данным производителя, равен 0,013 % при скорости потока 10 м/с. Сигнал термоанемометра подавался через аналого-цифровой преобразователь MacADIOS-Adio фирмы GW Instruments в персональный компьютер Macintosh, где обрабатывался в цифровой форме. Детали процесса обработки сигнала на компьютере приведены в [10, 11]. Спектральный анализ проводился в узкой полосе частот 4 Гц.

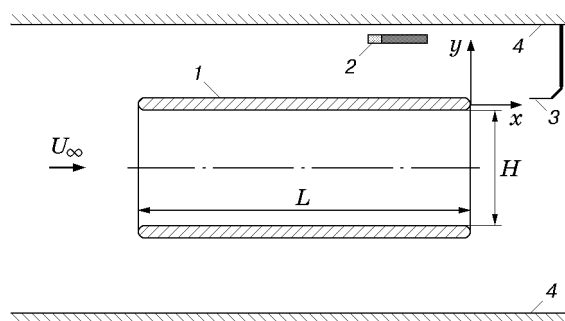


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — модель (осесимметричная труба), 2 — микрофон, 3 — датчик термоанометра, 4 — стенки рабочей части

Термоанемометр использовался для измерений скорости в пограничном слое, следе за моделью (на расстояниях до  $x/d = 20$ ), а также при определении пульсаций скорости в звуковой волне. Измерения в пограничном слое моделей показали, что в исследованном диапазоне скоростей на большей части модели реализовывался турбулентный пограничный слой. Измерения в следе проводились в вертикальной плоскости симметрии, проходящей через ось симметрии модели. В дальнейшем исследование будет ограничиваться анализом результатов измерений в окрестности верхней области задней кромки модели, где размещалось и начало координат (рис. 1). Для качественного контроля уровня звукового давления, анализа спектрального состава звуковой волны применялся микрофон, который использовался также в качестве источника опорного сигнала для фазовых измерений. Калибровка микрофона не проводилась.

При измерениях частоты когерентных структур в следе датчик термоанемометра устанавливался за задней кромкой в таком положении по координате  $y$ , чтобы на экране осциллографа в сигнале отчетливо наблюдалась упорядоченная составляющая спектра. После спектрального анализа линеаризованного сигнала термоанемометра определялись частоты колебаний  $f$  в следе и амплитуды пульсаций скорости  $u'_f$  на этих частотах.

**Интегральные характеристики течения вблизи плохообтекаемого тела и в следе.** Эксперименты проводились следующим образом. После включения трубы скорость потока в рабочей части плавно повышалась. При достижении некоторого значения скорости набегающего на модель потока интенсивность звука в рабочей части и в помещении, где находится установка, резко возрастала. Изменялись и интегральные характеристики течения в следе. На рис. 2 приведены результаты измерений средней скорости и среднеквадратичной флуктуации скорости в нерезонансном и резонансном режимах. Видно, что в режиме интенсивного излучения звука происходит некоторое изменение распределения средней скорости, причем в области, близкой к  $y = 0$  (рис. 2, *a*), скорость течения увеличивается по сравнению с нерезонансным режимом. Уровень турбулентности также возрастает (рис. 2, *б*). Подобные изменения характеристик течения в резонансном режиме наблюдались при исследовании в работе [5] следа за плоским плохообтекаемым телом. Там же показано, что эти изменения обусловлены усилением колебаний, связанных с существованием когерентных структур в потоке.

Распределение средней скорости, полученное в эксперименте, подобно обычному распределению в следе за плохообтекаемым телом (например, за пластиной). Следует отметить, что скорость на линии, соответствующей середине кромки, постепенно растет

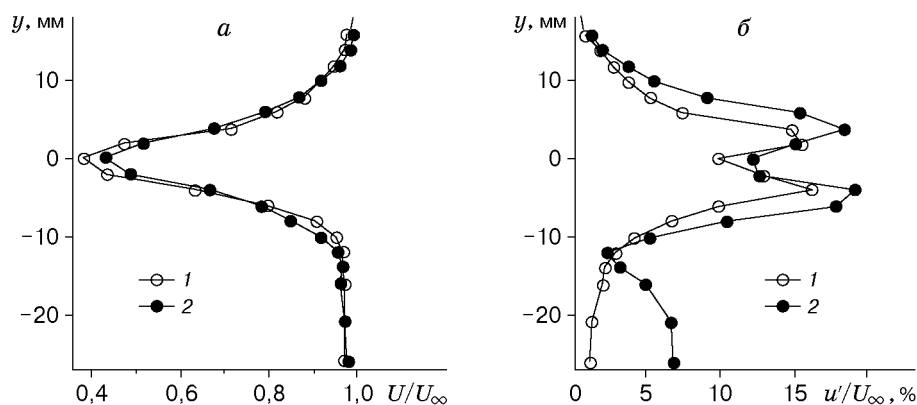


Рис. 2. Распределения в следе средней скорости (*a*) и среднеквадратичной величины флуктуаций скорости (*б*) при  $L = 400$  мм,  $x/d = 1$ :

1 — нерезонансный режим, 2 — резонансный режим

с увеличением  $x$ , и, как и в плоском случае, отличие профилей средней скорости и среднеквадратичных флуктуаций в резонансном и нерезонансном режимах становится малоразличимым в интервале  $x/d = 3 \div 5$ . В то же время обнаружено, что плавное в начале следа поперечное распределение средней и пульсационной скоростей на некоторых расстояниях от задней кромки перестает быть плавным, хотя количества реализаций, по-видимому, достаточно для осреднения случайных колебаний в профиле. Аналогичные измерения в следе за плоской моделью показывают плавное изменение средних характеристик по поперечной координате  $y$ . Кроме того, как и в плоском течении, имеющиеся в начале следа два максимума в распределении уровня турбулентности (рис. 2, б) достаточно быстро сливаются в один, чего не наблюдается в следе за плоскими пластинами. Поскольку течение за задней кромкой осесимметричной модели можно рассматривать как спутную струю, можно предположить, что указанные отличия обусловлены особенностями течения в круглой струе.

**Влияние геометрии течения на акустические резонансные частоты.** Измерения проведены в диапазонах скоростей, в которых в осесимметричном случае возбуждаются резонансные акустические колебания (аналогично тому, как это сделано в работах [10, 11] для плоских пластин). Однако в отличие от указанных работ подробные измерения распределений амплитуды акустических колебаний вблизи модели провести не удалось в силу особенностей координатного устройства. Главной причиной являлось то, что, по крайней мере, при данном соотношении диаметра модели и размеров рабочей части акустические колебания в основном возникали внутри модели и снаружи были выражены намного слабее (рис. 2, б). В ядре потока, вне пограничного слоя (при  $y < -13$  мм), амплитуда пульсаций в резонансном режиме в несколько раз выше, чем в нерезонансном. Эти пульсации представляют собой колебания скорости в стоячей акустической волне внутри модели. Следует отметить, что эти колебания были монохроматическими на всех резонансных режимах, как внутри модели, так и в наружных областях, что проверено с помощью микрофона.

Результаты измерений резонансных частот приведены на рис. 3. Частоты, регистрируемые датчиком термоанемометра в режимах излучения звука, обезразмеривались в соответствии с соотношением  $\bar{f}_0 = 2\pi f_0 H/c$ , где  $f_0$  — частота звука, измеренная в эксперименте;  $c$  — скорость звука.

Качественное сравнение с экспериментальными и расчетными данными работ [10, 11], полученными для плоских моделей, показывает, что зависимость частоты от безразмерной длины модели для плоского и осесимметричного случаев описывается аналогичными кривыми. Вероятно, при соответствующей нормировке акустические резонансные частоты для осесимметричной и плоской моделей можно описать одними и теми же зависимостями.

Эксперименты с круглой рабочей частью дали результаты, качественно близкие описанным выше (резонанс наблюдался примерно при тех же скоростях потока и частотах).

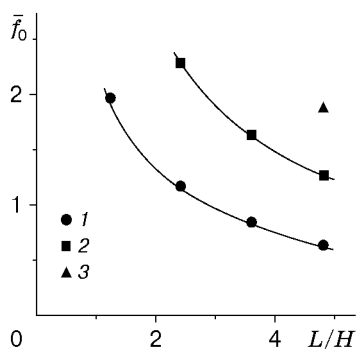


Рис. 3. Зависимость акустических резонансных частот от длины модели:

1 — первая мода, 2 — вторая мода, 3 — третья мода

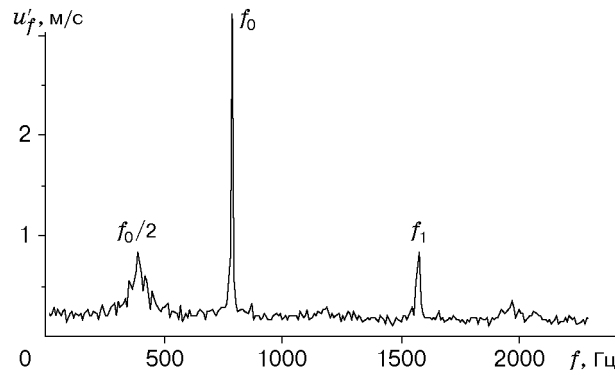


Рис. 4. Спектр пульсаций скорости в следе за моделью в резонансном режиме ( $L = 400$  мм, вторая мода)

Отличие заключалось в том, что в опытах с некоторыми моделями интенсивность акустических колебаний была больше. (Наблюдаемый эффект оценивался на слух, поскольку конструкция координатного устройства датчика не позволила провести термоанемометрические измерения в кольцевой области между стенкой рабочей части и моделью, а размещение в этой области микрофона привело бы к значительному загромождению потока.) Можно предположить, что кольцевая область в осесимметричной рабочей части аналогична внутренней области модели и интенсивность стоячих звуковых волн в кольцевой области сопоставима с интенсивностью внутри модели.

Проведены измерения с установкой в квадратную рабочую часть трубы плоских пластин, применявшихся в работах [10, 11], которые имели толщину, равную толщине стенок осесимметричных моделей. Установлено, что в опытах с осесимметричной моделью звук оказывался сильнее.

**Механизм генерации собственных колебаний в следе и субгармонические возмущения. Сравнение с плоским случаем.** Рассмотрим особенности источника колебаний в следе, в частности когерентные структуры. Они являются источником слабых акустических колебаний, получающих резонансное усиление при совпадении частоты источника с частотой собственных акустических колебаний конкретного объема [5].

В свою очередь, интенсивное акустическое поле воздействует на процесс генерации когерентных структур в зоне отрыва пограничного слоя, при этом проявляется существенно нелинейный характер взаимодействия вихревых и акустических колебаний. Например, при воздействии акустических колебаний имеет место “захват” частоты когерентных структур [7–9], в режиме аэроакустического резонанса спектр колебаний в следе содержит высшие гармоники [6].

На рис. 4 приведен спектр колебаний в следе в режиме резонанса. Как и в плоском случае, в нем кроме первой гармоники  $f_0$  содержится и вторая  $f_1$ . Наблюдалась и третья гармоника. Частота  $f_0$  соответствует второй резонансной моде на рис. 3 для модели длиной 400 мм, поскольку в режиме резонанса вследствие захвата частота первой гармоники в следе становится равной частоте акустических колебаний. Проведенное сравнение с плоским случаем показало, что амплитуды гармоник в опытах с осесимметричной моделью больше. Однако в отличие от плоского случая в осесимметричном следе наблюдалось появление субгармоники  $f_0/2$ . Как отмечалось выше, в спектре звука отсутствовали какие-либо частоты, кроме первой, т. е. высшие гармоники и субгармоника появлялись в условиях монохроматичности акустических колебаний. Хотя ширина пиков, соответствующих первой и высшим гармоникам, была достаточно узкой, область вблизи частоты  $f_0/2$  была существенно шире. Это справедливо и для областей кратных частот  $3f_0/2$  и  $5f_0/2$ .

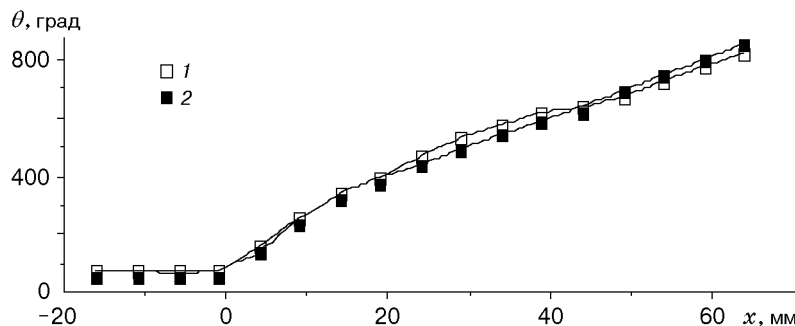


Рис. 5. Распределение фазы колебаний на частоте  $f_0$  по продольной координате в следе ( $L = 400$  мм, первая мода):

1 — фаза в верхнем максимуме, 2 — фаза в нижнем максимуме

Следовательно, в этих областях имеет место генерация пакета возмущений. Последнее позволяет предположить, что акустическое поле высокой интенсивности, являясь причиной генерации субгармонического пакета, в исследованных условиях лишь способствует его выделению на фоне мелкомасштабной турбулентности.

Измерения показали, что положения характерных точек в распределениях поперек следа пульсаций скорости, соответствующих первой, второй гармонике и субгармонике, не совпадают. Для плоского случая имеет место аналогичная ситуация [6]. В частности, распределение пульсаций скорости, соответствующих первой гармонике, подобно распределению среднеквадратичной флуктуации скорости (см. рис. 2). В распределении пульсаций, соответствующих субгармонике, наблюдалась существенная асимметрия: амплитуда в верхнем максимуме была существенно больше, чем в нижнем. Возмущения на первой гармонике в резонансном режиме наблюдались в турбулентном следе вплоть до сечения  $x/d = 20$ . Субгармонические же возмущения хотя и обнаруживались в следе, но из-за нарастания фоновых возмущений на указанных расстояниях были уже трудноразличимы в спектрах, хотя амплитуда на частоте  $f_0/2$  была того же порядка, что и при  $x/d = 1$ . Следует также отметить, что иногда в течении наблюдались возмущения с частотой  $f_0/4$ .

Для более точных измерений использовалось осреднение по ансамблю реализаций. В качестве опорного использовался сигнал с микрофона. Заметим, что при анализе сигнала, являвшегося результатом суммирования реализаций, не наблюдалось значительного увеличения амплитуд колебаний первой гармонике. По-видимому, это связано с тем, что для первой гармонике отношение уровня сигнала к уровню фоновых пульсаций в исследованной области было достаточно большим. Хотя сигнал с микрофона подвергался низкочастотным модуляциям, обусловленным шумами в потоке, использование его в качестве опорного позволило провести фазовые измерения.

На рис. 5 приведена зависимость фазы колебаний первой гармонике в следе от продольной координаты. Измерения проводились в резонансном режиме для первой моды. Видно, что фаза возмущений начинает изменяться в зоне отрыва, длина волны  $\lambda$ , равная расстоянию, на котором фаза возмущения меняется на  $360^\circ$ , составляет в среднем 31 мм, фазовая скорость возмущения  $u_\theta$ , определенная из соотношения  $u_\theta = \lambda f_0 / U_\infty$ , составляет примерно 0,7 скорости потока  $U_\infty = 18,5$  м/с. Результаты измерений показывают, что возмущения в наружном и внутреннем максимумах по поперечной координате распространяются с одинаковой скоростью, поскольку кривые почти совпадают при параллельном смещении одной из них на  $180^\circ$ , т. е. на разность фаз колебаний в максимумах.

Указанное явление имеет место для всех радиальных положений датчика, поэтому, хотя визуальные исследования не проводились, можно утверждать, что в следе существуют

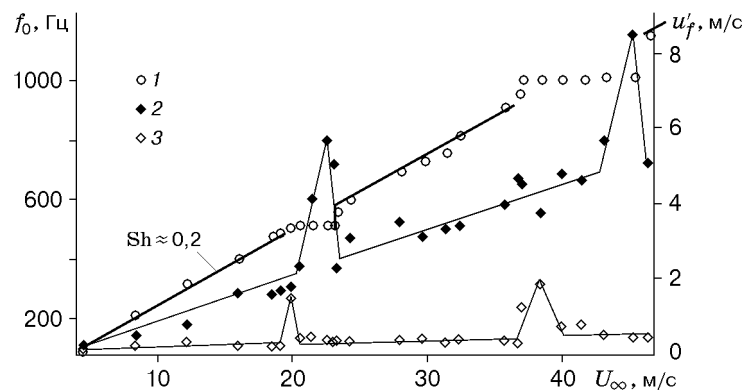


Рис. 6. Зависимость основной частоты когерентных структур в следе за моделью (1), спектральной амплитуды на основной частоте (2), спектральной амплитуды на половине основной частоты (3) от скорости потока ( $L = 300$  мм)

кольцевые когерентные структуры, зарождающиеся в зоне отрыва и распространяющиеся с некоторой фазовой скоростью. Так же как в плоском случае, разрушение структур в области задней кромки пассивными элементами приводит к исчезновению резонанса. В данном случае помещение проволочного кольца на заднюю кромку устраняет резонанс, причем, по грубой оценке, нужно, чтобы не менее чем половина окружности кольца находилась в зоне отрыва, в которой начинается рост фазы колебаний (рис. 5). Следует отметить, что фазовая скорость возмущений для осесимметричной модели близка к фазовой скорости для плоского случая. Сравнение с данными работ [14, 15] показывает, что и в круглой ламинарной струе, и в слое смешения возмущения распространяются с фазовой скоростью, близкой по значению к  $0,7U_\infty$ .

Иная ситуация имела место в случае субгармонических колебаний. Высшие гармоники выделялись при спектральном анализе суммарной реализации, однако субгармонику выделить не удалось ни в случае использования исходного опорного сигнала с микрофона, ни в случае опорного сигнала с частотой  $f_0/2$ , создававшегося после преобразования сигнала с микрофона делителем частоты. Поэтому можно утверждать, что синхронизации пакета субгармонических возмущений с акустическими колебаниями на частоте  $f_0$ , возбуждаемыми в резонансном режиме, обнаружить не удалось.

**Резонансные диапазоны скоростей и области существования нелинейных колебаний.** В работах [12, 13] отмечено, что характер изменения интенсивности первой гармоники и субгармоники в резонансном диапазоне различен. На рис. 6 приведена зависимость  $f_0(U_\infty)$ , полученная в настоящей работе. Как и для плоского случая (когда в качестве моделей использовались пластины), наблюдаются области постоянства частоты, где происходит интенсивное излучение звука на частотах, значения которых приведены на рис. 3. В частности, для модели длиной 300 мм имеется две таких области (в исследованном диапазоне скоростей потока). Однако в плоском случае эти области уже при одинаковой длине модели. Возможно, это объясняется отмеченной выше более высокой интенсивностью звука в осесимметричном случае. Кроме того, и это хорошо видно на второй “полочке”, в отличие от плоского случая частота в режиме аэроакустического резонанса оказывалась как больше, так и меньше частоты, соответствующей нерезонансному режиму при данной скорости потока. Эта частота соответствует числу Струхала  $Sh = 0,2$ .

В диапазонах скоростей, при которых резонанс отсутствует, спектр сигнала в следе содержал одну выделенную частоту. Соответствующие точки хорошо аппроксимируются прямой, наклон которой в данных экспериментах определяется числом Струхала

$Sh = f_0 d / U_\infty \approx 0,2$ . Из анализа приведенной на рис. 3 зависимости  $u'_f(U_\infty)$  следует, что при наступлении резонанса амплитуда пульсаций скорости в следе с частотой  $f_0$  существенно увеличивается, причем она максимальна в правых частях “полочек”. Наоборот, возмущения на частоте субгармоники присутствуют в левых частях “полочек”, причем если для первой гармоники речь идет об усилении возмущений, то для субгармоники — об их появлении. Амплитуда субгармоники оставалась почти постоянной на обеих “полочках” в данной точке потока.

Естественно предположить, что, как и в струях и слоях смещения, в исследованном течении (хотя оно существенно турбулентное) может происходить слияние вихрей (или когерентных структур), следствием чего является генерация субгармонических колебаний. Насколько известно авторам, в этом случае увеличение интенсивности акустических колебаний может приводить к интенсификации указанного процесса. Так как управление резонансным звуком в диапазоне скоростей существования субгармонического пакета не представлялось возможным, использован активный способ управления — громкоговоритель как дополнительный источник звука, который позволял вводить в течение акустические колебания с изменяемой амплитудой и частотой.

Воздействие громкоговорителем осуществлялось на частоте первой гармоники, высших гармоник и субгармоники при различных амплитудах акустического воздействия. Суммирование реализаций проводилось с использованием в качестве опорного сигнала с частотой первой гармоники или субгармоники. Влияния внешнего громкоговорителя на амплитуду субгармоники при различных комбинациях частоты воздействия и частоты опорного сигнала не отмечалось. Не наблюдалось и смещения центральной частоты субгармонического пакета при возбуждении течения на частотах, близких к этой частоте. Таким образом, как и при проведении исследований нерезонансных [7, 9] и резонансных [12] режимов течения в следе за плоским плохообтекаемым телом, попытки возбудить в течении возмущение на частоте субгармоники внешним источником не приводят к успеху. Эти исследования предприняты в связи с тем, что имеются данные, свидетельствующие о том, что и в резонансных диапазонах скоростей можно изменять структуру потока. Например, в области существования гистерезиса внешний по отношению к аэроакустическому резонансному контуру источник звука может оказывать существенное влияние на частотный состав генерирующихся в следе возмущений [16].

Как отмечено выше, субгармонический пакет генерируется только в левой (низкоскоростной) части “полочки”. При этом интенсивность звука на резонансной частоте достигает максимума в правой части “полочки”, где субгармоника уже не наблюдается. По-видимому, в резонансном режиме выделению субгармонического пакета способствуют некоторые определяемые течением синхронизирующие факторы, повлиять на которые сравнительно слабым акустическим воздействием от громкоговорителя затруднительно.

Поскольку субгармоника наблюдалась на обеих “полочках”, т. е. при существовании различных акустических мод, можно предположить, что распределение звукового поля по длине модели не оказывает влияния на возникновение субгармонического пакета. Следовательно, в начале каждого резонансного диапазона скоростей независимо от акустической моды в зоне отрыва формируются некоторые амплитудно-фазовые соотношения или условия синхронизма, способствующие выделению пакета частот, близких к частоте субгармоники.

Известные измерения субгармонических возмущений в пограничном слое и отрывных течениях указывают на то, что для появления субгармоники необходимо выполнение определенных амплитудно-фазовых соотношений. Причины, способствующие генерации субгармонических возмущений в следе за осесимметричным телом в резонансных режимах, и способы управления этими возмущениями требуют дальнейших исследований.



**Выводы.** 1. Получены экспериментальные данные о влиянии активных и пассивных управляющих воздействий на режимы усиления звука в течении около толстостенных осесимметричных плохообтекаемых тел.

2. Во всех исследованных конфигурациях наблюдалась генерация когерентных структур (по-видимому, кольцевых) в зоне отрыва турбулентного пограничного слоя у задней кромки, в которой происходит взаимодействие со звуком, приводящее к захвату частоты следа. Посредством этого процесса осуществляется самонастройка течения на резонансный режим. Модификация зоны отрыва может приводить к нарушению процесса синхронизации. Как следствие происходит устранение акустических колебаний.

3. Для трех собственных мод получены зависимости частоты от длины модели, изменение которой может вызвать появление резонансного режима.

4. В отличие от ранее полученных данных для плоского случая основная резонансная частота в области низких скоростей резонансного диапазона была выше, а в области высоких скоростей — ниже частоты следа, определяемой числом Струхалия для нерезонансных режимов. Для моделей одинаковой длины резонансные диапазоны скоростей в осесимметричном случае больше, чем в плоском случае.

5. Механизм нелинейных колебаний следа в резонансном режиме в отличие от плоского случая характеризуется тем, что кроме дискретных составляющих на первой гармонике и кратных ей генерируется также пакет субгармонических колебаний, центральная частота которого является половиной частоты первой гармонике. Получены зависимости амплитуды первой гармонике и субгармонике от скорости потока в резонансных диапазонах скоростей, причем субгармоническая составляющая наблюдалась только в низкоскоростных областях резонансных диапазонов.

6. Акустическое воздействие дополнительного источника, по-видимому, не влияет на развитие субгармонического пакета.

7. Можно полагать, что исследованное в работе осесимметричное течение в целом характеризуется более сильными нелинейными эффектами, чем плоское.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Parker R.** Resonance effects in wake shedding from parallel plates: Some experimental observations // *J. Sound Vibration*. 1966. V. 4, N 1. P. 62–72.
2. **Parker R.** Resonance effects in wake shedding from parallel plates: Calculation of resonant frequencies // *J. Sound Vibration*. 1967. V. 5, N 2. P. 330–343.
3. **Cumpsty N. A., Whitehead D. S.** The excitation of acoustic resonances by vortex shedding // *J. Sound Vibration*. 1971. V. 18, N 3. P. 353–369.
4. **Ильченко М. А., Руденко А. Н., Эпштейн В. Л.** Исследование генерации вихревого звука при обтекании профиля в канале // *Акуст. журн.* 1980. Т. 26, вып. 5. С. 708–717.
5. **Бардаханов С. П., Лыгденев В. Ц.** Когерентные структуры в следе за плохообтекаемым телом и генерация звука в резонансных условиях // *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.* 1990. Вып. 2. С. 36–40.
6. **Бардаханов С. П., Порошин Е. В.** Исследование свойств аэроакустического резонанса в течении с когерентными структурами // *Теплофизика и аэромеханика.* 1994. Т. 1, вып. 4. С. 313–322.
7. **Bardakhanov S. P., Kozlov V. V.** Onset and development of coherent structures in turbulent shear flows // *Perspectives in turbulence studies* / Ed. by H. U. Meier, P. Bradshaw. Berlin etc.: Springer-Verlag, 1987. P. 154–187.

8. **Bardakhanov S. P., Kozlov V. V.** Onset and development of disturbances in wakes behind bodies // Bluff-body wakes, dynamics and instabilities / Ed. by H. Eckelmann, J. M. R. Graham, P. Huerre, P. A. Monkewitz. Berlin etc.: Springer-Verlag, 1993. P. 153–156.
9. **Бардаханов С. П., Козлов В. В.** Влияние акустического поля на когерентные структуры в турбулентном следе за плохообтекаемым телом // Турбулентные струйные течения: Сб. ст. Таллинн: Изд-во АН ЭССР, 1985. С. 94–99.
10. **Сухинин С. В., Бардаханов С. П.** Эоловы тона пластины в канале. Новосибирск, 1997. (Препр. / РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики; № 2-1997).
11. **Сухинин С. В., Бардаханов С. П.** Эоловы тона пластины в канале // ПМТФ. 1998. Т. 39, № 2. С. 69–77.
12. **Bardakhanov S. P.** Generation of sound by turbulent bluff-body wake flow with coherent structures // Proc. of the 3rd Intern. symp. on combustion technologies for a clean environment (“Clean air”). Lisbon, Portugal, July 3–6, 1995. Lisbon: Inst. Superior Tech., 1995. P. 1–8.
13. **Bardakhanov S. P., Trenin D. G.** The aeroacoustic resonance generated by coherent structures at bluff body wake flows // Abstr. of the 1st Intern. conf. on nonequilibrium processes in nozzles and jets (NPNJ-95), Moscow, June 26–30, 1995. M.: Moscow Aviation Inst., 1995. P. 18, 19.
14. **Hussain A. K. M. F., Zaman K. B. M. Q.** Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Pt 2. Coherent structure dynamics // J. Fluid Mech. 1980. V. 101. P. 493–454.
15. **Browand F. K.** An experimental investigation of the instability of an incompressible, separated shear layer // J. Fluid Mech. 1966. V. 26. P. 281–307.
16. **Бардаханов С. П., Белай О. В.** Аэроакустический резонанс и генерация когерентных структур в следах за плохообтекаемыми телами // Тр. V междунар. семинара “Устойчивость течений гомогенных и гетерогенных жидкостей”. Новосибирск, 22–24 апр. 1998 г. Новосибирск: Новосиб. архит.-строит. ун-т, 1998. Ч. 1. С. 173–181.

*Поступила в редакцию 12/I 1999 г.,  
в окончательном варианте — 17/VI 1999 г.*

---