

## **УПРАВЛЕНИЕ ГЕНЕРАЦИЕЙ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР В ТУРБУЛЕНТНОМ СЛЕДЕ И АЭРОАКУСТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В КАНАЛЕ**

**С.П. БАРДАХАНОВ, О.В. БЕЛАЙ**

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,  
Новосибирск*

Проведены экспериментальные исследования аэроакустических резонансных явлений, обусловленных генерацией когерентных структур в зоне скругленных задних кромок толстых пластин, установленных в канале прямоугольного сечения параллельно его стенкам. Термоанемометрическими измерениями скорости в следе за моделью и в звуковом поле установлено, что резонанс существует как при симметричном, так и при несимметричном расположении пластины. Получены распределения пульсаций скорости в звуковой волне, найдены зависимости резонансных частот от длины и смещения пластины из симметричного положения. Перечисленные способы могут быть использованы для настройки течения на резонансный режим или для выхода из него.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Развитие представлений о механике процессов в области схода потока с поверхности твердых тел имеет важное значение для ряда практически важных случаев. В частности, известно, что двумерное несимметричное течение около тела конечного размера не определяется однозначно уравнениями движения идеальной жидкости, а зависит от произвольного параметра — циркуляции скорости. В задачах теории крыла необходимое дополнительное условие у задней кромки, называемое условием Кутта — Жуковского, позволяет решить задачу в случае стационарного безотрывного обтекания тела с одной особой точкой. В более общих случаях отрывного обтекания так называемых плохообтекаемых тел необходимо учитывать, что область течения у задней кромки имеет конечные размеры и в ней существуют нестационарные вихревые возмущения. Построение конечного и нестационарного условия Кутта — Жуковского, аналитически описывающего область отделения потока от тела, вряд ли возможно в обозримом будущем [1] без углубления знаний о механике процессов, происходящих в пограничном слое в начале следа.

Из имеющихся в настоящее время данных следует, что область отрыва пограничного слоя имеет принципиальное значение и ее нужно выделять из отрывной области (застойной зоны, области возвратного течения), обычно рассматриваемой при “стационарном” анализе течения в ближнем следе за плохообтекаемым телом. Ниже под зоной отрыва понимается сравнительно небольшая область, в которой пограничный слой отделяется от поверхности тела. Общая структура течения для полуцилиндрической задней кромки показана на рис. 1, а. В частности, в этой зоне происходит взаимодействие вихревых и акустических возмущений [2 – 4].

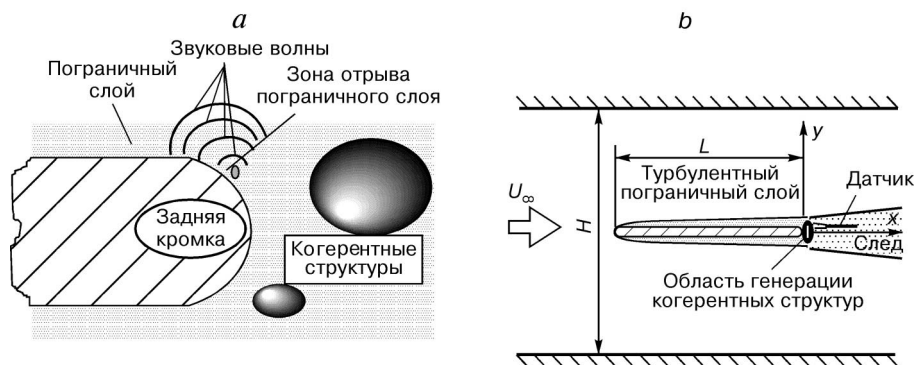


Рис. 1. Схемы области течения у задней кромки (а) и эксперимента (б).

Рассмотрим кратко механизмы воздействия акустики на течение в зоне отрыва. Имеющиеся данные показывают, что в турбулентном следе за телом с острой задней кромкой, подверженном воздействию только случайных фоновых гидродинамических и акустических флуктуаций, спектр сигнала датчика термоанемометра не содержит выделенных частот [5], хотя крупномасштабные упорядоченные структуры в течении присутствуют. В этом случае не наблюдается и сколько-нибудь заметного звука дискретного тона. Если же задняя кромка неострая, то дискретная частота (называемая далее основной частотой следа) присутствует в спектре гидродинамических пульсаций [6]. Как было показано в работах [4, 7], источник этой частоты находится именно в зоне отрыва. Важно отметить, что в случае неострой кромки акустические возмущения той же частоты (сравнительно слабые) также уже присутствуют в течении, и генерируются они в зоне отрыва.

Амплитуда гидродинамических пульсаций, соответствующих основной частоте, возрастает при удалении от зоны отрыва, по крайней мере, на расстоянии, равном одной толщине задней кромки. Положения максимумов интенсивности возмущения по поперечной координате примерно соответствуют положению точек перегиба в профилях средней скорости. Поперечный линейный размер возмущения оказывается, таким образом, порядка ширины следа. Фазовые измерения при наложенном внешнем акустическом поле на частоте возмущения с использованием соответствующего сигнала в качестве опорного показали, что это крупномасштабное возмущение имеет вихревую природу и может быть названо когерентной структурой, перемещающейся с фазовой скоростью, примерно равной 0,8 скорости набегающего потока. Следует отметить, что фаза возмущения в пограничном слое растет почти линейно вдоль продольной координаты, начиная от зоны отрыва. По разные стороны следа фаза отличается на  $180^\circ$ , указывая на попеременный сход вихрей то с одной, то с другой стороны кромки, — когерентные структуры образуют почти периодическую последовательность, аналогичную дорожке Кармана. Кроме того, наложение акустического поля с частотой, равной основной частоте следа, при достаточной его интенсивности приводит к синхронизации образования структур, т. е. вихри начинают сходиться с кромки более регулярно.

Когда на течение накладывается акустическое возмущение с частотой, отличающейся от основной, в течении возникает дополнительная структура (ее можно обнаружить при помощи той же процедуры, что и основную), существующая совместно с основной. Так же как и у основной структуры, фаза дополнительной структуры начинает меняться в зоне отрыва пограничного слоя. Кроме того, если на течение накладывается акустическое возмущение, содержащее две частоты, то наблюдаются три структуры — основная и две допол-

нительные. Эти дополнительные структуры не влияют на основную ни в случае, когда внешней акустикой возбуждается только дополнительная структура, ни при возбуждении и основной, и дополнительной структуры (в последнем случае накладывается акустическое поле, содержащее две частоты), т. е. амплитуда и фаза колебаний на основной частоте остаются неизменными. Фазовые скорости распространения дополнительных и основной структур примерно совпадают.

При дальнейшем обсуждении следует учитывать, что имеется некоторый диапазон частот (при фиксированной скорости потока), за пределами которого структуры в зоне отрыва громкоговорителем не возбуждаются, т. е. существует диапазон восприимчивости течения к внешним акустическим возмущениям [5 – 7]. При толщинах задней кромки 0,3, 3 и 40 мм ширина диапазона восприимчивости составляла соответственно примерно 2000, 300 и 100 Гц. И наконец, наиболее важным является то, что частота основной структуры может захватываться внешним акустическим полем, т. е. изменяться в некотором диапазоне при изменении частоты акустического воздействия. При этом частота когерентных структур совпадает с частотой внешнего звука [4, 7]. Аналогичные результаты получены в работах [8, 9], где была показана возможность захвата частоты следа частотой колебаний задней кромки (колебания осуществлялись электромагнитным вибратором).

При возбуждении течения двумя громкоговорителями, расположенными симметрично относительно следа [10], может наблюдаться еще один важный эффект. Как отмечено выше, возбуждение одним громкоговорителем на частоте основной структуры приводит к синхронизации схода структур и, как следствие, к их более ясному проявлению, например, на картинах визуализации. Если добавить акустическое возбуждение от второго громкоговорителя с определенной фазовой расстройкой от первого, то генерацию структур в следе можно почти полностью подавить. В последнем случае возможно существенное влияние акустических возмущений на интегральные характеристики течения в следе. Аналогичный результат имеет место, если частоты громкоговорителей отличаются на малую величину. В результате возникают акустические биения, а течение в следе состоит из участков двух видов — со структурами и без них.

Из вышеизложенного следует, что условия схода на задней кромке существенны для течения в целом, и, направленно воздействуя на эту область различными управляющими факторами, можно достигать значительных эффектов.

#### **СПОСОБЫ УПРАВЛЕНИЯ КОГЕРЕНТНЫМИ СТРУКТУРАМИ**

Способы управления когерентными структурами могут быть активными и пассивными: под первыми подразумеваются периодические по времени воздействия, например, наложение акустического поля (см. выше), под вторыми — изменение геометрии как зоны отрыва, так и всей области течения. Для пассивного управления важен отмеченный ранее факт генерации звука собственно когерентными структурами в зоне отрыва. (Вообще говоря, пульсации давления генерируются всем следом, однако энергия колебаний на основной частоте передается в звуковое поле в основном формирующимся вихрем [11].) Если в области течения найдутся объемы, имеющие собственную акустическую частоту, близкую частоте схода структур и соответственно частоте излучаемых ими акустических колебаний, то эти колебания могут резонансно усиливаться. Тогда роль синхронизатора акустических колебаний будут играть гидродинамические возмущения в зоне отрыва в силу ее восприимчивости к акустическим возмущениям и способности возмущений подстраиваться под акустическую волну, если частота последней попадает в диапазон захвата.

Впервые экспериментальные и численные исследования резонансных явлений при обтекании периодической решетки пластин в канале, обусловленных нестационарным сходом пограничного слоя с задних кромок пластин, были описаны в [12, 13]. В них показано, что резонансные колебания в этом случае являются чисто акустическими и не связаны с колебаниями пластин, и определен вид основных мод, отличающихся направлением колебаний в стоячей акустической волне, существующей в пространстве между пластинами. Вид собственных колебаний (зависимость амплитуды колебаний от пространственных координат) около одной пластины, расположенной в плоскости симметрии канала, был исследован в [8, 14]. Следует отметить, что в работах [9, 12, 14 – 16] основной акцент был сделан на акустической стороне проблемы. Механике процессов, происходящих в области задней кромки, уделялось меньшее внимание, хотя и предполагалось, что именно геометрия основного потока способствует усилению сравнительно слабых акустических колебаний, излучаемых сходящими с задней кромки вихрями. В работах [17, 18] более подробные данные о механизме колебаний в следе в резонансном режиме были получены с использованием термоанемометрической аппаратуры.

#### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Настоящая работа посвящена дальнейшему изучению процессов в области задней кромки и нахождению пассивных способов управления течением. С целью установления режимов, в которых могут возникать резонансные акустические колебания, обусловленные генерацией когерентных структур в зоне отрыва за плохообтекаемыми телами, изменялись геометрические параметры течения.

Эксперименты проводились 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 рисунке 1, *b*. Вдоль потока от одной боковой стенки к другой располагалась плоская пластина с закругленными передней и задней кромками; радиус закругления составлял половину толщины пластины. В ходе эксперимента использовался набор пластин толщиной  $d = 8$  мм и длиной  $L = 100 - 400$  мм; ширина всех пластин была одинакова и равнялась ширине рабочей части трубы. Пластины были изготовлены из прозрачного оргстекла. Листовые заготовки для пластин отличались по толщине на 0,1 – 0,3 мм от номинальной толщины листа, поэтому обработка поверхностей пластин не производилась. В экспериментах в зону отрыва по всему размаху задней кромки вводился дополнительный элемент в виде стержня диаметром 2 мм. Средняя скорость набегающего потока определялась с помощью трубки Пито — Прандтля и микроанометра. Измерения проводились в диапазоне скоростей набегающего потока  $U_\infty = 5 - 45$  м/с.

Для измерений в пограничном слое и следе за моделью и качественных измерений пульсаций скорости в звуковой волне использовался термоанемометр. Продольные компоненты средней ( $U$ ) и пульсационной ( $u'$ ) составляющих скорости 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 составляло 1 : 20, максимальная частота моста при скорости обтекающего датчик потока 100 м/с равнялась 200 кГц. Типичный выходной уровень шума, по данным производителя, при скорости потока 10 м/с составлял 0,013 %. Сигнал термоанометра через АЦП MacADIOS-Adio фирмы GW Instruments подавался в персональный компьютер Macintosh SE фирмы Apple Computer.

Ниже кратко описывается процесс обработки сигнала на компьютере [19]. Датчик термоанометра тарировался в свободном потоке около трубки Пи-

то — Прандтля. Погрешность определения средней скорости была меньше 2%. Тарировочная функция описывается формулой

$$U_T = k_1(E^2 - E_0^2)^{1/n} + k_2(E_T - E_0)^{1/2},$$

где  $E$  и  $E_0$  — выходные напряжения с моста термоанемометра при скорости потока  $U_T$  и нулевой скорости соответственно;  $k_1$ ,  $k_2$  и  $1/n$  — константы, определяемые в процессе тарировки. Первый член уравнения соответствует известному выражению Кинга, второй добавлен для учета свободной конвекции при малых скоростях потока [20].

В работе использовались также созданная ранее программа сбора данных термоанемометрических измерений и ряд стандартных прикладных программ для компьютера Macintosh. В частности, для получения спектральных характеристик была применена библиотечная подпрограмма преобразования Фурье (вызываемая из программы сбора данных). Спектральный анализ проводился в узкой полосе частот (4 Гц). Использование такой схемы исследования позволило проводить эксперимент в реальном времени.

Турбулентный пограничный слой реализовывался на большей части модели; его толщина была различной в зависимости от длины пластины, но в целом не превышала 15 мм. Толщина пограничного слоя в месте установки модели на стенках рабочей части в исследованном диапазоне скоростей была примерно такой же.

При измерениях пульсаций скорости в акустической волне датчик термоанемометра перемещался параллельно потоку на различных расстояниях от поверхности пластины вне пограничных слоев на модели и на стенках трубы. Аналогичные качественные термоанемометрические измерения пульсаций скорости в звуковой волне для случая аэроакустического резонанса в канале с установленной в нем плоской пластиной проводились ранее, например, в работах [9, 18]. Для дополнительного качественного анализа спектрального состава звуковой волны использовался микрофон, который также применялся в качестве источника опорного сигнала при фазовых измерениях. Калибровка микрофона не проводилась.

Для исследования влияния асимметрии области течения на аэроакустические резонансные колебания пластина длиной 150 мм устанавливалась на расстояниях  $h = 0 - 60$  мм с шагом 10 мм от плоскости симметрии рабочей части. В каждом положении расстояние между плоскостью пластины и верхней стенкой делилось пополам и на этой высоте при перемещении датчика термоанемометра измерялись частота и амплитуды пульсаций в звуковой волне на этой частоте. Затем модель перемещалась в следующее положение и процесс повторялся.

Измерения частоты когерентных структур в следе проводились следующим образом. Датчик термоанемометра устанавливался вниз по потоку от задней кромки на расстоянии, равном толщине пластины. При этом по координате  $y$  его положение выбиралось так, чтобы на экране осциллографа в сигнале отчетливо наблюдалась упорядоченная составляющая. Путем задания различных скоростей набегающего на модель потока и применения спектрального анализа к линейаризованному сигналу термоанемометра определялась основная частота колебаний  $f_0$  в следе (с точностью 3%). Изменения интегральных параметров в следе были рассмотрены в [17], поэтому в данной работе внимание на них не акцентируется.

Резонанс в экспериментах достигался плавным повышением скорости потока в рабочей части. При достижении некоторого значения скорости набегающего на модель потока интенсивность звука в рабочей части и в помещении, где находится установка, резко возрастала. Такой режим сохранялся при

изменении скорости в диапазоне 2 – 4 м/с. С дальнейшим увеличением скорости интенсивность звука резко уменьшалась, а с достижением следующего резонансного режима вновь увеличивалась; частота звука при этом была уже более высокой.

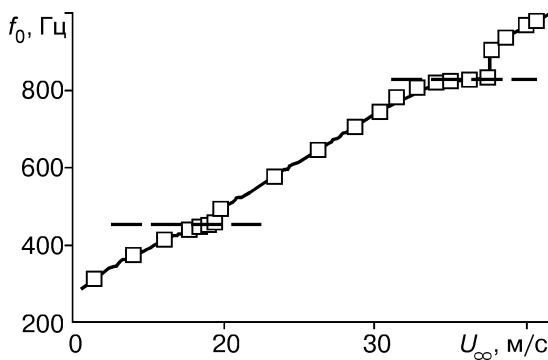
#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Типичная зависимость частоты когерентных структур в следе от скорости набегающего на модель потока приведена на рис. 2. Спектр сигнала в следе при отсутствии звука содержал одну выделенную частоту  $f_0$ , и зависимость частоты от скорости  $U_\infty$  набегающего на модель потока была линейной. В диапазонах скоростей с интенсивным излучением звука (см. пунктир на рис. 2) частота схода когерентных структур  $f_0$  оставалась постоянной и равнялась частоте звука (ранее это было показано в [6, 17, 21]). По сравнению с “дорезонансным” режимом амплитуда пульсаций скорости в следе на основной частоте  $f_0$  существенно увеличивалась. Как и в работе [18], спектр пульсаций скорости у задней кромки в режиме излучения звука содержал дополнительные гармоники. Аналогичные результаты были получены для всех моделей.

Постоянство частоты схода когерентных структур в пределах диапазонов генерации звука свидетельствует о “захвате” частоты следа акустическими колебаниями. Резонансная частота при этом была ниже естественной частоты, определяемой из числа Струхала ( $Sh = f_0 d / U_\infty$ ) и скорости набегающего потока в предположении отсутствия резонанса, что согласуется с результатами [12].

Выше уже говорилось о возможности “захвата” частоты следа внешними акустическими колебаниями от громкоговорителя [4, 7] или вибрациями задней кромки [8, 9] в режимах, не относящихся к резонансным. Однако изменить частоту схода вихрей, уже захваченную в режиме аэроакустического резонанса, и соответственно расстроить резонансный режим такими способами не удастся (за исключением специальных режимов течения, рассмотрение которых выходит за рамки данной работы).

В то же время резонанс может быть устранен путем размещения дополнительных предметов в области генерации когерентных структур. В данном случае в резонансном режиме через отверстие в боковой стенке рабочей части достаточно было ввести в область отрыва стержень длиной примерно 1/2 размаха модели, и звук исчезал. (Интересно отметить, что при этом и скорость потока в рабочей части увеличивалась.) Этот факт, с одной стороны, подтверждает определяющую роль зоны отрыва для развития колебаний в следе и резонансных акустических колебаний. С другой стороны, он указывает на возможность управления резонансным режимом (в смысле “включения — выключения”) путем использования пассивных элементов, помещаемых в зону отрыва.



Имеются, по-видимому, некоторые различия в наступлении резонансного режима для скругленной и прямоугольной задних кромок, хотя зависимость частоты в следе от скорости набегающего потока в обоих случаях при одинаковой толщине

Рис. 2. Зависимость основной частоты когерентных структур от скорости набегающего потока для пластины длиной 300 м.

пластины одна и та же. Например, в работе [15] имеются указания на зависимость интенсивности вихрей, интенсивности отклика течения на акустическое воздействие и протяженности диапазона захвата по частотам от формы задней кромки. Основным различием является фиксация в пространстве отрыва на прямоугольной кромке в противоположность закругленной. Кроме того, по-видимому, на закругленной кромке зона отрыва обеспечивает лучшую синхронизацию. В то же время в случае острой кромки пластины, как говорилось выше (см. также [2 – 5]), имеется широкий диапазон восприимчивости к акустическим возмущениям; то же самое было показано для течения за уступом [22], причем в обоих случаях отсутствует выделенная частота при отсутствии наложенного акустического поля. Когда же зона отрыва генерирует выделенную частоту, диапазон восприимчивости существенно уже. Возвращаясь к результатам работ [8, 9, 11], можно предположить, что именно форма задней кромки, а также ее состояние (например, колебательное движение задней кромки в работе [8]) являются причиной противоречивых результатов о соотношении резонансной частоты с частотой схода когерентных структур, определяемой из числа Струхала и скорости набегающего потока в предположении отсутствия резонанса. То же можно сказать о характере поведения интенсивности пульсации скорости относительно центра акустического резонанса. В некоторых случаях при приближении к резонансу со стороны низких скоростей потока пульсации скорости возрастают скачком, со стороны же высоких скоростей изменение более плавное [9]. При использовании вибрирующей задней кромки пульсации скорости изменяются плавно и почти симметрично.

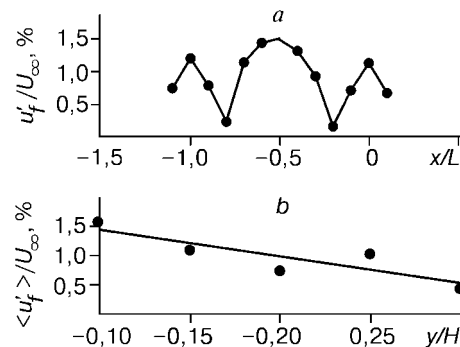
Следует подчеркнуть еще один аспект, которому в вышеупомянутых работах уделялось мало внимания, по-видимому, в силу их “акустической” направленности, — это вопрос о спектральном составе колебаний у задней кромки при наличии внешних воздействий. Спектральный анализ сигнала с микрофона в настоящей работе показал, что акустические колебания в рабочей части были монохроматическими. Как уже отмечалось выше, в следе присутствовали гармоники основной частоты, причем каждая из них имела свое собственное распределение. Однако колебания с частотой, равной половине основной частоты, в следе не были обнаружены. Ранее не удавалось возбудить их и громкоговорителем в нерезонансном режиме.

Для моделей длиной 300 и 400 мм существовало два резонансных режима в диапазоне рабочих скоростей трубы (см. рис. 2), причем для пластины длиной 300 мм уровни звука в обоих интервалах скоростей были сопоставимы. Для пластины длиной 400 мм на первой резонансной частоте звук был существенно слабее, чем на второй. Это связано с тем, что первый резонанс возбуждался при низкой скорости набегающего потока, а согласно [12] амплитуда звуковых пульсаций давления пропорциональна скоростному напору.

На рис. 3, *a* для второй резонансной частоты представлен пример измерений формы акустических колебаний, возбуждавшихся в резонансных режимах. Видно, что максимумы амплитуды пульсаций скорости в звуковой волне расположены на передней и задней кромках модели, а также в ее середине. Рис. 3, *b* показывает зависимость интегральной характери-

Рис. 3. Резонансный режим на пластине длиной 400 мм.

*a* — амплитуда пульсаций скорости в зависимости от продольной координаты,  $y = 50$  мм; *b* — среднеквадратичное по продольной координате значение пульсаций скорости в зависимости от поперечной координаты.



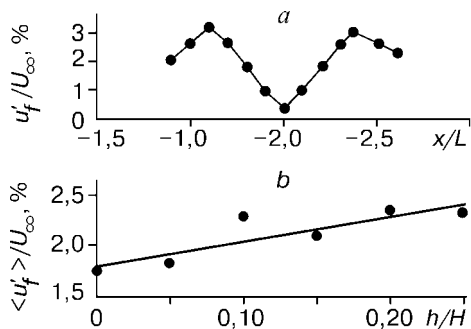


Рис. 4. Резонансный режим на пластине длиной 150 мм.

$a$  — амплитуда пульсаций скорости в зависимости от продольной координаты,  $h = 20$  мм;  $b$  — среднее квадратичное по продольной координате значение пульсаций скорости в зависимости от смещения пластины из плоскости симметрии.

размерной высотой канала  $H = 200$  мм. Эта интегральная характеристика уменьшается с удалением от плоскости пластины. Такое распределение соответствует, по видимому, распределению колебаний  $\alpha$ -моды [12, 13].  $\alpha$ -Мода представляет собой двумерную стоячую акустическую волну (однородную по координате вдоль размаха пластины), узлы которой (для распределения пульсаций давления) расположены, во-первых, около вертикальных плоскостей, проходящих через кромки пластины, и, во-вторых, — в плоскости, расположенной параллельно кромкам и пересекающей пластину посередине под прямым углом. Полученное распределение пульсаций скорости можно понимать как результат дифференцирования распределения пульсаций давления по  $x$ , следствием чего и является более сложная картина расположения узлов.

В работах [18, 23] было обнаружено, что при смещении пластины из плоскости симметрии резонансная акустическая частота изменяется. В данной работе были проведены более подробные измерения. Прежде всего получены амплитуды пульсаций скорости в звуковой волне для первой резонансной частоты (рис. 4). В частности, приведенные на рис. 4,  $a$  данные соответствуют  $\beta$ -моды [12]: для распределения пульсаций давления узлы находятся около кромок пластины, а посередине пластины расположена пучность. Измерения настоящей работы для волны скорости показывают, что пучности находятся вблизи кромок модели, а узел расположен в ее середине. На рис. 4,  $b$  приведена зависимость интегральной по  $x$  характеристики пульсаций (см. описание к рис. 3,  $b$ ) от смещения пластины. Видно, что при смещении модели из плоскости симметрии амплитуда колебаний в объеме между моделью и ближней стенкой в целом возрастает. Сравнение амплитуд пульсаций скорости в пространстве между моделью и ближней стенкой и между моделью и дальней стенкой указывает на то, что колебания локализуются между моделью и ближней стенкой. Измерения с использованием микрофона в качестве источника опорного сигнала показывают, что фазы акустических колебаний по разные стороны пластины, как и в симметричном случае, отличаются на  $180^\circ$ .

Значения резонансной частоты для различных положений модели относительно плоскости симметрии приведены на рис. 5. Частота отнесена к частоте одномерных колебаний в канале без пластины  $F = c/2H$ , где  $c$  — скорость звука. Видно, что с удалением пластины от плоскости симметрии резонансная частота

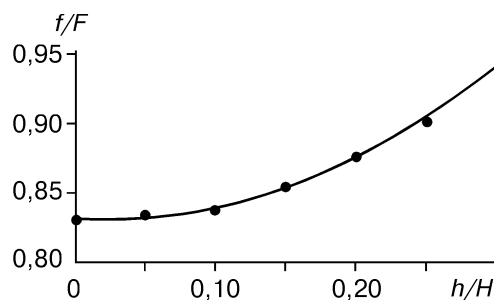


Рис. 5. Зависимость безразмерной резонансной частоты от безразмерного смещения пластины длиной 150 мм из плоскости симметрии канала (резонансный режим, первая «полочка»).



Рис. 6. Зависимость безразмерных резонансных частот от безразмерной длины пластины.

+ , × — эксперимент, ○, ● — расчет.

увеличивается. Таким образом, когда есть необходимость в изменении частоты резонатора, смещение пластины может быть пассивным управляющим фактором.

Следующим управляющим фактором является длина пластины  $L$ . На рис. 6 приведены результаты для первых двух резонансных частот, соответствующих  $\alpha$ - и  $\beta$ -модам работы [12]. В координатах  $f/F$ ,  $L/H$  точки, соответствующие нижшим резонансам, ложатся на одну кривую. Несмотря на то, что для  $\alpha$ -моды имеются только две экспериментальные точки (пластины длиной  $L = 300$  и  $400$  мм), общий характер изменения первой и второй резонансных частот ясно виден.

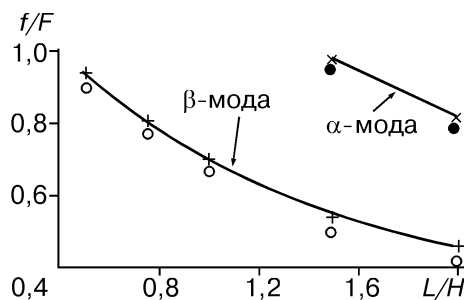
Полученные экспериментальные данные о влиянии геометрических параметров на собственные акустические частоты хорошо согласуются с результатами численного расчета, проведенного в работах [24, 25].

В заключение сформулируем основные результаты работы. Показано, что для всех исследованных конфигураций существуют режимы резонансного усиления звуковых колебаний, обусловленные генерацией когерентных структур в области отрыва турбулентного пограничного слоя на задней кромке плохобтекаемого тела. Собственные акустические колебания на исследованных моделях соответствуют модам, описанным в [12]. Экспериментально найдены зависимости частоты собственных колебаний от длины пластины и положения пластины в канале. Получена зависимость амплитуды собственных акустических колебаний в резонансном контуре от координат для двух мод колебаний. Показано, что для исследованного в работе случая нарушение симметрии течения не приводит к устранению резонанса, но резонансная частота колебаний возрастает с удалением пластины от плоскости симметрии. При этом акустические колебания локализуются между пластиной и ближней стенкой. Установлено, что именно в области отрыва у задней кромки происходит взаимодействие со звуком, приводящее к захвату частоты следа. Гидродинамические колебания в областях отрыва по разные стороны от задней кромки, как и собственные акустические колебания над и под пластиной, происходят в противофазе. Модификация области отрыва может приводить к нарушению процесса синхронизации. Как следствие, при этом происходит устранение акустических колебаний. Отмечено, что нарушение резонансного режима приводит к увеличению скорости потока в рабочей части аэродинамической трубы.

Рассмотренные в работе пассивные способы управления могут быть использованы как для настройки течения на резонансный режим, так и для выхода из него.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Crighton D.G. The Kutta condition in unsteady flow // Ann. Rev. Fluid Mech. — 1985. — P. 411 – 445.
2. Яненко Н.Н., Бардаханов С.П., Козлов В.В. Преобразование акустических возмущений в вихревые в турбулентных потоках // Неустойчивость до- и сверхзвуковых течений. — Новосибирск: Изд. ИТПМ СО АН СССР, 1982. — С. 93 – 106.
3. Yanenko N.N., Bardakhanov S.P., Kozlov V.V. Transformation of acoustic oscillations into the eddy ones in turbulent flows // Proc. of IUTAM Symposium on Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids, Kyoto, 1983. — Amsterdam: North-Holland Publ., 1984. — P. 427 – 432.
4. Bardakhanov S.P., Kozlov V.V. Onset and development of coherent structures in turbulent shear flows // Perspectives in Turbulence Studies. □ Berlin et al.: Springer-Verlag, 1987. — P. 154 – 187.



5. Яненко Н.Н., Бардаханов С.П., Козлов В.В. Образование когерентных структур в турбулентном следе при акустическом воздействии // Докл. АН СССР. — 1984. — Т. 274. — № 1. — С. 50 – 53.
6. Bardakhanov S.P., Kozlov V.V. Onset and development of disturbances in wakes behind bodies // Bluff-Body Wakes, Dynamics and Instabilities / Eds. H. Eckelmann, J.M.R. Graham, P. Huerre, P.A. Monkewitz. — Berlin et al.: Springer-Verlag, 1993. — P. 153 – 156.
7. Бардаханов С.П., Козлов В.В. Влияние акустического поля на когерентные структуры в турбулентном следе за плохообтекаемым телом // Турбулентные струйные течения. — Таллин, 1985. — С. 94 – 99.
8. Cumpsty N.A., Whitehead D.S. The excitation of acoustic resonances by vortex shedding // J. of Sound and Vibration. — 1971. — Vol. 18, No. 3. — P. 353 – 369.
9. Graham J. M. R., Maull D. J. The effects of an oscillating flap and an acoustic resonance on vortex shedding // Ibid. — P. 371 – 380.
10. Bardakhanov S.P. Generation of sound by turbulent bluff-body wake flow with coherent structures // Proc. of 3rd Internat. Symp. on Combustion Technologies for a Clean Environment (“Clean Air”). — Lisbon, Portugal, 1995. — P. 1 – 8.
11. Welsh M.C., Stokes A.N., Parker R. Flow-resonant sound interaction in a duct containing a plate, Pt I: Semi-circular leading edge // J. of Sound and Vibration. — 1984. — Vol. 95, No. 3. — P. 305 – 323.
12. Parker R. Resonance effects in wake shedding from parallel plates: some experimental observations // Ibid. — 1966. — Vol. 4, No. 1. — P. 62 – 72.
13. Parker R. Resonance effects in wake shedding from parallel plates: calculation of resonant frequencies // Ibid. — 1967. — Vol. 5, No. 2. — P. 330 – 343.
14. Ильченко М.А., Руденко А.Н., Эпштейн В.Л. Исследование генерации вихревого звука при обтекании профиля в канале // Акустический журн. — 1980. — Т. 26, вып. 5. — С. 708 – 717.
15. Archibald F.S. Self-excitation of an acoustic resonance by vortex shedding // J. of Sound and Vibration. — 1975. — Vol. 38, No. 1. — P. 81 – 103.
16. Ильченко М.А., Руденко А.Н., Селин Н.И. Исследование некоторых особенностей возбуждения вихревого звука при обтекании профиля в канале // Акустический журн. — 1982. — Т. 28, вып. 2. — С. 224 – 227.
17. Бардаханов С.П., Лыгденов 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.
18. 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.
19. Voiko A.V., Westin K.J.A., Klingmann B.G.B. et al. Experiments in a boundary layer subjected to free stream turbulence. Pt II: The role of TS-waves in the transition process. — Technical Report 1993:17 from Royal Inst. of Technology, Department of Mechanics. — Stockholm, 1993.
20. Johansson A.V., Alfredsson P.H. On the structure of turbulent channel flow // J. Fluid Mech. — 1982. — Vol. 122.
21. Bardakhanov S.P., Prabhu A. Coherent structures and generation of sound in resonance conditions // Proc. of 5th EPS Liquid State Conference. Moscow, 1989. — P. 180 – 181.
22. Бардаханов С.П., Козлов В.В. Восприимчивость турбулентного отрывного течения за уступом к акустическим возмущениям // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1985. — № 10, вып. 2. — С. 120 – 123.
23. Bardakhanov S.P., Poroshin E.V. Aeroacoustic resonance connected with coherent structures in flow behind bluff body // Intern. Conf. Meth. Aerophys. Research: Proc. Pt 1. — Novosibirsk, 1994. — P. 32 – 37.
24. Сухинин С.В., Бардаханов С.П. Эоловы тона пластины в канале. — Новосибирск, 1997. — (Препр. / Ин-т гидродинамики СО РАН; № 2-97).
25. Сухинин С.В., Бардаханов С.П. Эоловы тона пластины в канале // ПМТФ. — 1998. — Т. 39, № 2. — С. 69 – 77.

*Статья поступила в редакцию 25 декабря 1997 г.,  
в доработанном виде — 4 февраля 1999 г.*