

О ПРИРОДЕ ИСТОЧНИКА ВИХРЕВОГО ЗВУКА ПРИ ОБТЕКАНИИ
ПОТОКОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПРОФИЛЯ

© 2014 г. Л. А. Баженова, А. Г. Семёнов

Акустический институт им. Н.Н. Андреева
117036 Москва, ул. Шверникова 4

Тел.: (499) 126-99-89; Факс: (499) 126-84-11

E-mail: l.a.bazhenova@yandex.ru, asemen@akin.ru

Поступила в редакцию 05.09.2013 г.

Работа посвящена уточнению природы возникновения источника вихревого звука и выработке обоснованных оценок характеристик области его возникновения в следе за цилиндрическим профилем в зависимости от скорости набегающего потока и диаметра профиля. На основе экспериментальных измерений среднеквадратических значений пульсаций давления на поверхности и в следе за профилем, а также законов гидродинамики двумерных течений жидкости, оценено положение места зарождения вихревой дорожки в следе и размер области, где вихревая дорожка еще не регулярна. В этой области с изменением расстояния от профиля, в отличие от регулярной дорожки, изменяются геометрические параметры дорожки и амплитуда пульсаций давления. Установлено, что в диапазоне чисел Рейнольдса ($4.7 \times 10^3 - 1.5 \times 10^4$) при увеличении скорости потока максимум пульсаций давления в следе приближается к поверхности профиля. При этом возрастает интенсивность пульсаций давления на профиле и интенсивность вихревого звука. На основе связи положения и размера источника с шириной вихревой дорожки, а также с учетом затухания циркуляции вихрей в дорожке с удалением от профиля, теоретически показано, что расстояние источника от поверхности профиля не должно превышать двух калибров. Показано, что внесение препятствия в след в области его нерегулярности ведет к уменьшению пульсаций давления на профиле и интенсивности излучаемого звука. При непосредственном же контакте препятствия с зоной зарождения вихревой дорожки полностью прекращается излучение вихревого звука. Теоретические оценки удовлетворительно согласуются с результатами измерений.

Ключевые слова: природа вихревого звука, число Рейнольдса, положение источника, цилиндрический профиль.

DOI: 10.7868/S0320791914060033

ВВЕДЕНИЕ

Под вихревым звуком подразумевают звук аэродинамического происхождения, который возникает при движении плохо обтекаемых твердых тел в потоке жидкости или газа или при обдувании тел потоком в состоянии покоя. Это звук с ярко выраженной частотой, зависящей от скорости потока. Звук сопровождается периодическим испусканием вихрей и образованием вихревой дорожки в следе за телом. Отсюда и название — вихревой звук. Структура звукового поля совпадает с полем диполя, ось которого перпендикулярна направлению потока. Иногда вихревой звук называют Эоловым тоном, как его называли еще в Древней Греции, поскольку по легенде он наблюдался при звучании эоловой арфы под действием ветра.

Первые систематические исследования вихревого звука начаты еще в XIX веке и принадлежат Струхалю [1]. Из опытов по изучению звучания струны, обтекаемой потоком воздуха, им выведена формула, связывающая частоту возникающего

звуча f со скоростью потока V и диаметром обтекаемого телом d через параметр, который в экспериментах был равен 0.2. Безразмерный параметр $Sh = fd/V$ в дальнейшем был назван числом Струхалия, а его значение 0.2 связывают с характерной частотой вихревого звука.

Изучение зависимости этой величины от числа Рейнольдса (Re) потока, проведенное рядом исследователей, обобщено в работе [2]. Было показано, что в диапазоне чисел $lg Re$ от 3 до ~5.5 число Sh примерно равно 0.2. В области более высоких чисел Re наблюдается разброс в значениях чисел Sh , который, как показано в работе [3], связан с трансформацией режима неустойчивости, определяющей срыв вихрей с поверхности тела.

Ряд работ, обзор которых проведен в [4], посвящен изучению влияния резонансных колебаний тела, вызванных срывом вихрей с его поверхности, на излучение вихревого звука. Экспериментальные исследования и расчеты показали, что эти колебания не оказывают влияния ни на

спектральный состав, ни на интенсивность излучаемого вихревого звука. В работе Л.М. Лямшева [5] подчеркнута, что резонансные поперечные колебания профиля могут играть существенную роль в излучении вихревого звука только в случае, когда плотность материала стержня и окружающей среды близки друг к другу. Таким образом, возникновение резонансных колебаний металлического профиля при проведении экспериментов в воде и воздухе не оказывает влияния на изучение характеристик вихревого звука.

Исследованию процессов возникновения и излучения вихревого звука посвящено много теоретических и экспериментальных работ, а также обзоров [6–21].

Возникновение вихревого звука часто объясняется силовым воздействием твердого тела на жидкость. Так Е.Я. Юдин [6] одним из первых вывел формулу для интенсивности излучения вихревого звука, исходя из того экспериментального факта, что при образовании вихрей на тело действует переменная поперечная пульсационная сила. Керл [10], исходя из основных уравнений гидродинамики и граничных условий на поверхности жесткого неподвижного тела, обтекаемого турбулентным потоком, показал, что при малых числах Маха излучаемое звуковое поле определяется флуктуирующими силами, связанными с пульсациями давления на поверхности тела. При условии, что размеры тела малы по сравнению с длиной волны излучаемого звука, внешнее поле можно вычислить по силе, действующей на поток со стороны твердых границ. Большинство последовавших за Керлом теоретических работ [11–15], несмотря на разный подход к решению задачи об излучении вихревого звука, связывали излучение с наличием переменной силы на поверхности тела. В частности, А. Пауэлл [14] излучение вихревого звука связывал с силой, возникающей за счет изменения циркуляции скорости по поверхности контура, охватывающей это тело.

Таким образом, в перечисленных работах [10–16] предполагается, что дипольное акустическое излучение — это результат нестационарного силового воздействия твердого тела на окружающую жидкость. Отсюда может создаться впечатление, что и сам источник находится на поверхности тела.

В работах сотрудников ЦАГИ им. Н.Е. Жуковского [17, 18] предложена модель генерации звука в турбулентных потоках в присутствии твердых границ с точки зрения взаимодействия квадрупольных источников с поверхностью профиля, приводящего к появлению дипольного отражения в следе за телом. Расчет, проведенный авторами на основе гидродинамики двумерных течений жидкости, показал, что взаимодействие таких двух коррелированных источников в дальнем поле сводится к одному диполю, сдвинутому на некоторое расстояние от поверхности тела вниз по потоку.

Рэлея [7] связал образование вихревого звука с нестабильностью вихревых слоев за телом в потоке жидкости. Более подробно такую точку зрения об источнике возникновения вихревого звука высказал Д.И. Блохинцев [8]. По его мнению, “возникновение вихревого звука целиком обусловлено периодическим рождением вихрей около обтекаемого тела”. Само появление вихрей за телом, обтекаемым потоком, Блохинцев объясняет наличием даже самой малой вязкости среды и обязанных ей сил трения. На поверхности тела скорость в силу прилипания жидкости равна нулю. Вдали от поверхности она принимает значение близкое к скорости набегающего потока. Это изменение скорости происходит в тонком слое, который называют пограничным слоем. При наличии трения часть кинетической энергии частицы жидкости в пограничном слое теряется, и в этой области возникает обратное течение, порождающее вихрь, который отрывается от тела. В силу предполагаемых закономерностей развития неустойчивости течения в следе образование вихрей и их отрыв происходит поочередно с одной и другой стороны тела. Отрывающиеся вихри образуют позади тела двойную цепочку вихрей, названную впоследствии дорожкой Кармана. В непосредственной близости от обтекаемого потоком тела вихревая дорожка формируется, и лишь на некотором расстоянии от поверхности тела дорожка стабилизируется.

Исследование структуры течения в следе за цилиндром было начато еще в XIX веке с целью оценки сопротивления цилиндрического профиля в потоке, что существенно для разработки и создания промышленных объектов, в том числе для авиастроения и судостроения.

Карману и Рубаху [22] впервые удалось построить теорию двойной цепочки вихрей для плоского течения. Теория, созданная для бесконечных цилиндров и пластин, предполагает, что течение двумерно и вдоль оси, параллельной образующей цилиндра, остается неизменным, а точечные вихри не меняются при удалении от тела. Таким образом, теория является идеализацией той вихревой дорожки, которая возникает за обтекаемым потоком телом. Однако, как показано в [7], излучения звука в такой идеализированной дорожке произойти не может, так же как и в реальном случае не может быть излучения в той области потока вдали от тела, где дорожка приобретает регулярный характер.

В последующих работах [23–26] было отмечено, что устойчивая вихревая дорожка формируется не на начальном участке следа, непосредственно за обтекаемым телом, а на некотором расстоянии от него. Так, Коважный [23] при исследовании вихревой дорожки за цилиндром (струной) при малых числах Re ($Re = 56$) установил, что уровень турбулентных пульсаций скорости вблизи цилиндра

очень мал, а максимум пульсаций находится на расстоянии по потоку, равном семи диаметрам цилиндра. В работе Ленарта [24] было отмечено, что расстояние между вихрями меняется (уменьшается) при приближении к обтекаемому потоком телу. В ряде последующих работ [25, 26] также показано, что вблизи поверхности тела, обтекаемого потоком, дорожка Кармана носит нерегулярный характер. В работе Вильямсона [26] для изучения характеристик вихревой дорожки использовался современный метод PIV (Particle-Image-Velocimetry), позволяющий проводить трехмерные измерения. Это особенно важно при исследовании аномальных явлений в следе за цилиндром, например, для цилиндров, наклоненных по отношению к оси потока [25], а также при очень больших числах Рейнольдса ($\lg Re = 6$ и выше). Вместе с тем, в области чисел Re , где число $Sh = 0.2$ и вихревая дорожка вблизи тела еще недостаточно сформирована, характер течения слабо меняется по оси профиля, и в большинстве случаев можно пользоваться двумерным представлением, что обосновано в [8] и [27].

Само по себе изучение процесса возникновения и излучения вихревого звука представляет не только академический интерес, но важно с практической точки зрения, особенно в последнее время в связи с ужесточением норм по шумности. Шумы аэродинамического происхождения часто играют доминирующую роль в общем уровне шума вентиляторов в производственных помещениях и на судах, шуме планера самолета и на других объектах. Для борьбы с шумом немаловажное значение имеет правильное понимание природы и определение положения источника вихревого звука. Однако в этом вопросе до сих пор нет полной ясности.

Работа посвящена уточнению природы возникновения источника вихревого звука и выработке обоснованных оценок характеристик области его возникновения в следе за цилиндрическим профилем в зависимости от скорости набегающего потока и диаметра профиля.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для проверки справедливости представления о том, что вихревой звук возникает в результате рождения вихрей в следе за телом, обтекаемым потоком воздуха, нами был проведен ряд экспериментов. С этой целью исследована связь между азимутом точки отрыва вихрей от поверхности тела и положением области формирования вихревой дорожки в следе за телом. Проведены измерения среднеквадратических значений пульсаций давления в вихревом следе за цилиндрами различного диаметра на частоте вихревого звука в 4-герцовой или третьоктавной полосе частот в зависимости от скорости набегающего на тело потока. Оценено положение границы области нере-

гулярности вихревой дорожки в зависимости от числа Re , т.е. области, где может возникнуть источник вихревого звука. При этом был учтен опыт предыдущих исследователей: измерения проводились в диапазоне чисел Re , где основная частота вихревого звука наблюдается вблизи значений числа $Sh = 0.2$ и где для следа можно пользоваться двумерной моделью течения.

Изучение характеристик пульсаций давления проводилось в акустико-аэродинамической трубе замкнутого типа с обесшумленным слаботурбулентным потоком воздуха. Скорость потока в рабочем участке трубы размером 0.2×0.3 м могла регулироваться от 5 до 100 м/с. Помещение в рабочей части трубы было оборудовано специальным звукопоглощающим покрытием, сетчатым полом для установки измерительного оборудования и координатным устройством. Акустический измерительный комплекс позволял измерять звуковое давление в дальней зоне и уровень пульсаций давления как на поверхности профиля, так и в следе за ним. Эксперименты проводились с профилями длиной 400 мм и диаметрами от 2 до 14 мм. Измерение пульсаций давления в следе осуществлялось с помощью акустических зондов диаметром 0.5 мм фирмы "Брюль и Кьер", которые, как было показано экспериментально, практически не вносят искажений в характеристики пульсаций давления. Для измерения пульсаций давления на поверхности цилиндра использовалась трубка, в стенке которой делалось одно миниатюрное отверстие. С торца трубки вставлялся акустический зонд таким образом, чтобы его чувствительный конец примыкал к отверстию в стенке трубки с ее внутренней стороны [19]. Измерения вихревого звука проводилось в точке дальнего поля, находящейся в направлении, перпендикулярном потоку, на расстоянии двух метров от оси стержня в третьоктавном частотном диапазоне со средней частотой максимума вихревого звука.

На рис. 1 приведен типичный пример распределения пульсаций давления в вихревой дорожке за цилиндром на частоте f вихревого звука в полосе 4 Гц в сечениях следа поперек потока при разных расстояниях r от его поверхности для цилиндра диаметром $d = 4$ мм при скорости потока $V = 20$ м/с ($Re = 1.7 \times 10^3$, $f = 1000$ Гц). Распределение получено путем автоматического перемещения акустического зонда поперек потока. Максимумы пульсаций давления на каждом фиксированном расстоянии от поверхности цилиндра расположены с двух сторон вихревой дорожки. Каждая кривая представляет собой совокупность среднеквадратических значений пульсаций давления в следе, осредненных по сечению измерительного зонда. Видно, что с ростом удаления r от поверхности цилиндра расстояние между максимумами постепенно увеличивается, а их уровень сначала воз-

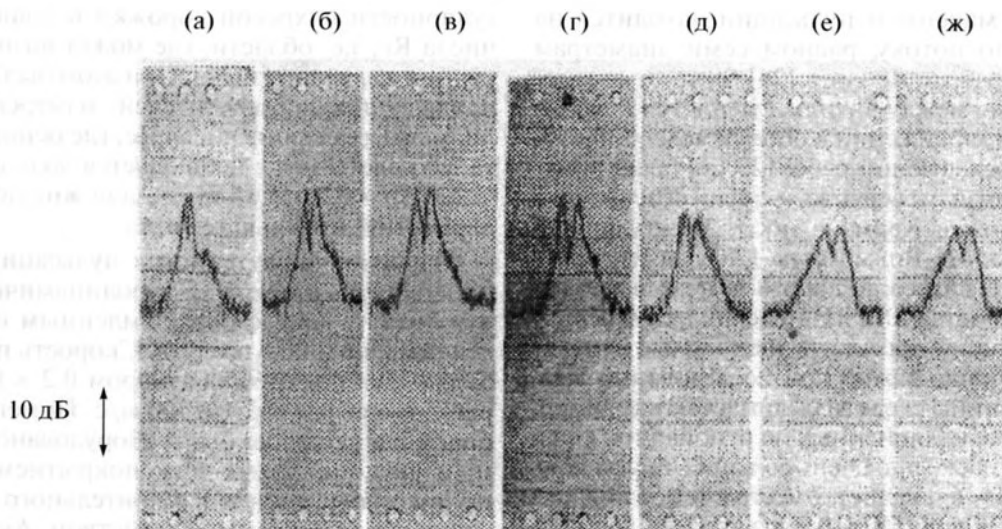


Рис. 1. Распределение пульсаций давления в следе за цилиндром на разных расстояниях от его поверхности: (а) $r/d = 1$; (б) $r/d = 2$; (в) $r/d = 3$; (г) $r/d = 4$; (д) $r/d = 5$; (е) $r/d = 10$; (ж) $r/d = 12$.

растает, достигая наибольшего значения при $r/d = 4$, затем уменьшается и стабилизируется. Вихревая дорожка приобретает регулярный характер. Наименьшее расстояние между максимумами для данной скорости и диаметра цилиндра находится на удалении от его поверхности, равном одному диаметру.

Такое поведение вихревой дорожки аналогично для всех скоростей потока и диаметров цилиндров, используемых в экспериментах. В то же время при увеличении скорости потока область зарождения дорожки приближается к поверхности цилиндра. Так, для стержня диаметром 4 мм при скорости потока $V = 10$ м/с зарождение дорожки происходит на удалении $r/d = 1.8$, а при скорости $V = 65$ м/с – при $r/d = 0.7$ [27].

Следует отметить, что расстояние от поверхности цилиндра, где зарождается вихревая дорожка, определяется положением азимута точки отрыва вихрей от поверхности цилиндра, которое в свою очередь зависит от скорости потока. С изменением места зарождения вихревой дорожки меняется и расстояние от поверхности цилиндра, где наблюдается максимум пульсаций давления и размер области нерегулярности вихревой дорожки.

На рис. 2 показано типичное распределение среднего уровня пульсаций давления в зависимости от скорости потока вдоль линии, параллельной оси струи в третьоктавной полосе с центром на частоте максимума вихревого звука для цилиндра диаметром $d = 5$ мм. Видно, что тенденция приближения пространственного положения максимума пульсаций к поверхности цилиндра с увеличением скорости потока наблюдается и в этом эксперименте и демонстрируется даже более наглядно. Каждая метка делалась через 10 мм, начиная от по-

верхности цилиндра. При скорости $V = 10$ м/с максимум пульсаций давления находится на расстоянии $r/d = 7$, при скорости $V = 20$ м/с – на расстоянии $r/d = 4$, а при скорости $V = 50$ м/с – на расстоянии $r/d = 2$ от поверхности цилиндра.

Что касается уровня пульсаций давления, то при скорости $V = 20$ м/с он больше уровня пульсаций при скорости $V = 10$ м/с на 5 дБ, а при скорости $V = 50$ м/с – на 8 дБ. Приближение максимума пульсаций давления к поверхности цилиндра сопровождается увеличением пульсаций давления на его поверхности и соответствующим увеличением интенсивности излучения вихревого звука. Для других скоростей и диаметров цилиндров положение максимума пульсаций давления относительно поверхности цилиндра может меняться, но тенденция приближения максимума к поверхности цилиндра и увеличения уровня пульсаций с увеличением скорости течения сохраняется и в этом случае.

Для оценки влияния изменений в структуре вихревой дорожки в следе за цилиндром на излучение вихревого звука нами было проведено несколько прямых экспериментов.

Один из них состоял в том, что в вихревой след за цилиндром вводилось препятствие, которое нарушало картину вихреобразования и таким образом воздействовало на источник вихревого звука [28, 29]. В качестве такого препятствия был использован акустический зонд радиуса, сравнимого с радиусом профиля, что позволяло влиять на картину течения в следе. Приближение зонда к поверхности цилиндра на расстояние менее 2–3 диаметров цилиндра от его поверхности сопровождалось уменьшением пульсаций давления на поверхности цилиндра и интенсивности излуча-

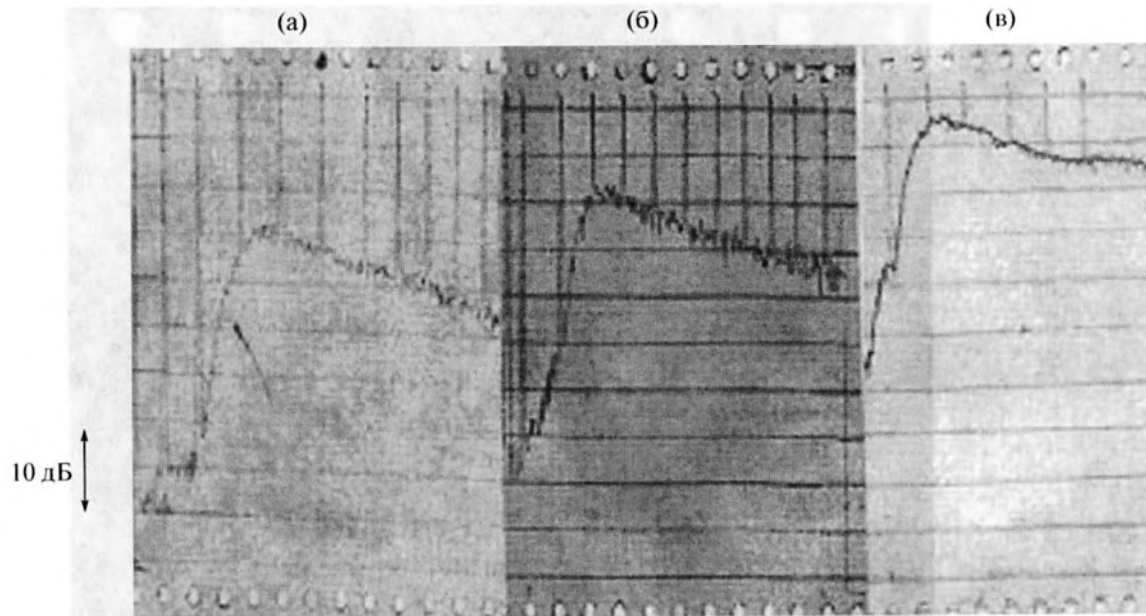


Рис. 2. Изменение уровня пульсаций давления при разных скоростях потока: (а) $V = 10$ м/с; $Re = 2.9 \times 10^3$; (б) $V = 20$ м/с, $Re = 5.9 \times 10^3$; (в) $V = 50$ м/с, $Re = 1.5 \times 10^4$.

емого звука. При больших расстояниях от поверхности профиля (в зависимости от скорости потока) изменений величины пульсаций давления на поверхности цилиндра и величины излучаемого звука не наблюдалось. В качестве примера на рис. 3 показано изменение уровня пульсаций давления на цилиндре диаметром $d = 4$ мм при удалении зонда диаметром 2 мм от его поверхности вниз по потоку при скорости потока $V = 40$ м/с, $Re = 9.4 \times 10^3$. Влияние упомянутого препятствия, расположенного на расстоянии одного диаметра цилиндра в области, близкой к области зарождения вихревой дорожки, на уровень излучаемого звука показано на рис. 4. Регистрация спектров излучения проведена с помощью конденсаторного микрофона фирмы “Брюль и Кьер” на частоте вихревого звука в полосе фильтра 4 Гц в дальней зоне источника вихревого звука.

Следует отметить, что для достижения заметного эффекта на структуру течения характерный размер (радиус) препятствия должен быть сравним с радиусом цилиндра. При существенно меньших размерах препятствие, как было упомянуто выше, не влияет на поле пульсаций давления и уровень вихревого звука.

Второй эксперимент состоял в том, что препятствие постепенно перемещалось в направлении к поверхности цилиндра вплоть до области зарождения вихревой дорожки, чтобы сорвать генерацию вихревого звука. Так, в эксперименте с цилиндром диаметром $d = 6$ мм при скорости потока $V = 37.5$ м/с приближение зонда диаметром 3 мм ($Re = 1.3 \times 10^4$) к поверхности цилиндра

на расстояние ~ 4 мм ($r/d = 0.67$) привело к такому сильному воздействию на параметры дорожки, что излучение звука прекратилось. Это демонстрирует рис. 5. По существу, этот эксперимент показывает, что излучение вихревого звука обусловлено периодическим рождением вихрей в следе на небольшом удалении от поверхности цилиндра, которое изменяется с изменением скорости потока и диаметра цилиндрического профиля (числа Re). Нарушение этого процесса приводит к снижению интенсивности вихревого звука или даже к его полному подавлению.

Подводя итоги экспериментальным исследованиям, можно сделать следующие выводы:

- Формирование вихревой дорожки в следе за профилем осуществляется на расстоянии, зависящем от азимута точки отрыва вихрей от его поверхности, но не далее, чем на расстоянии 1–4 диаметра профиля в диапазоне реализованных в экспериментах чисел Re . Само же положение азимута точки отрыва зависит как от скорости потока, так и от диаметра профиля (числа Re).

- Исследование параметров вихревой дорожки в следе за профилем показало, что, в отличие от сформировавшейся вдали от него регулярной дорожки Кармана, вблизи профиля в дорожке меняется как амплитуда, так и расстояние между максимумами пульсаций давления при удалении от профиля. При одной и той же скорости потока минимальное расстояние между максимумами наблюдается в области, где зарождается дорожка. При увеличении скорости потока место зарождения дорожки приближается к поверхности профи-

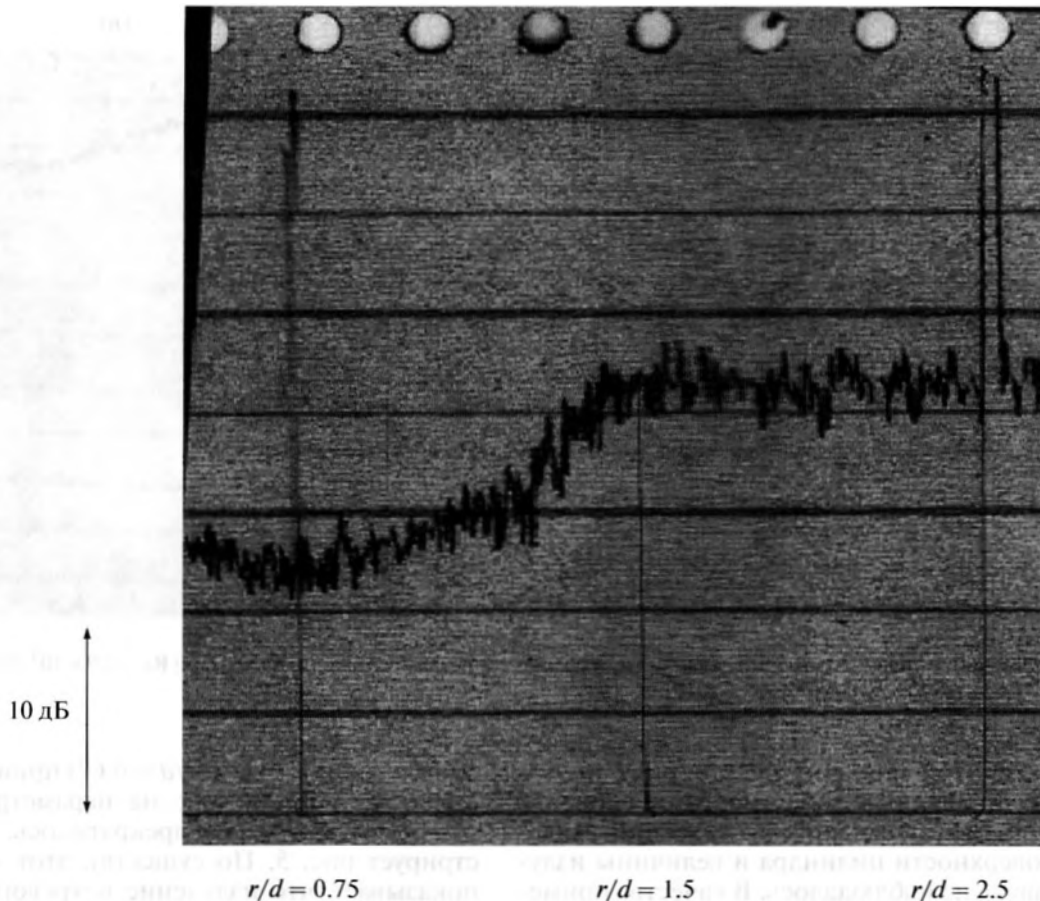


Рис. 3. Изменение уровня пульсаций давления на цилиндре при удалении препятствия от его поверхности.

ля, как и максимум пульсаций давления в следе, что сопровождается ростом величины пульсаций давления на профиле и интенсивности вихревого звука.

— Результаты измерений области нерегулярности дорожки позволяют оценить местоположение источника вихревого звука в следе.

— Нарушение структуры следа путем помещения препятствия в область его нерегулярности приводит к уменьшению пульсаций давления на поверхности профиля и интенсивности излучаемого вихревого звука. При непосредственном же контакте препятствия с местом зарождения вихревой дорожки достигается полное прекращение генерации вихревого звука.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

Для обоснования экспериментальных результатов рассмотрена задача об особенностях схода вихрей с цилиндрического профиля и оценке их

¹ Эксперименты проводились под научным руководством и при непосредственном участии Д.В. Баженова.

местоположения [31, 32]. Соответствующий анализ базируется на законах гидродинамики двумерных течений жидкости без учета молекулярного и турбулентного трения, т.е. соответствует модели дорожки Кармана, в которую приходится вносить ряд дополнений и изменений, приближающих картину течения к наблюдаемой в экспериментах. Эти изменения связаны с наблюдаемой в эксперименте трансформацией параметров вихрей в следе. Напомним, что в модели Кармана поперечная сила равняется нулю. Так же как пара периодически отходящих от профиля одинаковых вихрей (сходящий с профиля и предшествующий) в модели Кармана [33] являются источником продольной силы сопротивления, эта же пара вихрей является источником и периодической поперечной силы, дивергенция которой служит источником вихревого звука. Как будет показано, амплитуда источника определяется снижением величины циркуляции предшествующего вихря с удалением от профиля.

В рамках анализа также сформулировано представление о так называемой зоне равновесия вихревой системы в следе, т.е. локализованной области в следе, где при малых числах Рейнольдса вихри, со-

шедшие одновременно с противоположных точек отрыва потока от профиля, могут компенсировать действие друг друга. При этом создаются условия нулевой циркуляции и нулевой поперечной силы. С ростом числа Рейнольдса в этой области при переменном ходе вихрей, смещении вихрей или добавлении вихря, сошедшего с одной из сторон цилиндра, изменяется итоговое значение циркуляции относительно профиля в целом. Это проявляется в возникновении нескомпенсированной компоненты силы сопротивления, направленной поперек направления оси следа. В дальнейшем, путем генерации знакопеременной силы (за счет последовательно сходящихся вихрей), система стремится сохранить нулевое (в среднем) значение циркуляции относительно профиля. Поэтому среднее по времени значение поперечной компоненты силы сопротивления, так же как и значение циркуляции, остается равным нулю. Установить положение этой зоны, расположенной в области формирования вихревой дорожки, позволяет классическая гидродинамика [33].

Колебательный характер изменения силы объясняется также тем, что в двумерной модели течения (плоская струя) структура возмущений начального участка следа носит преимущественно антисимметричный характер [34, 35]. Выбирая колебательный (квазигармонический) режим изменения величины циркуляции около нулевого значения, система позволяет определить положение центра области как геометрическое место точек компенсированной циркуляции, которое и сопоставляется с исходной точкой формирования идеализированной вихревой дорожки за профилем.

Согласно расчетам [31, 32], при отрыве течения в апогее профиля, на азимуте $80^\circ - 90^\circ$, для цилиндра предельное удаление от центра профиля зоны равновесия вихревой системы в застойной области следа R_c достигает 2.4 радиуса a профиля. При максимальном откате точки отрыва течения по азимуту до $120^\circ - 150^\circ$ удаление зоны равновесия достигает лишь $1.6a$. Подобная оценка, сделанная для идеализированной модели дорожки, не учитывает размера (диаметра) источника. Минимальный радиус источника в реальной дорожке может быть оценен чисто геометрически как половина расстояния между соседними вихрями в дорожке. Для характерного размера (радиуса) источника Δ имеем простую оценку $\Delta = [l/2)^2 + b^2]^{1/2}/2$, где l — пространственный период реальной дорожки, а b — ширина дорожки. Для идеализированной дорожки в следе за цилиндром, рассматривавшейся Карманом, при $b \cong 2a$ значение l можно принять $l \cong 7a$ ($b/l \cong 0.28$). Это значение подтверждается экспериментально для параметров дорожки в дальней зоне следа. В простейшем случае (при азимуте точки отрыва $\theta^* \cong 90^\circ$) ширина идеальной дорожки равна $b \cong 2a$ и $\Delta_{2a} \cong 2.0a$. При

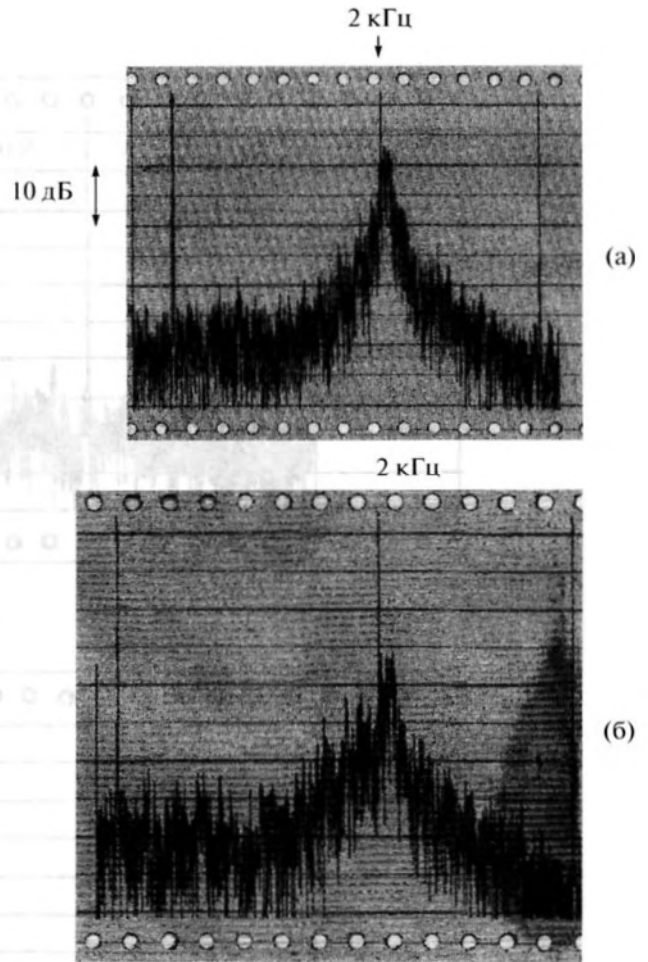


Рис. 4. Изменение уровня вихревого звука при наличии препятствия около цилиндра: (а) свободный цилиндр; (б) цилиндр с препятствием.

азимуте точки отрыва $\theta^* \cong 120^\circ - 150^\circ$ ширина дорожки равна $b \cong a$ и $\Delta_{1a} \cong 1.0a$. По данным Коважного, пространственный период дорожки в ближней зоне следа за цилиндром $l_{exp} \cong 5.5$ ($b/l \cong 0.36$) несколько меньше, чем в регулярной дорожке $l \cong 7a$, наблюдаемой в дальней зоне следа [23]. На основании этих данных размер источника должен быть скорректирован, а именно: $(\Delta_{2a})_{exp} \cong 1.6a$, в то время как $(\Delta_{1a})_{exp} \cong 0.8a$.

Согласно такой оценке, в зависимости от расположения точки отрыва положение границы зоны формирования вихревой системы D_c находится на оси следа на расстоянии $D_c = R_c + \Delta$. При азимуте точки отрыва $\theta^* \cong 90^\circ$ — не менее чем на расстоянии в пределах $D_{c2a} = R_{c2a} + \Delta_{2a} = (4.0 - 4.4)a$; при азимуте точки отрыва $\theta^* \cong 120^\circ - 150^\circ$ — не менее чем на расстоянии в пределах $D_{c1a} = R_{c1a} + \Delta_{1a} =$

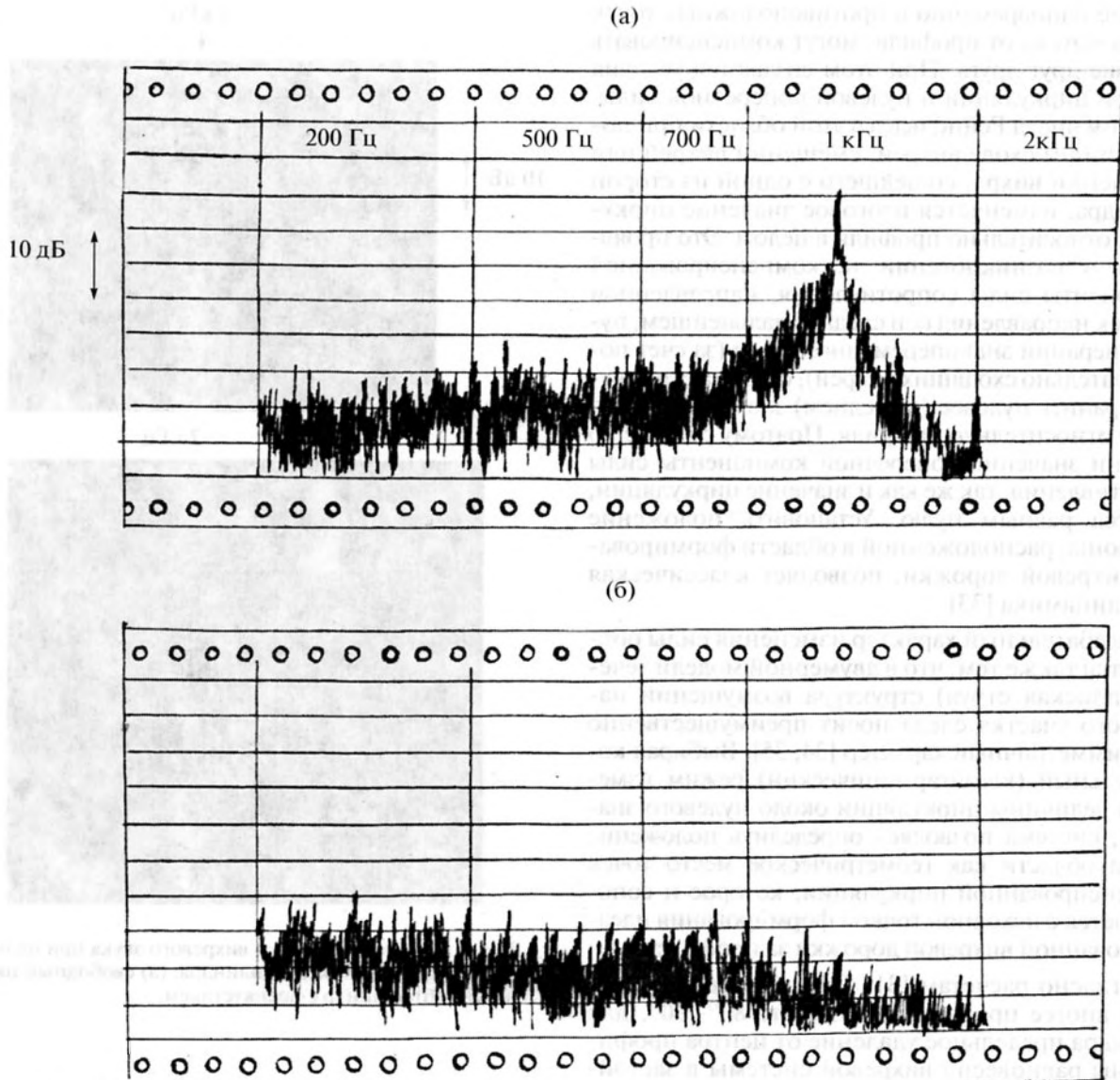


Рис. 5. Частотные спектры шума: (а) цилиндр без препятствия; (б) цилиндр с препятствием.

$= (2.4 - 2.6)a$ от центра профиля соответственно. Другими словами, выражая D_c в терминах расстояния до поверхности профиля, измеренного в калибрах (диаметрах $d = 2a$) профиля, — $D_{c2a} = (1.5 - 1.7)d$ и $D_{cla} = (0.7 - 0.8)d$ соответственно. Меньшее значение удаления границы от поверхности в предыдущих выражениях соответствует экспериментальным данным Коважного [23]. Эти единственные доступные данные прямого измерения параметров дорожки в области ее зарождения получены для течений с малым числом Рейнольдса — порядка 10^2 .

В экспериментах наблюдается сравнимое положение границы зоны формирования дорожки (см., например, рис. 3, 5). Речь в данном случае идет лишь об оценках — с ростом числа Рейнольдса период дорожки может несколько изменяться.

Согласно подобным оценкам, основная часть дорожки Кармана, расположенная вне пределов источника в следе, при удалении $x > l/2 + a$, по существу, на генерацию вихревого звука влияния не оказывает.

Природа переменной циркуляции связана с возникновением автоколебаний при увеличении скорости течения, проявляющихся в периодическом отрыве вихрей от поверхности цилиндра в донной части профиля. Как уже упоминалось, для цилиндрического профиля речь идет о стремлении системы сохранять нулевую суммарную циркуляцию при ее нарушении за счет удаления предыдущего вихря от профиля, сопровождаемого быстрым затуханием создаваемой им циркуляции [5, 14]. Напомним, что рождение вихря (с ве-

личиной завихренности Ω_c) вблизи поверхности профиля эквивалентно возникновению циркуляции потока $\chi = \Omega_c a^2$ вокруг профиля. При срыве с поверхности профиля вихрей с различным знаком завихренности циркуляция поля скоростей меняется в пределах от $-\Omega_c a^2$ до $\Omega_c a^2$.

Механизм взаимодействия вихрей в идеальной жидкости таков, что пара одинаковых по величине (не затухающих) вихрей противоположного знака завихренности, представляющая так называемый “вихредиполь”, в дальнем поле вне цилиндра имеет нулевую суммарную циркуляцию. Можно показать, что итоговое течение в двумерном случае сводится к потенциальному течению около цилиндра (диаметр цилиндра различен для разных удалений вихрей противоположной ориентации друг от друга) [33]. Для генерации же вихревого звука течение должно обладать периодически изменяющейся ненулевой суммарной завихренностью. Поскольку завихренность частицы жидкости в двумерном бездиссипативном движении сохраняется [33], то для того чтобы правильно оценить циркуляцию, приходится либо решать трехмерную задачу, либо вводить (учитывать) изменение интенсивности двумерных вихрей при удалении от профиля.

Для установления связи между областью зарождения вихревой дорожки и положением эквивалентного источника переменной поперечной силы рассмотрим такую задачу. Пусть величина циркуляции одиночного вихря $\chi(r)$ изменяется при удалении от точки f_c расположения вихря в соответствии с законом $\chi(r) = \chi_0 \exp[-\beta(f_c + r)]$, где β — инкремент пространственного изменения циркуляции (например, затухания за счет действия молекулярной и турбулентной вязкости), а χ_0 — максимальное значение вектора циркуляции вихря, r — горизонтальное расстояние от центра профиля. Тогда, с учетом двух соседних вихрей, только что возникшего и удаляющегося, итоговое значение поперечной силы $F_{\Sigma Y} \cong F_Y \exp[-\beta f_c][1 - \exp(-\beta r)]$.

В трехмерном случае правая часть в неоднородном уравнении Гельмгольца для звукового поля силы F_Y (диполя) сводится к $-\text{div } F_Y$ [13]. Поэтому при расчете дивергенции на базе двумерной модели учтем, что амплитуда силы $F_{Y_0} = 2\pi\chi_0\rho U$ направлена по оси y , а $\text{div } \chi_0 = 0$. После вычисления дивергенции получим $-\text{div } F_{\Sigma Y} = -F_Y\beta \exp[-\beta(f_c + r)]$ в пределах изменения $0 < r < l/2$, где l — период дорожки. В рамках этой модели при максимальном изменении циркуляции удаляющегося вихря ($r = l/2$) правая часть уравнения минимальна. Максимум правой части уравнения достигается при минимальном горизонтальном удалении вихря $r = 0$ (в апогее профиля). Видно, что при малых значениях β величина максимума правой

части неоднородного волнового уравнения пропорциональна инкременту пространственного затухания циркуляции. Если учесть различие условий возбуждения вихревого звука в различных средах, например турбулентной вязкости (для воздуха и воды), то при одних и тех же геометрических размерах профиля интенсивность источника в воздухе может быть на порядок выше, чем в воде. В отсутствие изменений циркуляции, например вязкости, в идеальной жидкости излучение вообще отсутствует ($\beta = 0$). При удалении вихря на полпериода величина силы достигает максимума, а правая часть волнового уравнения снова достигает минимума — уменьшается до нуля. На следующем полупериоде движения правая часть достигает максимума противоположного знака. Максимум интенсивности звукового источника, как мы видим, отстает от изменения силы на $\pi/2$. Таким образом, предполагаемое расположение источника совпадает с упомянутым выше геометрическим местом точек в вихревом следе, где для закона изменения силы $F_Y = F_{Y0} \sin \omega_0 t$ максимума достигает производная силы по времени ($\partial F_Y / \partial t$), а также с областью зарождения (резкого изменения параметров) вихревой дорожки. Речь в данном случае идет о циркуляции вихрей (пропорциональной производной от средней величины пульсационной скорости по координате). Как легко видеть из экспериментальных данных рис. 1, несмотря на изменяющиеся с удалением от профиля значения среднеквадратичных пульсаций давления (пропорциональных квадрату пульсационной скорости), величина завихренности максимальна в начале следа (рис. 1а) и быстро падает с удалением от профиля.

Подобные оценки лежали в основе исследования изменения интенсивности вихревого звука с числом Рейнольдса. Рост интенсивности вихревого звука объяснялся откатом точки отрыва течения от азимута 80° – 90° — апогее поверхности профиля — до азимута 120° – 150° , перестройкой структуры вихревого следа и ростом циркуляции. Оказалось, что формирование и перестройка вихревой системы в следе за профилем, связанные с изменением циркуляции, могут приводить к трансформации зависимости интенсивности вихревого звука от скорости натекающего потока — от четвертой до восьмой степени скорости. На этой основе была установлена неизвестная ранее закономерность изменения интенсивности вихревого звука с числом Рейнольдса [27].

Таким образом, согласно проведенным оценкам, при азимуте точки отрыва $\theta^* \approx 90^\circ$ граница зоны формирования источника находится в пределах от 1.5 до 1.7 калибров от поверхности профиля, а при азимуте точки отрыва $\theta^* \approx 120^\circ$ – 150° — в пределах от 0.7 до 0.8 калибров от поверхности профиля. При этом размер источника также имеет

тенденцию к уменьшению с откатом точки отрыва потока от апогея профиля (сужение дорожки). При изменении режима течения (например, при изменении числа Рейнольдса) положение и размер источника вместе с другими параметрами дорожки (периодом, шириной) могут изменяться. При этом изменение параметров пульсаций давления в дальней зоне следа может служить индикатором изменения ближней зоны, в том числе положения и размеров зоны формирования источника звука.

Следует отметить, что оценки границ зоны формирования источника вихревого звука, сделанные на основе параметров движения вихрей в идеализированной дорожке Кармана, должны быть уточнены в дальнейшем. Для этого необходимо принять в расчет автоколебательный характер явления, черпающего энергию от внешнего потока, а также трение и турбулентную вязкость среды, влияющие на корректировку размеров и циркуляции вихрей в дорожке. Это позволит повысить достоверность оценки размеров и границы зоны формирования источника и приблизить ее к реальности. В данной работе сделаны лишь первые шаги в этом направлении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что природа возникновения источника вихревого звука связана с зарождением вихревой дорожки в следе за цилиндрическим профилем. На основе законов гидродинамики двумерных течений жидкости за профилем, обтекаемым потоком воздуха, и экспериментальных измерений распределения пульсаций давления на поверхности и в следе оценено расположение зоны зарождения вихревой дорожки в зависимости от скорости набегающего потока и диаметра профиля. В отличие от параметров регулярной вихревой дорожки вдали от профиля, в ближней зоне следа с изменением расстояния от профиля заметно меняются не только ее геометрические параметры и характеристики вихрей, но и амплитуда пульсаций давления. Установлено, что чем ближе область расположения источника (область нерегулярности следа) к поверхности профиля, тем выше интенсивность пульсаций давления на поверхности профиля и тем выше интенсивность звука. Экспериментально показана возможность уменьшения пульсаций давления на поверхности профиля и интенсивности вихревого звука путем перемещения препятствия по оси следа, приводящего к нарушению регулярности вихреобразования. При непосредственном контакте препятствия с центром зоны зарождения вихревой дорожки достигается полное прекращение генерации вихревого звука. Теоретически установлена связь положения и размеров источника с шириной вихревой дорожки и затуханием циркуляции вихрей в дорожке с

удалением от профиля. Согласно расчетам, расстояние источника от поверхности профиля не превышает двух калибров. Теоретические оценки положения зоны формирования источника удовлетворительно согласуются с результатами измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Strouhal*. Über eine Besondere Art der Tonerregung // *Annalen der Physik und Chemie*. Band V. 1878.
2. *Попов С.Г.* О зависимости между числом Струхала и Рейнольдса при плоском обтекании кругового цилиндра // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1966. № 2. С. 156–159.
3. *Hogan J.D., Hall J.W.* Experimental study of pressure fluctuations from yawed circular cylinders // *J. AIAA*. 2011. V. 49. № 11. P. 2346–2349.
4. *Leehey P., Hanson C.E.* Aeolian tones associated with resonant vibration // *J. Sound Vibrat.* 1971. V. 13. № 4. P. 465–483.
5. *Лямшев Л.М.* Об эоловых тонах // *Акуст. журн.* 1962. Т. 8. № 1. С. 91–97.
6. *Юдин Е.Я.* Исследование шума вентиляторных установок и методов борьбы с ним // *Труды ЦАГИ: Оборонгиз*, 1958. Вып. 713. 227 с.
7. *Lord Rayleigh*. Aeolian tones // *J. Phil. Mag. Sci.* 6th Series. 1915. P. 433–444.
8. *Блохинцев Д.И.* Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 208 с.
9. *Прандтль Л.* Гидроаэромеханика. М.: ГИИТЛ, 1952. 453 с.
10. *Curle N.* The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound // *Proc. Roy. Soc. London A*. 1955. V. 2. P. 505–514.
11. *Phillips O.M.* The intensity of Aeolian tones // *J. Fluid Mech.* 1956. V. 1. Pt. 6. P. 607–624.
12. *Doak P.E.* Acoustic radiation from a turbulent fluid containing foreign bodies // *Proc. Roy. Soc. London A*. 1960. V. 254. P. 129–145.
13. *Etkin B., Korbacher G.K., Keefe H.T.* Acoustic radiation from a stationary cylinder in a fluid stream (Aeolian tones) // *J. Acoust. Soc. Am.* 1957. V. 29. № 1. P. 30–36.
14. *Powell A.* Theory of vortex sound // *J. Acoust. Soc. Am.* 1964. V. 36. № 1. P. 179–195.
15. *Holle W.* Frequenz und Schallstärkemessungen an Hiebtonen // *Akust. Zeitschrift*. 1938. Bd. 3. P. 321–331.
16. *Gerrard J.H.* An experimental investigation of the oscillation lift and drag of a circular cylinder shedding turbulent vortices // *J. Fluid Mech.* 1961. V. 11. № 2. P. 244–256.
17. *Копьёв В.Ф., Остриков Н.Н., Зайцев М.Ю.* Исследование механизма шумообразования при обтекании цилиндра применительно к снижению шума шасси перспективного самолета // *Труды ЦАГИ. Авиационная акустика*. 2011. № 2695. С. 49–65.
18. *Зайцев М.Ю., Копьёв В.Ф.* Механизм излучения звука турбулентностью вблизи твердого тела // *МЖГ*. 2008. Т. 43. № 1. С. 98–109.

19. Римский-Корсаков А.В., Баженов Д.В., Баженова Л.А. Физические основы образования звука в воздушных машинах. М.: Наука, 1988. 173 с.
20. Howe M.S. Theory of vortex sound. Cambridge texts in applied mathematics. Cambridge University Press, 2003. P. 216.
21. Kambe T. Vortex sound with special reference to vortex rings, computer simulations and experiments // J. Internat. Aeroacoust. 2010. V. 9. № 12. P. 51–89.
22. Karman Th.V., Rubach A. Uber den mechanismus des flussigkeits und luftwiderstandes // Phys. Zs. 1912. № 13. P. 48.
23. Kovaszny L.S.G. Hot-wire investigation of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers // Proc. Roy. Soc. London A. 1949. V. 198. P. 174.
24. Lehnert R. Akustische messungen an wirbelstrassen hinter kreiszylinder und ebener platte // Phys. Zs. 1937. № 38. P. 476.
25. Oertel H.Jr. Wakes behind blunt bodies // Annual Rev. Fluid. Mech. 1990. V. 22. P. 539–564.
26. Williamson C.H.K. Vortex dynamics in the cylinder wake // Annual Rev. Fluid. Mech. 1996. V. 28. P. 477–539.
27. Баженова Л.А., Семёнов А.Г. О влиянии числа Рейнольдса на интенсивность вихревого звука при обтекании цилиндрического профиля // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 5. С. 586–595.
28. Баженова Л.А. Источники вихревого звука / Сб. тр. научн. конф. Научного совета РАН по акустике и XXII сессии РАО. Т. 1. М.: ГЕОС, 2010. С. 138–142.
29. Баженова Л.А. К вопросу о механизме возникновения вихревого звука при обтекании потоком твердых неподвижных тел / Сб. тр. научн. конф., посвященной 100-летию А.В. Римского-Корсакова. М.: ГЕОС, 2010. С. 69–80.
30. Баженова Л.А. Влияние внешних воздействий на характеристики вихревого звука // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 4. С. 411–418.
31. Баженова Л.А., Семёнов А.Г. О локализации источников вихревого звука при обтекании цилиндрического профиля / Сб. тр. семинара “Акустика неоднородных сред” научн. школы проф. С.А. Рыбака. М.: ГЕОС, 2012. С. 13–35.
32. Баженова Л.А., Семёнов А.Г. К оценке положения источника вихревого звука при обтекании потоком жесткого профиля / Сб. тр. научн. конф. Научного совета РАН по акустике и XXV сессии РАО. Таганрог. 2012. С. 189–192.
33. Милл-Томсон Л.М. Теоретическая гидродинамика. М.: Мир, 1964. 655 с.
34. Седельников Т.Х. Автоколебательное шумообразование при истечении газовых струй. М.: Наука, 1971. С. 86.
35. Седельников Т.Х., Семёнов А.Г. Применение метода Винера–Хопфа к задаче о шумообразовании полубесконечной свободной сверхзвуковой струи / Тр. АКИН. 1968. № 4. С. 76.