

**О природе вихревого звука при обтекании потоком цилиндра**

Л.А. Баженова\* А.Г. Семенов†

*Акустический институт имени акад. Н. Н. Андреева, Россия, 117036, Москва, ул. Шверника, д. 4*  
(Статья поступила 31.10.2014; Подписана в печать 28.11.2014)

Рассмотрены закономерности, определяющие природу вихревого звука (Эолова тона) при обтекании цилиндра воздушным потоком, связанную с отрывом вихрей с поверхности профиля, их трансформацией и образованием вихревой дорожки в следе. Оценено положение места формирования вихревой дорожки в следе и размер области, где вихревая дорожка еще нестабильна. Установлено, что в исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса ( $4,7 \times 10^3 - 1,5 \times 10^4$ ) с увеличением скорости потока максимум пульсаций давления в следе приближается к поверхности цилиндра, что ведет к возрастанию уровня пульсаций давления на цилиндре и интенсивности вихревого звука. Показано, что воздействие на вихревую дорожку путем внесения препятствия в область ее нестабильности, ведет к уменьшению интенсивности излучаемого звука вплоть до его подавления.

PACS: 43.28 +h

УДК:534.83

Ключевые слова: вихревой звук, число Рейнольдса, вихревая дорожка.

**ВВЕДЕНИЕ**

Исследование процессов возникновения и излучения вихревого звука начаты еще в XIX веке Струхалем [1], связавшим частоту звука со скоростью потока, обтекающего струну и ее диаметром.

Возникновение вихревого звука часто объясняется силовым воздействием твердого тела (цилиндра) на жидкость. Так Юдин [2] одним из первых вывел формулу для интенсивности излучения вихревого звука, исходя из экспериментального факта, что при образовании вихрей на тело действует переменная поперечная пульсационная сила. Керл [3], исходя из основных уравнений гидродинамики и граничных условий на поверхности жесткого неподвижного тела, обтекаемого 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 [4–8], несмотря на разный подход к решению задачи об излучении вихревого звука, связывали излучение с наличием переменной силы на поверхности тела. Таким образом, в перечисленных работах [2–8] предполагается, что дипольное излучение — это результат нестационарного силового воздействия твердого тела на жидкость. Отсюда может создаться впечатление, что и сам источник находится на поверхности тела.

В работах сотрудников ЦАГИ [9–10] предложена модель генерации звука в турбулентных потоках в присутствии твердых границ с точки зрения взаимодействия квадрупольных источников с поверхностью про-

филя, 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.

Как Рэлея [11], так и Блохинцев [12] связали образование вихревого звука с нестабильностью вихревых слоев и рождением вихрей в следе за телом. Подобная концепция взята за основу и в работе [13].

Исследование структуры течения в следе за цилиндром также было начато еще в XIX веке. Карману и Рубаху [14] впервые удалось построить идеализированную теорию двойной цепочки вихрей для плоского течения относительно бесконечных цилиндров и пластин. Однако, как показано еще Релеем, излучения звука в такой 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 было отмечено, что устойчивая вихревая дорожка формируется не на начальном участке следа, непосредственно за обтекаемым телом, а на некотором расстоянии от него [15–20]. Было установлено, что вблизи поверхности тела, вихревая дорожка носит нерегулярный характер, а расстояние между вихрями меняется (уменьшается) при приближении к телу. Однако до настоящего времени не известно, как влияет на интенсивность излучения вихревого звука изменение параметров вихревой дорожки в области ее нестабильности с числом Рейнольдса.

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 шумности. Шумы аэродинамического происхождения часто играют доминирующую роль в уровне шума вентиляторов в производственных помещениях и на судах, шуме планера самолета и ряде

\*E-mail: l.a.bazhenova@yandex.ru

†E-mail: asemen@akin.ru

других случаев. Для борьбы с шумом немаловажное значение имеет правильное понимание природы вихревого звука и возможность определения положения его источника. Однако, в этих вопросах до сих пор нет ясности.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для уточнения природы возникновения вихревого звука и оценки роли параметров области неустойчивости вихревой дорожки в следе на его излучение 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 неустойчивости вихревой дорожки в зависимости от числа  $Re$ , т.е. области, где может возникнуть источник вихревого звука. Измерения проводились в диапазоне чисел  $Re$ , где основная частота вихревого звука наблюдается вблизи значений числа Струхала  $Sh = 0,2$  и где для следа принято пользоваться двумерной моделью течения. Универсальность выбранного метода измерения пульсаций давления в следе состоит в том, что он позволяет сравнивать изменения пульсаций давления в следе с их изменением на самой поверхности цилиндра, а также сопоставлять их с пульсациями давления во внешнем поле излучаемого вихревого звука.

Изучение характеристик пульсаций давления проводилось в акустико-аэродинамической трубе замкнутого типа с обесшумленным слаботурбулентным потоком воздуха. Скорость потока в рабочем участке трубы размером  $0,2 \times 0,3$  м могла регулироваться от 5 до 100 м/с. Помещение в рабочей части трубы было оборудовано звукопоглощающим покрытием, измерительным комплексом и координатным устройством. Измерительный комплекс позволял контролировать звуковое давление в дальней зоне и уровень пульсаций давления, как на поверхности цилиндра, так и в следе за ним. Эксперименты проводились с цилиндрами длиной 400 мм и диаметрами от 2 до 14 мм. Измерение пульсаций давления в следе и на поверхности цилиндра осуществлялось с помощью акустических зондов фирмы «Брюль и Кьер» диаметром 0,5 мм, которые, как было показано экспериментально, не вносят искажений в характеристики пульсаций давления. Измерения звука проводились в дальнем поле в плоскости, проходящей через ось цилиндра и перпендикулярной направлению потока.

На рис. 1 приведен типичный пример распределения пульсаций давления в вихревой дорожке за цилиндром на частоте  $f$  вихревого звука в полосе 4 Гц в сечени-

ях следа поперек потока при разных расстояниях  $r$  от его поверхности для цилиндра диаметром  $d = 4$  мм при скорости потока  $V = 20$  м/с. ( $Re = 1,7 \cdot 10^3$ ,  $f = 1000$  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. На рисунке видно, что с ростом удаления  $r$  от поверхности цилиндра расстояние между максимумами постепенно увеличивается, а их уровень сначала возрастает, достигая наибольшего значения при  $r/d = 4$ , затем уменьшается и стабилизируется, приобретая регулярный характер. Для данной скорости и диаметра цилиндра наименьшее расстояние между максимумами, наблюдаемое в области зарождения дорожки, 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  $r/d = 0,7$ .

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 вдоль линии, параллельной оси струи в треть октавной полосе с центром на частоте максимума вихревого звука для цилиндра диаметром  $d = 5$  мм в зависимости от скорости потока. 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.

Из рисунка видно, что при скорости 20 м/с максимальное значение уровня больше максимального уровня пульсаций при скорости 10 м/с на 5 дБ, а при скорости 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

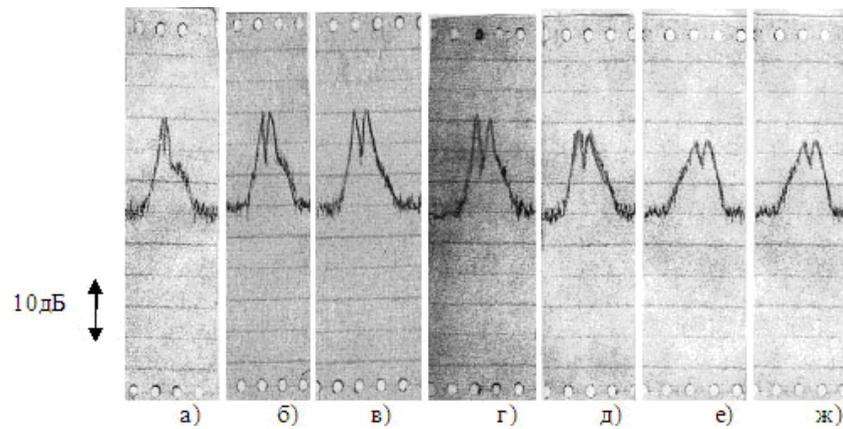


Рис. 1: Распределение пульсаций давления в следе за цилиндром на разных расстояниях от его поверхности: а)  $r/d = 1$ ; б)  $r/d = 2$ ; в)  $r/d = 3$ ; г)  $r/d = 4$ ; д)  $r/d = 5$ ; е)  $r/d = 10$ ; ж)  $r/d = 12$

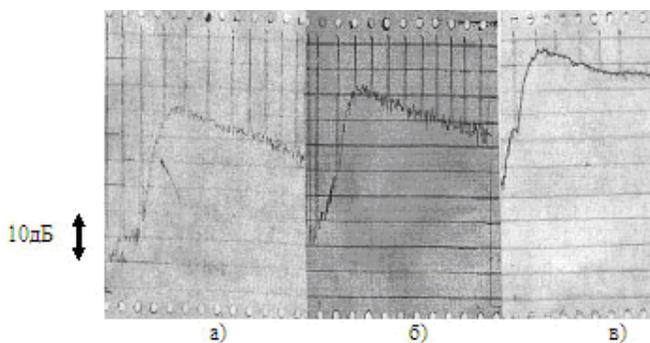


Рис. 2: Изменение положения зон максимумов пульсаций давления в следе (дБ) относительно поверхности цилиндра ( $r/d$ ) при разных скоростях потока. а)  $V = 10$  м/с;  $Re = 2,9 \times 10^3$ ;  $r/d = 7$ ; б)  $V = 20$  м/с,  $Re = 5,9 \times 10^3$ ;  $r/d = 4$ ; в)  $V = 50 \times 10^3$  м/с,  $Re = 1,5 \times 10^4$ ;  $r/d = 2$

меняться, но тенденция приближения максимума к поверхности цилиндра и увеличения уровня пульсаций в условиях наших экспериментов с увеличением скорости течения сохраняется.

Было исследовано, как изменение структуры вихревой дорожки в следе за цилиндром влияет на излучение вихревого звука. Для этого в вихревой след за цилиндром вводилось препятствие (стержень радиуса большего радиуса цилиндра). Препятствие нарушало картину вихреобразования и таким образом воздействовало на уровень пульсаций давления на поверхности цилиндра и на интенсивность вихревого звука [21–26]. В качестве примера на рис. 3 показано изменение уровня пульсаций давления на поверхности цилиндра диаметром  $d = 4$  мм при удалении препятствия вниз по потоку при скорости потока  $V = 40$  м/с,  $Re = 9,4 \times 10^3$ .

Видно, что приближение препятствия к цилиндру на расстояние  $r/d < 1,5$  существенно влияет на уровень пульсаций давления на цилиндре.

Если же препятствие приблизить к поверхности ци-

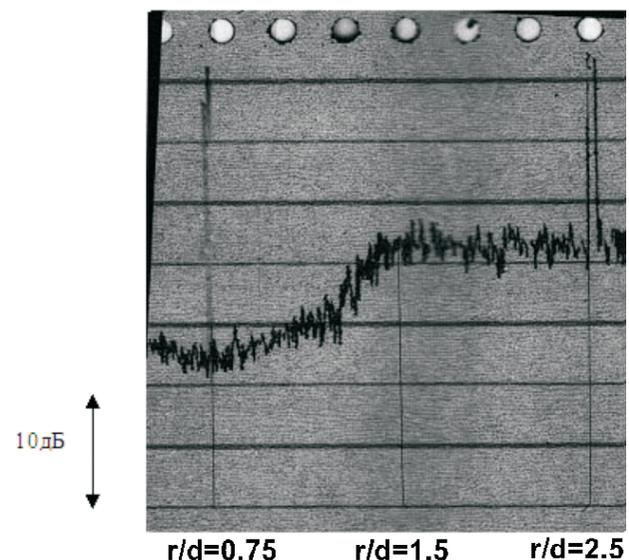


Рис. 3: Изменение уровня пульсаций давления на поверхности цилиндра при приближении препятствия

линдра до области зарождения вихревой дорожки, то можно прекратить генерацию звука полностью. Это демонстрирует рис. 4 для цилиндра диаметром  $d = 6$  мм при скорости потока  $V = 37,5$  м/с ( $Re = 1,3 \times 10^3$ ). При приближении препятствия к поверхности цилиндра на расстояние  $\sim 4$  мм ( $r/d = 0,67$ ) наблюдается столь сильное воздействие на параметры дорожки, что излучение звука полностью прекращается. Регистрация спектра излучения проводилась конденсаторным микрофоном фирмы «Брюль и Кьер» в полосе фильтра 4 Гц.

По существу, этот эксперимент показывает, что излучение вихревого звука обусловлено периодическим

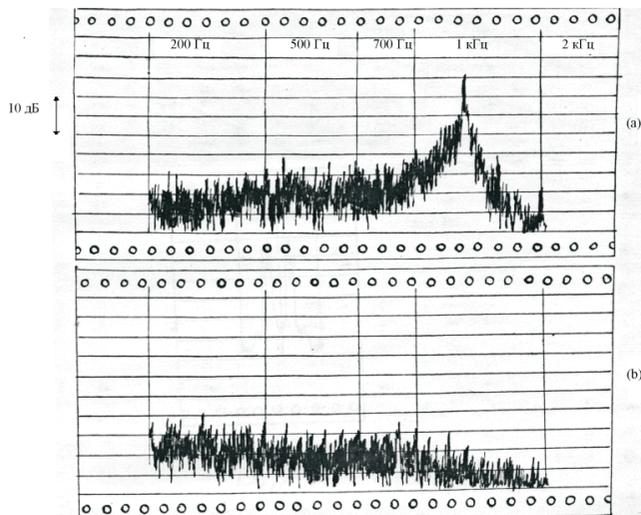


Рис. 4: Частотные спектры шума: а) цилиндр без препятствия; б) цилиндр с препятствием

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.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

Для обоснования экспериментальных результатов рассмотрена задача об особенностях схода вихрей с цилиндра и оценке их местоположения [25,26]. Соответствующий анализ базируется на законах гидродинамики двумерных течений жидкости без учета молекулярного и турбулентного трения, то есть соответствует модели идеальной 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 дорожки Кармана поперечная сила равняется нулю. Также как пара периодически отходящих от профиля одинаковых вихрей (новый и предшествующий) в этой модели [25], являются источником продольной силы сопротивления, эта же пара вихрей является источником и поперечной силы, когда величина циркуляции предшествующего вихря убывает с удалением от цилиндра.

При малых числах Рейнольдса вихри, сошедшие одновременно с противоположных точек отрыва потока от цилиндра, могут компенсировать действие друг друга [25]. При этом создаются условия нулевой циркуляции и нулевой поперечной силы. С ростом числа Рейнольдса в этой области при попеременном сходе вихрей, смещении вихрей или добавление вихря, сошедшего с одной из сторон цилиндра, изменяется

итоговое значение циркуляции. Это проявляется в возникновении знакопеременной компоненты силы сопротивления (за счет последовательно сходящихся вихрей), направленной поперек оси следа. Система стремится сохранить нулевое (в среднем) значение циркуляции относительно цилиндра. Поэтому среднее по времени значение поперечной компоненты силы сопротивления, также как и значение циркуляции остается равным нулю. Колебательный характер изменения силы объясняется также тем, что, в двумерной модели течения (плоская струя), структура возмущений начального участка следа носит преимущественно антисимметричный характер [25]. Сохраняя 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 цилиндром.

Согласно расчетам [25], при отрыве течения в апогее цилиндра, на азимуте  $80-90^\circ$ , предельное удаление зоны зарождения вихревой системы в нестабильной области следа  $R_c$  от центра цилиндра достигает 2,4 его радиуса. При максимальном откате точки отрыва течения по азимуту до  $120-150^\circ$  — удаление зоны зарождения дорожки меньше и достигает лишь 1,6а. Подобная оценка 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  $\Delta$  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 азимуте точки отрыва  $\theta^* \cong (120 - 150)^\circ$  ширина дорожки равна  $b \cong a$  и  $\Delta_{1a} \cong 1.0a$ . По данным Коважного пространственный период дорожки в ближней зоне следа за цилиндром  $l_{\text{exp}} \cong 5,5(b/l \cong 0,36)$  несколько меньше чем в регулярной дорожке  $l \cong 7a$ , наблюдаемой в дальней зоне следа [15]. На основании этих данных размер источника должен быть скорректирован, а именно  $(\Delta_{2a})_{\text{exp}} \cong 1,6a$ , в то время как  $(\Delta_{1a})_{\text{exp}} \cong 0,8a$ . Согласно такой оценке, выражая  $D_c = 2R_c$  в терминах расстояния до поверхности цилиндра, измеренного в его калибрах (диаметрах  $d = 2a$ )  $D_{c2a} = (1,5 \div 1,7)d$  и  $D_{c1a} = (0,7 \div 0,8)d$  соответственно. Меньшее значение удаления границы от поверхности в предыдущих выражениях соответствует экспериментальным данным Коважного [15]. Эти данные прямого измерения параметров дорожки в области ее зарождения получены для течений с малым числом Рейнольдса — порядка  $10^2$ . В экспериментах наблю-

дается сравнимое положение границы зоны формирования дорожки (см., например, рис. 1). Речь в данном случае идет лишь об оценках — с ростом числа Рейнольдса период дорожки может несколько изменяться. 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.

Для генерации вихревого звука течение должно обладать периодически изменяющейся ненулевой суммарной циркуляцией. 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 расположения вихря  $f_c$  в соответствии с законом  $\chi(r) = \chi_0 \exp[-\beta(f_c + r)]$ , где  $\beta$  — инкремент пространственного изменения циркуляции (например, затухания за счет действия молекулярной и турбулентной вязкости), а  $\chi_0$  — 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 составит  $F_{\Sigma Y} \cong F_Y \exp(-\beta f_c)[1 - \exp(-\beta r)]$ . В трехмерном случае правая часть в неоднородном уравнении Гельмгольца для звукового поля силы  $F_Y$  (диполя) сводится к  $-\text{div} F_Y$  [6]. 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  $r$ ,  $0 < r < l/2$ , где  $l$  — период дорожки. В рамках этой модели при максимальном изменении циркуляции удаляющегося вихря ( $r = l/2$ ), правая часть волнового уравнения минимальна. Максимум правой части уравнения достигается при минимальном горизонтальном удалении вихря  $r = 0$  (в апогее профиля). Видно, что при малых значениях  $\beta$  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, в пренебрежении вязкостью — в идеальной жидкости излучение вообще отсутствует ( $\beta = 0$ ). Речь в данном случае идет о локальном значении циркуляции течения (пропорциональном производной от средней величины пульсационной скорости по координате). Как легко видеть из экспериментальных

данных Рис.1, несмотря на изменяющиеся с удалением от цилиндра, значения среднеквадратичных пульсаций давления (пропорциональных квадрату пульсационной скорости) величина циркуляция максимальна в начальном участке следа (Рис. 1а) и быстро падает с удалением от цилиндра. Подобные же оценки лежали в основе исследования изменения интенсивности вихревого звука с числом Рейнольдса, что позволило установить неизвестную ранее закономерность изменения интенсивности вихревого звука с числом Рейнольдса [21].

Таким образом, следует заключить, что согласно проведенным оценкам, при азимуте точки отрыва  $\theta^* \approx 90^\circ$ , граница зоны формирования вихревой дорожки находится в пределах от 1,5 до 1,7 калибров от поверхности цилиндра, а при азимуте точки отрыва  $\theta^* \approx (120 - 150)^\circ$  — в пределах 0,7 до 0,8 калибров от поверхности цилиндра. При этом размер источника также имеет тенденцию к уменьшению с откатом точки отрыва потока от апогея цилиндра (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 изменений в ближней зоне, в том числе, положения и размеров зоны формирования источника звука.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенных экспериментальных и теоретических исследований можно сделать следующие выводы:

1. Формирование вихревой дорожки в следе за цилиндром осуществляется на расстоянии, зависящем от азимута точки отрыва вихрей от его поверхности, но не далее, чем на расстоянии 1–4 диаметра цилиндра в диапазоне реализованных в экспериментах чисел Re. Само положение точки отрыва зависит от числа Re.
2. Исследование параметров вихревой дорожки в следе за цилиндром показало, что в отличие от идеальной дорожки Кармана, вблизи цилиндра в дорожке меняется как амплитуда, так и расстояние между максимумами пульсаций давления при удалении от цилиндра. При одной и той же скорости потока минимальное расстояние между максимумами наблюдается в зоне, где зарождается дорожка. При увеличении скорости потока эта зона приближается к поверхности цилиндра, как и максимум пульсаций давления в следе, что сопровождается ростом уровня пульсаций давления на цилиндре и интенсивности вихревого звука.
3. Установлено, что источника звука находится не на поверхности цилиндра, а в зоне нерегулярности вихревого следа за цилиндром.

4. Экспериментально показано, что нарушение структуры следа путем перемещения препятствия по оси следа в область его нерегулярности приводит к уменьшению уровня пульсаций давления на поверхности цилиндра и интенсивности вихревого звука. При непосредственном контакте препятствия с зоной зарождения вихревой дорожки достигается полное прекращение генерации вихревого звука.
  5. На основе законов гидродинамики двумерных течений жидкости за цилиндром, обтекаемым потоком воздуха и экспериментальных измерений распределения пульсаций давления на поверхности и в следе, оценено расположение зоны зарождения вихревой дорожки в следе. Согласно теоретическим расчетам расстояние источника вихревого звука от поверхности цилиндра не должно превышать двух калибров цилиндра.
- 
- [1] *Strouhal* Über eine besondere Art der Tonerregung. Annalen der Physik und Chemie. Band V. (1878).
  - [2] *Юдин Е. Я.* Исследование шума вентиляторных установок и методов борьбы с ним. Труды ЦАГИ, вып. 713. (М.: Оборонгиз, 1958).
  - [3] *Curle N.* Proc. Roy. Soc. London A. **2**. P. 505. (1955).
  - [4] *Phillips O. M. J.* Fluid Mech. **1**, pt. 6, P. 607. (1956).
  - [5] *Doak P.E.* Proc. Roy. Soc. London A. **254**. P. 129 (1960).
  - [6] *Etkin B., Korbacher G. K., Keeffe H. T.* JASA, , **29**, N1. (1957).
  - [7] *Powell A. J.* Acoust. Soc. Amer. **36**, N1. P. 179. (1964).
  - [8] *Gerrard J. H. J.* Fluid Mech. **11**, N2. P. 244. (1961).
  - [9] *Зайцев М. Ю., Копьев В. Ф., Остриков Н. Н.* Новая интерпретация излучения звука плохообтекаемыми телами в приложении к задаче снижения шума. XX сессия Российского акустического общества. (М.: «ГЕОС», 2008).
  - [10] *Копьев В. Ф., Остриков Н. Н.* Исследование технологии снижения шума обтекания с помощью изменения формы поверхности плохообтекаемых тел. Тезисы докладов Второй всероссийской открытой конференции по авиационной акустике. (М.: «ЦАГИ», 2011) С. 103.
  - [11] *Lord Rayleigh.* Phil. Mag. Journ. Sci. 6-th Series, April , P. 433 (1915).
  - [12] *Блохинцев Д. И.* Акустика неоднородной движущейся среды. (М.: Наука, 1981).
  - [13] *Римский-Корсаков А. В., Баженов Д. В., Баженова Л. А.* Физические основы образования звука в воздуховодных машинах. (М.: Наука, 1988).
  - [14] *Karman Th. V. und Rubach A.* Phys. Zs. **13**, 48, (1912).
  - [15] *Прандтль Л.* Гидроаэромеханика (М. ГИИТЛ, 1952).
  - [16] *Kovasznaý L. S. G.* Proc. Roy. Soc. London A. **198**. P. 174. (1949).
  - [17] *Lehnert R. A* Phys. Zs. **38**, 476. (1937).
  - [18] *Howe M. S.* Theory of vortex sound. Cambridge texts in applied mathematics. (Cambridge University Press, 2003). P. 216.
  - [19] *Williamson C. H. K.* Annual Rev. Fluid. Mech. **28**, P. 477. (1996).
  - [20] *Hogan J. D., Hall J. W.* AIAA Journal **49**. N11. P. 2346. (1996).
  - [21] *Oertel H., Jr.,* Annual Rev. Fluid. Mech. **22**, P. 539. (1990).
  - [22] *Баженова Л. А. Семенов А. Г.* Акуст. журн., **59**, N5. (2013).
  - [23] *Баженова Л. А.* Источники вихревого звука. Сборник трудов XXII сессии Российского акустического общества и сессии научного совета РАН. Т. 1, (М.: «ГЕОС», 2010). С. 138.
  - [24] *Баженова Л. А.* К вопросу о механизме возникновения вихревого звука при обтекании потоком твердых неподвижных тел. Сборник трудов научной конференции, посвященной 100-летию А. В. Римского-Корсакова. (М.: «ГЕОС», 2010). С. 69.
  - [25] *Баженова Л. А.* Акуст. журн. **58**, №4. С. 411. (2012).
  - [26] *Баженова Л. А., Семенов А. Г.* О локализации источников вихревого звука при обтекании цилиндрического профиля. Сб. трудов семинара «Акустика неоднородных сред» научной школы проф. Рыбака С. А., (М.: «ГЕОС», 2012). С. 13.
  - [27] *Баженова Л. А., Семенов А. Г.* К оценке положения источника вихревого звука при обтекании потоком жесткого профиля. Сборник трудов конференции РАО, г. Таганрог. (М.: «ГЕОС», 2013) С. 189.

## On nature of vortex sound generated by streamlined cylinder

**L.A. Bazhenova<sup>1,a</sup>, A.G. Semenov<sup>1,b</sup>**

*Acad. N. N. Andreev Acoustics Institute, Shverník street 4, 117036 Moscow Russia*

*E-mail: <sup>a</sup>l.a.bazhenova@yandex.ru, <sup>b</sup>asemen@akin.ru*

Patterns related to the nature of vortex sound (Aeolian tone) generated by airflow interaction with cylinder providing vortices separation from profile surface and their transformation to vortex street in the wake are considered. Locations of vortex street formation place in the wake and dimensions of street instability regions are estimated. It is shown that inside Reynolds number range under analysis ( $4.7 \times 10^3 - 1,5 \times 10^4$ ) pressure fluctuations maximum in the wake approaches cylinder surface with flow velocity increase augmenting fluctuation pressure level on cylinder surface together with vortex sound level observed outside. It is demonstrated that impact on wake vortex street by introduction of obstacle in its initial instability region leads to visible vortex sound intensity decrease right up to process total cancellation.

PACS: 43.28 +h

Keywords: vortex sound, Reynolds number, vortex street.

Received 31.10.2014.

**Сведения об авторах**

1. Баженова Людмила Алексеевна — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, старший научный сотрудник, тел. (499) 125-51-70, e-mail: l.a.bazhenova@yandex.ru.
2. Семенов Андрей Григорьевич — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, старший научный сотрудник, тел. (495) 682-75-83, e-mail: a semen@akin.ru.