

УДК 534.1

ФИЗИЧЕСКИЙ ВЗГЛЯД НА ПРИРОДУ ЭОЛОВЫХ ТОНОВ

И. В. ВОВК

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

Получено 15.04.2007

На основе анализа локальных особенностей структуры потока, обтекающего цилиндр, предложено уточненное физическое объяснение механизма возникновения эоловых тонов.

На основі аналізу локальних особливостей структури потоку, що обтікає циліндр, запропоновано уточнене фізичне пояснення механізму виникнення еолових тонів.

The specified improved physical explanation of aeolian tones generation is proposed on the basis of analyzing local structure features of the flow around the cylinder.

КРАТКАЯ ИСТОРИЯ ВОПРОСА

Еще в не столь отдаленные времена человек связывал различные природные явления с проявлением высших сил. Существует много прекрасных поэтических легенд и мифов, связанных, например, с ветром. Так, в эпической поэме Гомера “Одиссея” [1] древнегреческий владыка ветров Эол дал Одиссею благоприятный ветер Зефир, чтобы его путешествие было удачным, а также снабдил мехом, наполненным остальными ветрами. Позже именно с именем Эола было связано сказание об эоловой арфе, струны которой звучат при дуновении ветра, а “пение” корабельных снастей на ветру названо эоловыми тонами или звуками [2].

Есть основания считать первой подлинно научной работой по изучению эоловых тонов статью В. Струхала (Strouhal)¹, появившуюся в 1878 году [3]. Этот ученый изучал эоловы тона, возникающие при движении в воздухе длинного отрезка проволоки круглого сечения, и установил, что безразмерная величина

$$St = fd/V \quad (1)$$

в некотором диапазоне скоростей остается постоянной и равной приблизительно 0.185. Здесь f – частота эоловых тонов; d – диаметр проволоки; V – линейная скорость обтекающего потока. Впоследствии величина St была названа в честь исследователя числом Струхала и, наряду с числом Рейнольдса и рядом других фундаментальных безразмерных величин, вошла в число важнейших критериев подобия в гидроаэромеханике.

Некоторые качественные объяснения результатов экспериментов Струхала дал Рэлей в [4, 5]. По-

эже Т. Карман установил, что отношение расстояния между рядами вихрей, срывающихся за цилиндром в потоке, к расстоянию между вихрями в ряду равно примерно 0.28, т. е. довольно близко числу, установленному Струхалем.

В период с 1914 по 1919 гг. Ф. Крюгер и А. Шмидке создали общую качественную схему, обосновывающую генерацию тонального звука потоком (она известна под названием теории Крюгера²). Они экспериментально изучали генерацию звука при обтекании цилиндрических тел, натекании струи на клин и при работе органной трубы. При этом причиной генерации тонального звука считалось исключительно появление вихревой дорожки Кармана. Теория Крюгера производила импонирующее впечатление благодаря единству взглядов на проблему генерации звука потоком в целом. Однако созданная Крюгером картина охватывала лишь внешнюю, наиболее бросающуюся в глаза, сторону процесса обтекания тел потоком. В 1931 г. Ю. Клюг (ученик Ф. Крюгера), экспериментируя со струей, вытекающей из сопла, показал, что теория Крюгера несостоятельна и, по сути, сводится к повторному выводу соотношений подобия, уже имеющихся в известных работах Струхала и Рэля.

Вместе с тем, по-видимому, в 1930-х годах некоторые исследователи пришли к выводу, что в основе механизма генерации тонального звука потоком лежит автоколебательный процесс³. Об этом

²Ввиду недоступности оригинальных работ Крюгера мы будем опираться на монографию советского акустика Б. П. Константинова [6], в которой анализируется эта теория.

³Термины “автоколебания”, “автоколебательный процесс” и “автоколебательные системы” были предложены еще в 1937 г. А. А. Андроновым [7, 8].

¹Винсенс Струхаль (1850–1923) – чешский физик.

говорят Э. Ричардсон в [9], а также Б.П. Константинов в [6] (ссылаясь на свою раннюю работу [10]). В дальнейшем, начиная примерно с 1950-х годов, стало появляться относительно большое количество исследований, посвященных разработке этой идеи для конкретных гидроаэродинамических источников звука (см., например, публикации [11–23], а также хорошие обзоры [24, 25] и обширную библиографию в них).

Очень серьезный интерес к проблеме генерации звука удлинными (вытянутыми) телами при размещении их в потоке возник в XX веке в связи с необходимостью оценивать силу звука, генерируемого винтами самолетов, различных вентиляторов, аэродинамических труб и пр. В связи с этим необходимо было прежде всего уточнить, как ведет себя число Струхала в тех или иных условиях. Экспериментальные работы, проводимые на протяжении первой половины XX века, показали удивительную стабильность этой величины в широчайшем диапазоне значений числа Рейнольдса. Чтобы убедиться в этом, мы специально приводим полученные разными авторами и в разное время экспериментальные данные о зависимости числа Струхала от числа Рейнольдса, которые были собраны в работе [26] (см. рис. 1). На графике хорошо видно, что в диапазоне $4 \cdot 10^2 \leq Re \leq 4 \cdot 10^5$ число Струхала составляет 0.2 ± 0.02 . Это однозначно указывает на то, что в рассматриваемом диапазоне чисел Рейнольдса частота эоловых тонов прямо пропорциональна скорости потока среды. И только при относительно малых (или очень больших) числах Рейнольдса число Струхала начинает соответственно несколько уменьшаться или увеличиваться.

В 1936 г. увидела свет экспериментальная работа [27], положившая начало систематическим исследованиям акустических характеристик эоловых тонов. В ней экспериментально изучалось звукообразование при обтекании длинных цилиндрических стержней⁴. Были измерены уровни излучения звука при различных скоростях обтекания, а главное, – диаграммы направленности источника эоловых тонов. Оказалось, что их источник является источником дипольного типа и имеет диаграмму направленности в форме “восьмерки”. При этом ось диполя располагается перпендикулярно вектору потока. На рис. 2 представлен заимствованный из [27] график измеренной и расчетной (для идеального диполя) диаграмм направленности

⁴Кстати, методика постановки эксперимента во многом повторяла методику, разработанную Струхалем в [3], но, конечно, с применением более совершенной контрольно-измерительной аппаратуры.

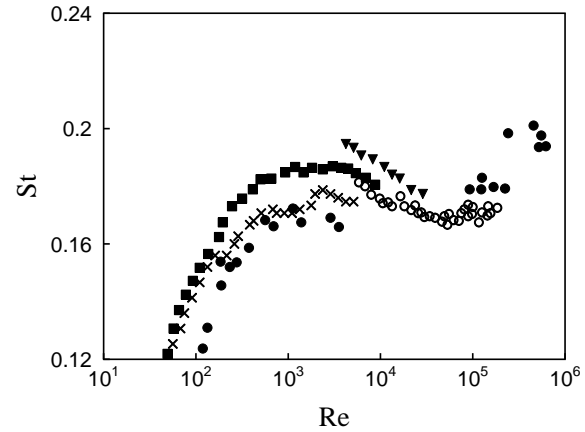


Рис. 1. Экспериментальные зависимости числа Струхала от числа Рейнольдса, полученные разными авторами в разное время: + – Strouhal (1878); ▲ – Hiebtone (1919); ● – Relf (1924); ■ – Roshko (1924); ○ – UTIA (1955)

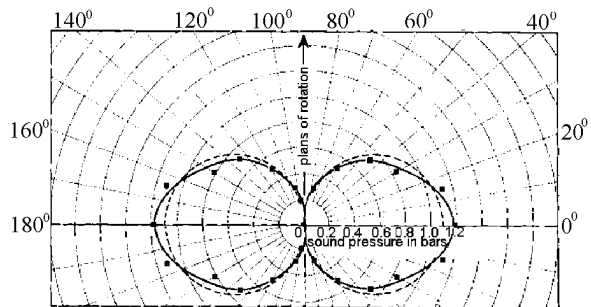


Рис. 2. Диаграмма направленности источника эолового звука, образующегося при обтекании цилиндрического стержня (стрелкой указано направление колебаний стержня):

сплошная с нанесенными точками – эксперимент;
штриховая – расчет для идеального диполя

сти. Заметим, что экспериментальный график не нормирован. Поэтому на горизонтальной оси отложены значения акустического давления.

Как видно из рисунка, экспериментальная диаграмма направленности весьма близка к расчетной. Судя по всему, результаты, полученные другими авторами, полностью подтвердили вывод [27], см., например, [9, 28, 29] и библиографию в них. Этот весьма важный для понимания природы эоловых тонов факт однозначно указывает на то, что вектор колебаний источника звука направлен поперек вектора потока, а сами колебания имеют осциллирующий характер.

Следующий важный шаг был сделан W. Holle в 1938 г. К сожалению, его работы также тру-

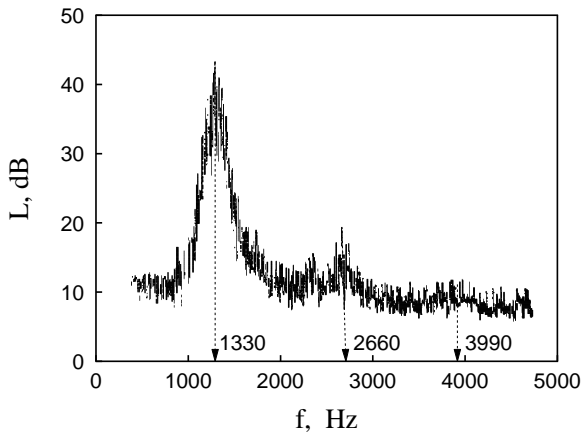


Рис. 3. Измеренный спектр эолового звука

дно доступны, однако в [28] приведены некоторые результаты упомянутых исследований. Наиболее важными из них являются экспериментально полученные спектры звуков, возникающих при размещении длинного тонкого стержня в воздушном потоке. На рис. 3 представлен заимствованный из [28] спектр звука, генерируемого потоком при обтекании стержня диаметром 5 мм. Скорость потока составляла 33 м/с, что соответствовало числу Рейнольдса, равному $1.08 \cdot 10^4$. Оказалось, что частота основного тона здесь выражена достаточно ярко и составляет 1330 Гц. С учетом этого число Струхала будет равно 0.2. Это хорошо коррелирует с приведенными выше результатами. Обратим внимание на то, что кроме основного тона в спектре присутствуют две высшие гармоники. Первая имеет частоту 2660, а вторая – 3990 Гц. Однако их уровни существенно ниже уровня основного тона (на 20 и 25 дБ соответственно). Появляется основание для вывода о том, что формулу Струхала следует обобщить, чтобы учесть гармоники основной частоты [28]:

$$f_n = St V n / d, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (2)$$

Анализ приведенного на рис. 3 спектра позволил установить еще один факт, имеющий очень большое значение с точки зрения акустики эоловых тонов. Поскольку основная частота генерируемого звука в опытах Holle составляла 1330 Гц и эксперимент проводился в воздушной среде, длина звуковой волны должна была составлять около 0.25 м. Это значит, что волновой размер источника эолового звука весьма мал и составляет не более 0.04 (учитывая, что отрыв вихря происходит тогда, когда его размер становится сравнимым с диаметром

цилиндра, мы предположили здесь, что размер источника эолового звука составляет не более двух диаметров цилиндра). Оценка волновых размеров эоловых источников, проведенная по другим литературным данным, однозначно подтверждает этот факт.

Таким образом, волновой размер области пространства за цилиндром, где происходит эффективное преобразование энергии потока в звуковую энергию, весьма мал. Это значит, что в принятых в гидроаэромеханике терминах источник является компактным.

Дальнейшие усилия были направлены на получение оценок интенсивности эоловых звуков. Судя по всему, эту проблему наиболее полно теоретически решил в 1946 г. Д. И. Блохинцев [28]. Он получил оценку

$$I = \frac{2}{3} \pi^3 \alpha^2 \frac{\rho V^6}{c^3} L^2 (1 - U/V)^4. \quad (3)$$

Здесь I – интенсивность звука; ρ – плотность среды; V – скорость потока; U – скорость сноса вихрей, образующих дорожку Кармана за стержнем; c – скорость звука в среде; L – длина цилиндрического стержня; r – расстояние до точки наблюдения; θ – угол между осью диполя и точкой наблюдения; $\alpha \approx 0.44 \cdot 10^{-2}$. Величина $1 - U/V$ в случае цилиндра равна 0.86.

Таким образом, главные интегральные характеристики эолового звука, как то основная частота, спектр, диаграмма направленности и интенсивность, к середине XX века были в целом оценены. Казалось бы, после этого, дальнейшие усилия должны быть сосредоточены на выяснении механизма преобразования энергии потока в звуковую энергию. Иными словами, следовало бы вычленивать в процессе обтекания цилиндрического стержня те локальные гидродинамические особенности поведения потока, которые приводят к образованию дипольного источника, и выяснить, что же физически представляет собой этот источник. Однако в доступной нам литературе нет исчерпывающего ответа на эти вопросы. Вместе с тем, сделан ряд важных наблюдений, уточняющих некоторые черты исследуемого явления. Во-первых, твердо установлено, что эолов звук порождается непосредственно в области, прилегающей к кормовой части стержня, а не в следе за телом, где сформировалась дорожка Кармана [28]. Действительно, пульсации давления, которые можно инструментально наблюдать в дорожке Кармана, не имеют никакого отношения к образованию звука. Они представляют собой типичный псевдозвук, поскольку скорость распространения таких пульсаций равна

скорости сноса вихрей, которая на порядки меньше скорости звука в среде [28]. В то же время, замечено, что возникновение звука по времени связано с моментом отрыва вихрей от цилиндрического стержня.

Основываясь на этих двух фактах, Д. И. Блохинцев в своей книге [28] сделал вывод от том, что "... периодический срыв вихрей порождает периодические импульсы малых сжатий и разрежений, которые и распространяются вдали от тела в виде звуковой волны...". Этому же мнению придерживаются и другие авторы. Например, А. А. Харкевич в книге [29] говорит: "... каждый раз при срыве вихря в области непосредственно за препятствием создается импульс давления...". Приведем еще одно важное его замечание: "... в последнее время, в связи с развитием общего понимания автоколебаний, высказывается иная гипотеза, представляющаяся гораздо более правдоподобной. Эта гипотеза не отрицает роли вихреобразования, но предполагает, что существует и обратная связь...".

Последнее утверждение имеет фундаментальное значение, но, к сожалению, конкретного механизма возникновения эоловых звуков оно так и не раскрывает. Попытаемся сделать это ниже.

АНАЛИЗ ЛОКАЛЬНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ПОТОКА ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЦИЛИНДРА

Начнем с анализа расчетных и экспериментальных данных, характеризующих локальные особенности структуры течений в окрестности поверхности цилиндра, находящегося в потоке [30–37]. Еще раз внимательно проследим за эволюцией этой структуры с изменением скорости потока.

Хорошо известно, что, начиная с определенных чисел Рейнольдса, в результате срыва потока за цилиндром возникают два симметричных вихря. С ростом скорости потока их размер постепенно увеличивается и они вытягиваются вдоль направления потока. Далее течение становится неустойчивым и один из вихрей начинает быстро увеличиваться в размерах, а второй – наоборот, уменьшаться. Поэтому картина линий тока непосредственно за цилиндром становится асимметричной относительно плоскости, коллинеарной набегающему потоку и проходящей через центр цилиндра. Когда размер вихря превосходит $1.5 \div 2.0$ диаметра цилиндра, происходит его отрыв от цилиндра и он начинает дрейфовать вниз по потоку. После такого отрыва начинает быстро расти второй вихрь и весь описанный процесс повторяется.

Поочередно отрываясь то с одной, то с другой части тыльной (кормовой) стороны цилиндра, вихри дрейфуют вниз по потоку и образуют дорожку Кармана. Описанный сценарий появления и срыва вихрей иллюстрирует внешнюю, качественную картину гидродинамического процесса, но не дает ответа на вопрос о причинах и механизме возникновения эолового звука. Поэтому обратимся к расчетным данным, из которых можно почерпнуть не только качественные, но и некоторые количественные сведения.

На рис. 4, заимствованном из [36], представлены характерные особенности течений вокруг неподвижного цилиндра при различных числах Рейнольдса. Здесь по расчетным значениям мгновенных полей скорости в потоке построены линии тока, т. е. такие линии, в каждой точке которых скорость в данный момент направлена по касательной к ним. При стационарном обтекании тел потоком линии тока всегда совпадают с траекториями движущихся частиц среды, а при нестационарном – могут и не совпадать [38].

Выбранный способ отображения движения среды дает возможность непосредственной количественной оценки относительной скорости течения в различных точках зоны обтекания. Чем сильнее сгущение линий тока, тем выше скорость движения среды. Там, где линии тока разряжаются, скорость понижается. Как видно из графиков, полученные таким образом расчетные картины вполне реалистично отражают все характерные особенности обтекания цилиндра потоком.

Учитывая указанные преимущества представления полученных расчетных данных в терминах линий тока, проведем более детальный анализ локальных особенностей потока вблизи цилиндра. На рис. 4, а изображено ламинарное обтекание цилиндра при низкой скорости потока ($Re=5$). Видно, что скорость непосредственно прилегающего к поверхности цилиндра слоя движущейся жидкости высока по сравнению со скоростями слоев, расположенных вдали от цилиндра. Здесь уместно вспомнить, что в силу эффекта Бернулли в области, где скорость потока повышается, давление падает. Поэтому в слое жидкости, прилегающей к поверхности обтекаемого тела, давление будет ниже, чем далеко от него.

Если скорость потока увеличить до $Re=20$ (см. рис. 4, б), то, как и следовало ожидать, возникает отрыв потока с поверхности тела (точка отрыва выделена пунктирной рамкой) и за цилиндром образуются два симметрично расположенных относительно оси $y=0$ и вытянутых вдоль нее кормовых вихря. Длина их чуть меньше диаметра ци-

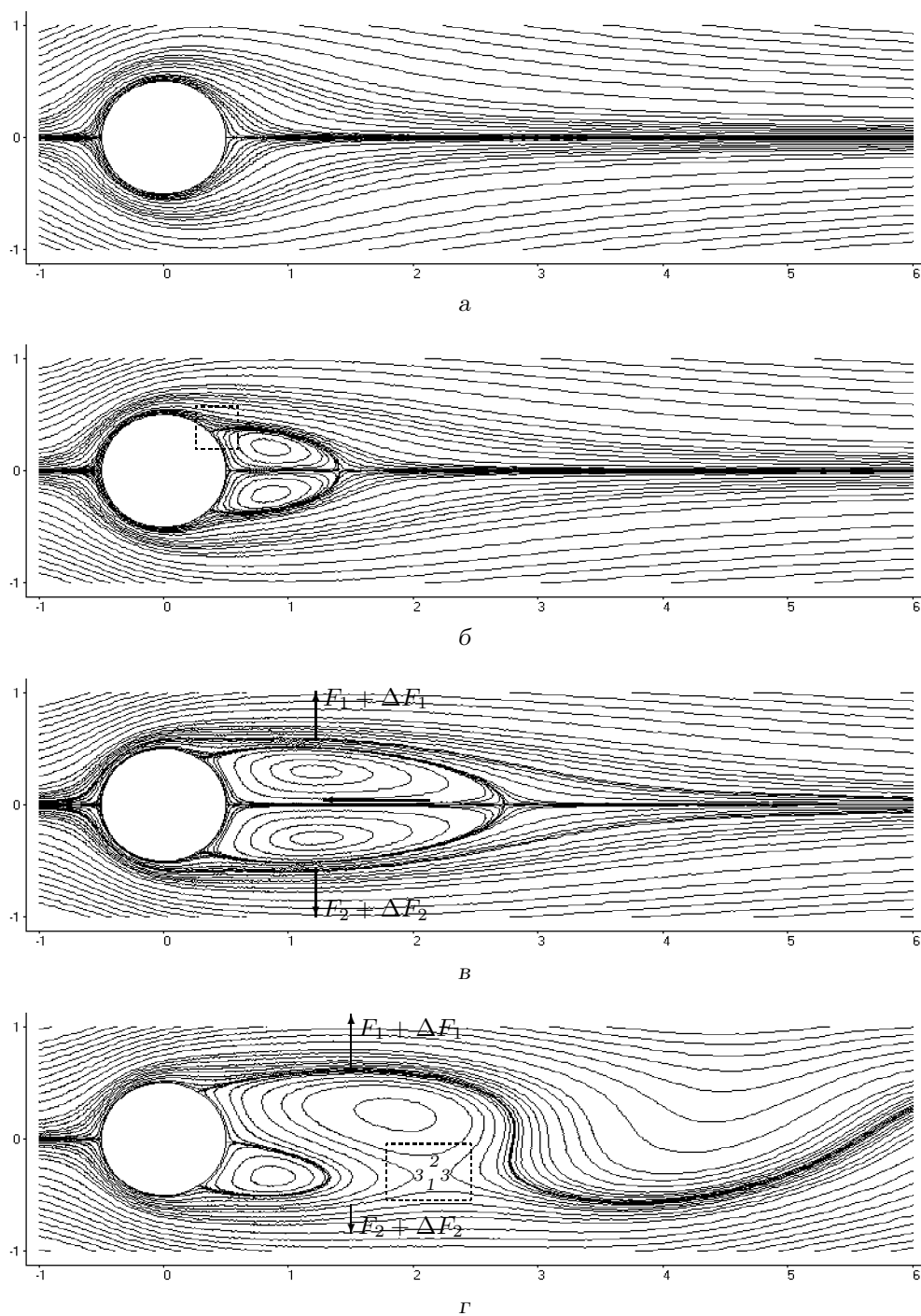


Рис. 4. Линии тока при обтекании цилиндра (расчет):
 а – стационарное обтекание, $Re = 5$; б – стационарное обтекание, $Re = 20$;
 в – стационарное обтекание, $Re = 40$; г – нестационарное обтекание, $Re = 50$

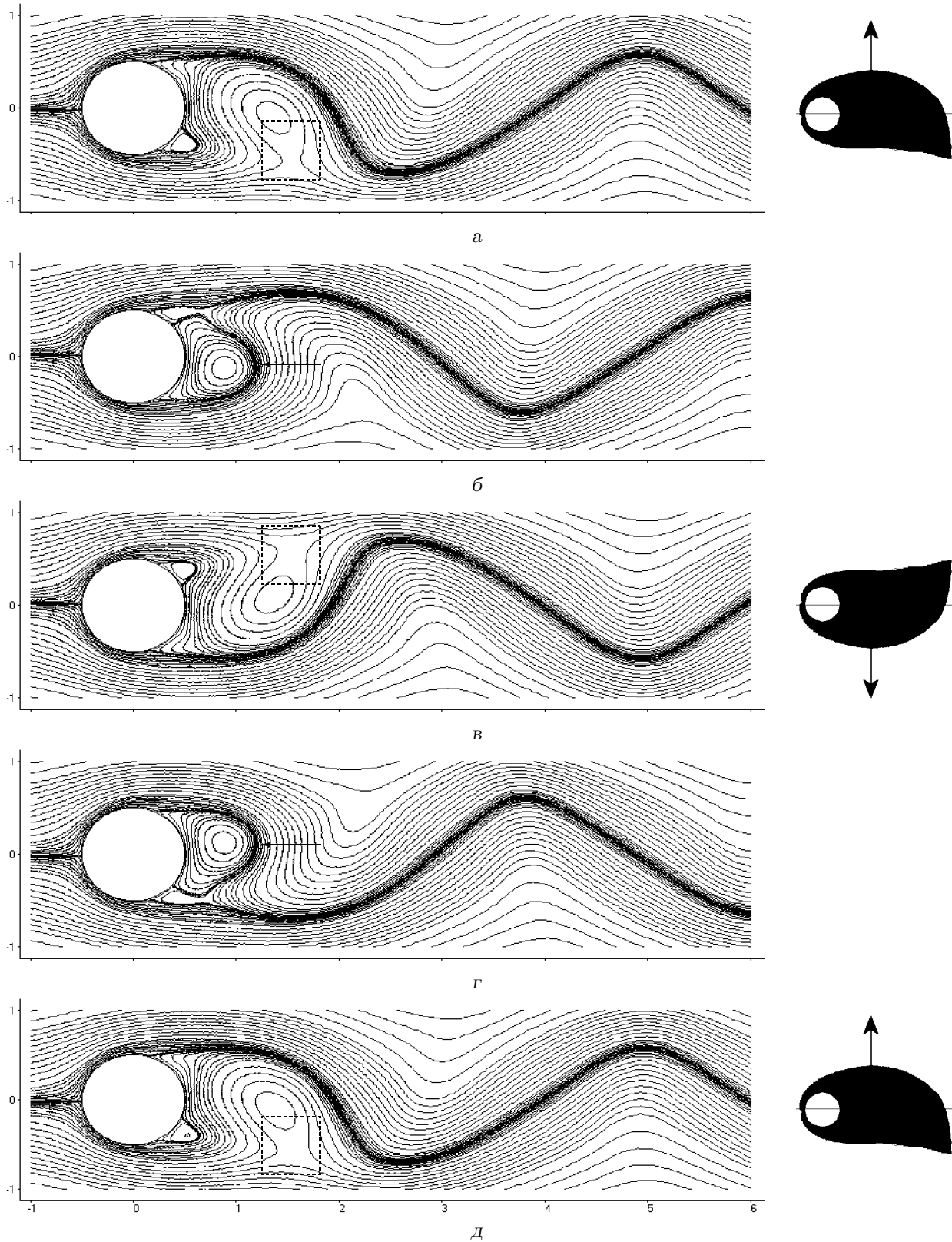


Рис. 5. Лінії тока при нестационарному обтеканию цилиндра потоком с $Re=200$ (расчет):
 а - $t=0$; б - $t=T/4$; в - $t=T/2$; г - $t=3T/4$; д - $t=T$

линдра, а общая ширина – около 0.7 его диаметра. Характерно, что здесь потоку приходится обтекать не только сам цилиндр, но и образовавшиеся за ним вихри. Любопытно, что последние ведут себя подобно некоему компактному “телу”, обособленному от окружающей их среды и стремящемуся сохранить свою форму.

Таким образом, эффективный размер всего обтекаемого “тела” (теперь уже цилиндра вместе с вихрями) удлинился почти в два раза. Естественно, что пропорционально увеличилась и длина участка, прилегающая к поверхности цилиндра и к внешней поверхности вихрей, где скорость слоев жидкости велика, а давление низкое. Отметим этот важный факт, который понадобится нам далее.

Можно сказать что, цилиндр и вихри заключены в единую “оболочку”, стенки которой представляют собой сравнительно тонкий слой быстротекущей жидкости с относительно низким давлением. Благодаря непосредственному контакту с внешней поверхностью вихрей, этот слой вынуждает их вращаться: верхний вихрь по часовой стрелке, а нижний – против нее. По этой причине внутренние соприкасающиеся с друг другом поверхности вихрей (они расположены на оси $y=0$), движутся с равными скоростями против направления движения потока (на рис. 4, в это движение указано стрелкой).

Далее, на рис. 4, в показана конфигурация вихрей при еще большей скорости потока ($Re=40$). Здесь продольный размер вихрей достиг примерно двух диаметров цилиндра, а поперечный стал почти равным диаметру. Потоку теперь приходится обтекать довольно удлиненное эквивалентное “тело”. Начиная с таких значений чисел Рейнольдса у вихрей (и окружающего их потока) появляется тенденция к потере поперечной устойчивости. Объясним причину этого феномена.

Как уже отмечалось, цилиндр и вихри практически полностью окружены слоем “оболочкой” из быстро движущейся жидкости, давление в котором ниже, чем давление вдали от цилиндра. Поэтому возникшие за счет эффекта Бернулли и действующие в поперечном по отношению к потоку направлении гидродинамические силы F_1 и F_2 (см. рис. 4, в) стараются оттянуть вихри друг от друга. Пока числа Рейнольдса были невелики, а продольный размер вихрей не превышал диаметра цилиндра, добавочные силы ΔF_1 и ΔF_2 , обусловленные флуктуациями давления в слое жидкости, обтекающей внешней поверхности вихрей, оставались

относительно малы⁵. Поэтому результирующие силы оставались практически равными и уравновешивали друг друга, обеспечивая достаточную стабильность и стационарность процесса обтекания.

При дальнейшем увеличении скорости потока размер вихрей и сопутствующие естественные флуктуации давления в скоростном слое, обтекающем внешние поверхности вихрей, растут. Поэтому вклады дополнительных (флуктуирующих) составляющих в силы $F_1 + \Delta F_1$ и $F_2 + \Delta F_2$ становятся все более значимыми. Таким образом, в некотором узком переходном диапазоне значений чисел Рейнольдса устанавливается “хрупкое”, неустойчивое, равновесие. Дальнейшее, даже небольшое, повышение скорости потока приведет к тому, что в какой-то момент одна из сил окажется несколько больше другой и неустойчивое равновесие моментально нарушится. У вихря, со стороны которого эта сила оказалась больше, появится возможность увеличивать свой размер (объем) быстрее другого вихря, поскольку давление на его внешней поверхности оказывается более низким.

Теперь внешняя поверхность большего вихря (на рисунке это верхний вихрь) становится все более выпуклой и, как следствие, скорость обтекающего ее слоя жидкости еще более увеличивается, а давление еще сильнее падает (см. зону сгущения линий тока на рис. 4, г). Процесс роста верхнего вихря становится необратимым и принимает лавинообразный характер: увеличение размера вихря приводит к увеличению его выпуклости и к соответствующему увеличению скорости обтекающего слоя среды, что, в свою очередь, вызывает дальнейшее снижение давления в этом слое, обеспечивая возможность дальнейшего роста и т. д.

Нижний вихрь оказался меньше верхнего и скорость обтекающего его внешнюю поверхность слоя жидкости падает (линии тока здесь становятся заметно реже), что ведет к возрастанию давления. Собственно, здесь тоже идет аналогичный лавинообразный процесс, но с обратной тенденцией – размер нижнего вихря уменьшается. Примечательно, что увеличение размера верхнего вихря происходит за счет “отсоса” среды из нижнего в силу разницы давлений между их внешними поверхностями.

⁵Эти флуктуации вызваны тем, что распределение скоростей по нормали к набегающему на цилиндр потоку не является идеально равномерным. В реальности оно имеет некоторую, относительно небольшую, неравномерность, которая вдобавок зависит от времени. В сравнительно недавно вышедшей работе [39] показано, что дополнительные флуктуации давления в обтекающем слое могут возникать также за счет колебаний поверхности вихрей.

Поскольку сила $F_1 + \Delta F_1$ становится существенно больше $F_2 + \Delta F_2$, возникает направленная вверх результирующая подъемная сила. Она приподнимает верхний вихрь, приводя к еще большей асимметрии картины потока за цилиндром относительно оси $y=0$. Любопытно, что теперь конфигурация внешнего контура, внутри которого разместились цилиндр и оба вихря, начинает приближаться к конфигурации широкопрофильного крыла.

Обратим внимание на еще один факт, имеющий принципиальное значение. Для этого снова обратимся к рис. 4, г, а именно, к области с координатами $x \approx 2.1$, $y \approx -0.4$, которая заключена на рисунке в пунктирную рамку. Поскольку верхний вихрь сильно вырос, а нижний – уменьшился, то нижняя поверхность верхнего вихря вошла в непосредственный контакт с внешним потоком. Но поскольку вихрь вращается по часовой стрелке, то в этом месте направление движения принадлежащих вихрю частиц жидкости (линия тока 2) и направление движения частиц жидкости, принадлежащей внешнему потоку (линия тока 1), прямо противоположны и практически равны по величине. Как результат, области между линиями тока 1, 2 и 3 жидкость перестает двигаться и возникает резкое торможение вращательного движения вихря. Часть слоя потока, обтекающего нижнюю поверхность малого вихря, вынуждена резко изменить направление движения – почти на 150° , обойти большой вихрь, выйти из него и, снова резко изменив направление, влиться во внешний поток (проследим, например, за линией тока 3).

К чему же приведет торможение нижней части большого вихря в то время, как его верхняя часть продолжает вынужденное вращательное движение под действием обтекающего потока? Совершенно очевидно, что возникнет момент относительно некоторой точки (в нашем случае, $x \approx 2.1$, $y \approx -0.4$), направленный по часовой стрелке и стремящийся оторвать большой вихрь от цилиндра. С дальнейшим ускорением потока зона торможения нижней части большого вихря еще несколько вырастет и величина момента достигнет той критической величины, которая может оказаться достаточной для отрыва вихря от кормовой части цилиндра.

Выше мы рассмотрели случаи, когда скорость обтекающего потока относительно невелика и течение имело стационарный характер, а конфигурация вихрей за цилиндром была стабильна, осесимметрична и со временем не изменялась. Разумеется, при таких условиях эоловы звуки не генерируются. Для того, чтобы началась генерация звука, необходимо повысить скорость потока до кри-

тической величины, когда начнется отрыв вихрей от цилиндра, т. е. необходимо, чтобы течение стало нестационарным. Понимая это, подробно проанализируем расчетные данные, полученные в [36] для высоких скоростей потока, когда обтекание цилиндра имеет явно нестационарный характер.

На рис. 5 изображен ряд картин линий тока при $Re=200$, рассчитанных для фиксированных последовательных моментов времени. При такой скорости потока вихри, образующиеся за цилиндром, циклически отрываются от него, образуя вниз по потоку дорожку Кармана. Моменты времени, для которых проводились расчеты, подбирались таким образом, чтобы полностью охватить один цикл процесса. Если принять время цикла за T , то пять картин линий тока, изображенных на рис. 5, соответствуют сдвигам по времени на $T/4$. Заметим, что продолжительность одного цикла определил еще Струхаль (см. формулу (1)). Если учесть, что частота будет $f=1/T$, то $T \approx 5d/V$, где d – диаметр цилиндра, а V – скорость потока вдали от цилиндра.

Видно, что все картины линий тока существенно несимметричны относительно оси $y=0$. На рис. 5, а, практически идентичном рис. 4, г, показан начальный момент $t=0$, когда верхний вихрь достиг своего максимального размера, нижняя его часть уже заторможена (область торможения отмечена контуром из точек) и возник момент, готовый оторвать вихрь от цилиндра. Нижний вихрь пока достаточно мал. Через четверть цикла (см. рис. 5, б) верхний вихрь уже оторвался, а нижний – быстро растет. Через полцикла (см. рис. 4, в) картина полностью антисимметрична относительно оси $y=0$ по сравнению с рис. 5, а. Здесь приготовился к отрыву уже нижний вихрь. Через $3/4$ цикла (см. рис. 5, г) нижний вихрь уже оторвался, а верхний – растет (антисимметрия по отношению к рис. 4, б). Наконец, через цикл (см. рис. 5, д) процесс возвращается к своему исходному состоянию.

Таким образом, рассмотрев основные особенности нестационарного обтекания цилиндра, можно убедиться, что он носит явно автоколебательный характер. Роль канала положительной обратной связи выполняют возникающие за счет эффекта Бернулли силы, разрушающие симметрию процесса обтекания, что обуславливает преимущественный рост одного из вихрей за счет другого. Когда разбухший вихрь достигает размеров, несколько превышающих диаметр цилиндра, одна из его боковых поверхностей начинает соприкасаться с внешним потоком. Поскольку векторы скорости потока и окружной скорости вихря в месте соприкосно-

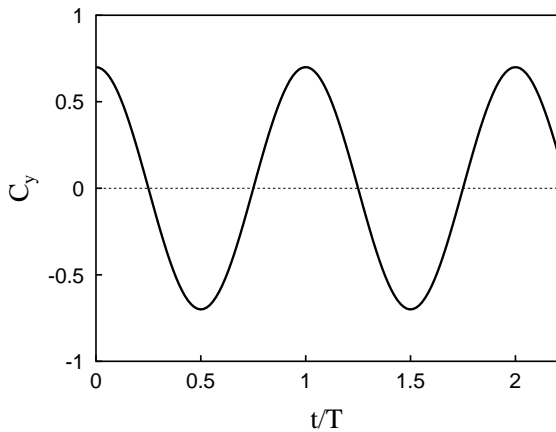


Рис. 6. Изменение коэффициента подъемной силы для цилиндра за два периода эолового тона при $Re=200$

вения примерно равны по величине и противоположно направлены, вращательное движение вихря в этой зоне резко затормаживается. Возникает момент относительно зоны торможения, который и отрывает вихрь от цилиндра. Отрыв вихря способствует росту нового вихря и процесс повторяется заново.

По сути, мы только что подробно разобрали чисто гидродинамическую сторону автоколебательного процесса. Поэтому возникает естественный вопрос: так за счет чего же генерируется эолов звук? Ответить на него теперь уже достаточно легко. Для этого снова обратимся к рис. 5, где справа от трех картин линий тока, соответствующих $t=0$, $T/2$ и T , схематически изображены контуры “тел”, которые приходится обтекать потоку в эти моменты. Хорошо видно, что их форма несимметрична относительно оси $y=0$: с одной стороны они выпуклые, а с другой – почти плоские. Но наиболее важно с точки зрения акустики то, что это “тело” в течение одного цикла автоколебательного процесса дважды изменяет свою форму на зеркально противоположную относительно $y=0$. Этот эффект эквивалентен циклическому перемещению “тела” в поперечном, по отношению к потоку, направлении, т. е. с точки зрения акустики оно совершает осцилляции. Именно за счет осцилляций компактного завихренного объема жидкости за цилиндром и генерируются звуковые волны.

Очевидно, что поперечные осцилляции объема среды за цилиндром должны порождать источник звука дипольного типа. Поэтому излучение звука должно концентрироваться в направлении оси y , т. е. перпендикулярно направлению потока. Этот

вывод полностью согласуется с экспериментальной диаграммой направленности на рис. 3, а также подтверждается результатами, полученными позже другими авторами [9, 28, 29]. Однако эффективность эоловых звуков весьма низка. Связано это, в первую очередь, с тем, что размер колеблющегося за цилиндром объема среды существенно меньше длины излучаемой волны. Действительно, как показал Струхаль, частота эоловых звуков определяется выражением $f \approx 0.2V/d$. Учитывая, что $f = c/\lambda$ (здесь c – скорость звука в среде, а λ – длина излучаемой звуковой волны), имеем

$$\frac{c}{\lambda} \approx 0.2 \frac{V}{d},$$

или окончательно

$$\frac{d}{\lambda} \approx 0.2 \frac{V}{c} = 0.2M, \quad (4)$$

где M – число Маха.

Таким образом, если учесть, что максимальная длина колеблющегося за цилиндром объема среды составляет примерно $2d$, то его волновой размер не превышает $0.4M$. Поскольку эолов звук возникает при небольших или умеренных числах Маха, очевидно, что размер источника всегда будет намного меньше длины излучаемой звуковой волны и эффективность его будет крайне низка.

Выше основное внимание было уделено случаю, когда обтекаемый потоком цилиндр по всей своей длине был закреплен и абсолютно неподвижен. В реальности возникает много ситуаций, когда цилиндрическое тело закреплено не жестко, а имеет некоторую степень свободы в поперечном по отношению к потоку направлении (например, натянутая струна или трос, провода и т. д.). В этих случаях возникающая при нестационарном обтекании циклическая знакопеременная подъемная сила F_y , действуя на тело, вынуждает его колебаться в направлении, поперечном по отношению к потоку (см., например [37, 40]). Эффективность излучения эоловых звуков при этом значительно возрастает, особенно в случаях, когда собственная частота поперечных колебаний тела близка к частоте Струхалья. Это обусловлено резким увеличением амплитуды поперечных колебаний как самого тела, так и кормового вихря. В таких случаях говорят о “ветровом резонансе”. Поскольку тогда сила эоловых звуков резко увеличивается, он становится хорошо слышим, что и было подмечено еще много веков назад.

Здесь будет уместно проиллюстрировать величину и характер изменения во времени подъемной силы, действующей на цилиндр в потоке. На

рис. 6 представлен график зависимости коэффициента подъемной силы от времени, рассчитанный для параметров обтекания цилиндра, принятых на рис. 5. Как видно из графика, действующая на цилиндр подъемная сила имеет почти гармонический (косинусоидальный) характер и полностью коррелирована по времени с изменением внешнего контура кормового следа за телом. Частота изменения подъемной силы равна частоте Струхала. Именно это создает предпосылки для существенного увеличения силы эолова тона, если не накладывать ограничений на поперечные (по отношению к направлению потока) движения цилиндра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен подробный анализ локальных особенностей потока при стационарном и нестационарном обтекании цилиндра. На его основе уточнен физический механизм возникновения автоколебаний вихревой зоны, образующейся за цилиндром, и указан гидродинамический канал положительной обратной связи, обеспечивающий устойчивое поддержание автоколебаний. С акустической точки зрения конкретизирован и локализован источник эоловых тонов и определена форма его колебаний.

Представленные физические объяснения механизма эоловых тонов полностью согласуются с известными фактическими данными.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает глубокую признательность профессору Днепропетровского университета доктору физико-математических наук А. А. Приходько за любезно предоставленные расчетные материалы по обтеканию цилиндра потоком.

- Гомер. Одиссея / Пер. В. А. Жуковского.– М.-Л.: Academia, 1935.– 235 с.
- Большая Советская Энциклопедия, второе изд.: том 49.– М.: БСЭ, 1951.– С. 680.
- Strouhal V. Über eine besondere art der tonerregung // Ann. Phys.– 1878.– 5, N 10.– P. 216–251.
- Rayleigh J. W. The explanation of certain acoustical phenomena // Proc. Lond. Math. Soc.– 1899.– 1.– P. 402–414.
- Лорд Рэлей Теория звука. Том 2.– М.-Л.: ГИТТЛ, 1944.– С. 476.
- Константинов Б. П. Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде.– Л.: Наука, 1974.– 144 с.
- Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний.– М.: Гостехиздат, 1937.– 567 с.
- Анищенко В.С. Сложные колебания в простых системах.– М.: Наука, 1990.– 311 с.
- Ричардсон Э. Динамика реальных жидкостей.– М.: Мир, 1965.– 328 с.
- Константинов Б. П., Рябинина Н. Н. О колебаниях струи в связи с возбуждением органной трубы // Докл. 2-ой Всесоюз. акуст. конф.– М.: Транспорт, 1935.– С. 28.
- Powell A. On the edgetone // J. Acoust. Soc. Amer.– 1961.– 33, N 4.– P. 395–409.
- Powell A. Vortex action in edgetone // J. Acoust. Soc. Amer.– 1962.– 34, N 2.– P. 163–166.
- Tam C. K. W. Discrete tones of isolated // J. Acoust. Soc. Amer.– 1974.– 55, N 6.– P. 1173–1177.
- Lucas M., Rockwell D. Self-excited jet: Upstream modulation and multiple frequencies // J. Fluid Mech.– 1984.– 147.– P. 333–352.
- Staubli T., Rockwell D. Interaction of a unstable planar jet with an oscillating leading edge // J. Fluid Mech.– 1987.– 176.– P. 135–167.
- Crighton D.G. The jet edge-ton feedback cycle: Linear theory for the operating stages // J. Fluid Mech.– 1992.– 234.– P. 361–391.
- Elder S. A. On the mechanism of sound production in organ pipes // J. Acoust. Soc. Amer.– 1972.– 54, N 6.– P. 1554–1564.
- Tam C. K. W., Blick P. J. W. On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities // J. Fluid Mech.– 1978.– 89.– P. 373–399.
- Mast T. D., Pierce A. D. Describing-function theory for flow excitation of resonators // J. Acoust. Soc. Amer.– 1994.– 97, N 1.– P. 163–172.
- Chanaud R. C., Powell A. Some experiments concerning the hole and ring tone // J. Acoust. Soc. Amer.– 1964.– 37, N 5.– P. 902–911.
- Wilson T. A., Beavers G. S., DeCoster M. A., Holger D. K., Regenfuss M. D. Experiments on the fluid mechanics of whistling // J. Acoust. Soc. Amer.– 1970.– 50, N 1, Pt 2.– P. 163–172.
- Hourigan K., Welsh M. C., Tompson M. C., Stokes A. N. Aerodynamic sources of acoustic resonance in a duct with baffles // J. Fluids Struct.– 1990.– 4.– P. 345–370.
- Труды второго всесоюзного симпозиума по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике, 3–7 декабря 1979, Суздаль.– М.: Наука, 1982.– 331 с.
- Rockwell D., Naudasher E. Self-sustained oscillations of impinging free shear layers // Ann. Rev. Fluid. Mech.– 1979.– 11.– P. 67–94.
- Rockwell D. Oscillations of impinging shear layers // AIAA J.– 1983.– 5.– P. 645–664.
- Etkin B., Korbacher G., Keefe R. Acoustic radiation on a stationary cylinder in a fluid stream (Aeolian tones) // J. Acoust. Soc. Amer.– 1957.– 29, N 1.– P. 30–36.

27. *Stowell E.Z., Deming A.F.* Vortex noise from rotating cylindrical rods // *J. Acoust. Soc. Amer.*– 1936.– **7**, N 3.– P. 190–198.
28. *Блохинцев Д. И.* Акустика неоднородной движущейся среды.– М.: Наука, 1981.– 206 с.
29. *Харкевич А. А.* Автоколебания.– М.: ГИТТЛ, 1954.– 170 с.
30. *Dennis S., Chang G. Z.* Numerical solutions for steady flow past a circular cylinder at Reynolds number upto 100 // *J. Fluid Mech.*– 1970.– **42**.– P. 471–493.
31. *Braza M., Chassaing P., Minh H.* Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder // *J. Fluid Mech.*– 1986.– **165**.– P. 79–130.
32. *Coutanceau M., Bernard R.* Experimental determination of the main features of the viscous flow in the wake of a circular cylinder in uniform translation. Part 1. Steady flow // *J. Fluid Mech.*– 1977.– **79**.– P. 231–254.
33. *Tritton D. J.* Experiments on the flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers // *J. Fluid Mech.*– 1959.– **6**.– P. 547–567.
34. *Gaster M.* Vortex shedding from circular cylinder at low Reynolds number // *J. Fluid Mech.*– 1971.– **46**, Pt 4.– P. 751–756.
35. *Ван-Дайк М.* Альбом течений жидкости и газа.– М.: Мир, 1986.– 184 с.
36. *Приходько А. А., Редчиц Д. А.* Численное моделирование нестационарного течения в следе за цилиндром на основе уравнения Навье–Стокса // *Прикл. гидромех.*– 2005.– **7**, N 1.– С. 56–71.
37. *Федяевский К. К., Блюмина Л. Х.* Гидроаэродинамика отрывного обтекания.– М.: Машиностроение, 1977.– 120 с.
38. *Лойцянский Л. Г.* Механика жидкости и газа.– М.-Л.: ГИТТЛ, 1950.– 676 с.
39. *Elcrat A. R., Fornberg B., Miller K. G.* Stability of vortices in equilibrium with a cylinder // *J. Fluid Mech.*– 2005.– **544**.– P. 53–68.
40. *Лямшев Л. М.* Об эоловых тонах // *Акуст. ж.*– 1962.– **8**, N 1.– С. 91–98.