

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ  
ИНСТИТУТ ГИДРОМЕХАНИКИ

И. В. Вовк, В. Т. Гринченко

**ЗВУК, РОЖДЕННЫЙ ПОТОКОМ**  
(очерк об аэрогидродинамической акустике)

КИЕВ  
НАУКОВА ДУМКА  
2010

Эта книга посвящена увлекательной проблеме порождения звука потоками жидкости и газа. В достаточно простой и наглядной форме она знакомит читателя со многими физическими явлениями, возникающими при взаимодействии потока с различными препятствиями. Он узнает о некоторых основных законах, которым подчиняются движения жидкостей и газов, и о тех ученых, которые способствовали их открытию. Кратко излагается история развития аэрогидродинамической акустики, и обсуждаются современные ее проблемы и перспективы. Подробно рассматриваются многие естественные и искусственные аэрогидродинамические излучатели звука, их устройство и механизмы возбуждения в них звука. Читатель узнает, почему излучают звук сирена, свисток, орган, как возникает звук в гортани человека при пении и речи и почему появляются хрипы в легких при респираторных заболеваниях. Для широкого круга читателей, интересующихся физикой. Она в равной степени будет интересна и учащимся, и преподавателям средней и высшей школ, а также полезна для самообразования.

И. В. Вовк, В. Т. Гринченко. Звук, рожденный потоком (очерк об аэрогидродинамической акустике). – Киев: Наукова думка, 2010. – 221 с.

Ця книга присвячена захоплюючій проблемі породження звуку потоками рідини й газу. В досить простій і наочній формі вона знайомить читача з багатьма фізичними явищами, що виникають при взаємодії потоку з різними перешкодами. Він довідається про деякі основні закони, яким підкоряються рухи рідин і газів, і про тих учених, які сприяли їхньому відкриттю. Коротко викладається історія розвитку аерогідродинамічної акустики й обговорюються сучасні її проблеми та перспективи. Докладно розглядаються багато природні й штучні аерогідродинамічні випромінювачі звуку, їхня будова й механізми збудження в них звуку. Читач довідається, чому випромінюють звук сирена, свисток, орган, як виникає звук у гортані людини при співі й мові та чому з'являються хрипи в легенях при респіраторних захворюваннях. Для широкого кола читачів, які цікавляться фізикою. Книга буде однаково цікава й учням, і викладачам середньої та вищої шкіл, а також корисна для самоосвіти.

І. В. Вовк, В. Т. Грінченко. Звук, породжений потоком (нарис про аерогідродинамічну акустику). – Київ: Наукова думка, 2010. – 221 с.

*Утверждено к печати ученым советом  
Института гидромеханики НАН Украины*

*Рецензенты  
докт. физ.-мат. наук проф. И. Т. Селезов,  
докт. физ.-мат. наук В. Т. Мацытура*

*Научно-издательский отдел физико-математической литературы  
Редактор Г. Н. Гавричкова*

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ . . . . .	5
1. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОАЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ . . . . .	9
1.1. Общие уравнения динамики сжимаемой вязкой жидкости . . . .	9
1.2. Упрощающие предположения в задачах динамики потоков . . .	13
2. ПРОСТЕЙШИЕ МОДЕЛИ ИСТОЧНИКОВ ЗВУКА, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В КЛАССИЧЕСКОЙ АКУСТИКЕ . . . . .	19
3. ЭКСКУРС В НЕКОТОРЫЕ ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ В ПОТОКЕ . . . . .	35
4. НЕКОТОРЫЕ ИСТОРИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ РАЗВИТИЯ ГИДРОАЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ . . . . .	56
5. ЭВОЛЮЦИЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О МЕХАНИЗМАХ ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА ПОТОКОМ . . . . .	61
6. ИСКУССТВЕННЫЕ И ЕСТЕСТВЕННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ЗВУКА . . . . .	82
6.1. Сирены . . . . .	82
6.2. Речевой аппарат человека и речеобразование . . . . .	95
6.3. Эоловы тона . . . . .	112
6.4. Звукообразование при взаимодействии потока с нишей . . . . .	140
6.5. Струйные гидроаэродинамические генераторы звука . . . . .	160
ЗАКЛЮЧЕНИЕ . . . . .	206
ЛИТЕРАТУРА . . . . .	207



## ВВЕДЕНИЕ

Там, где сливаясь шумят,  
Обнявшись, будто две сестры,  
Струи Арагвы и Куры.

*М. Ю. Лермонтов. Мцыри*

Испокон веков человека окружали звуки, порожденные различными природными явлениями и животными. В самом общем случае все эти звуки можно разделить на две категории. К первой категории относятся шумовые звуки, например, шум дождя, шум морского прибоя, шум ветра в кронах деревьев, шум транспортных магистралей, шипение змей, кошачьих и т.д. А ко второй категории относятся тональные (музыкальные) звуки, например, “пение” ветра в тросах корабельных снастей, в печных трубах, в щелях и на острых кромках различных предметов. Наконец, трели и свист птиц, звуки животных (например, вой волков) и т.д. Да и сам человек, с помощью своего голосового аппарата, способен издавать как шумовые, так и тональные звуки, что позволяет ему во всем многообразии реализовывать свои речь и вокал.

Еще не в столь отдаленные времена человек связывал возникновение всех этих звуков с проявлением высших сил. Существует много прекрасных поэтических легенд и мифов, связанных к примеру с ветром. Так, в эпической поэме Гомера “Одиссея” [1] древнегреческий владыка ветров Эол<sup>1</sup>, дал Одиссею благоприятный ветер Зефир, а также снабдил его 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 было названо эоловыми тонами или звуками [2].

Конечно, теперь мы хорошо знаем в чем отличие шумовых звуков (шумов) от тональных (музыкальных) звуков. Сравнительно давно установлено, что шумы характеризуются широким сплошным, более менее равномерным или плавно спадающим к высоким частотам, спектром частот. В противовес этому, тональные звуки характеризуются весьма узким спектром частот. Однако, еще 200 лет тому назад, эти отличия не были известны и человек полагался (впрочем как и большинство людей

---

<sup>1</sup>“Резиденция” владыки ветров, по мнению древних греков, находилась на Эоловых островах, расположенных в 30 км северо-восточнее острова Сицилия.

сейчас) в основном на свое чувственное восприятие звуков, разделяя их на благоприятные (“ласкающие” слух) и не благоприятные (раздражающие).

К шумам человек относится в целом негативно, поскольку их длительное воздействие утомляет и раздражает его<sup>2</sup>, хотя не редко умеренный шум прибоя или легкий шум ветра в кронах деревьев действует на него успокаивающе. В то же время к тональным звукам человек относится чаще позитивно и особенно трепетно к музыке, которая собственно и состоит из определенной последовательности тональных звуков. Наверное поэтому, на протяжении многовековой истории человек экспериментирует и создает устройства и приборы, с помощью которых можно извлекать тональные звуки. Эти устройства со временем постепенно совершенствовались и сегодня мы имеем весьма большой набор эффективных (с точки зрения способности их генерировать тональные звуки) технических аппаратов и изящных музыкальных инструментов. Последние, как известно, подразделяются на струнные, ударные и духовые. Что касается первых двух, то благодаря блестящим успехам науки за последние 200 лет стали исчерпывающе ясны и понятны все тонкости процесса генерации ими звуков. Действительно, о самой струне, как источнике тонального звука, сегодня известно практически все. Установлены вполне строгие закономерности, связывающие частоту излучаемого струной звука со всеми ее геометрическими и физическими параметрами (длиной, толщиной, материалом и способом закрепления концов), а также способами ее возбуждения. Во многом это справедливо и для ударных инструментов, поскольку их механизм возбуждения вполне удовлетворительно описывается хорошо развитой теорией колебаний пластин, оболочек и мембран [4, 23]. Однако читателю, который серьезно и глубоко интересуется музыкальными инструментами и их свойствами, не следует слишком переоценивать эти, безусловно, фундаментальные достижения науки. Как хорошо известно, громкость и особенности звучания струнных музыкальных инструментов также во многом зависят от геометрических, физических и конструктивных свойств объекта (тела), к которому крепятся струны, а также от способа возбуждения струн (смычком, щипком или ударом молоточка). Действительно, не нужно никого убеждать, что струны скрипки, гитары, арфы или рояля зву-

---

<sup>2</sup>Уровень шума выше 80 дБ относительно звукового давления  $2 \cdot 10^{-5}$  Па вообще опасен для здоровья человека [3].

чат совершенно по-разному. Поэтому, чтобы понять почему конкретный музыкальный инструмент звучит именно так, а не иначе, необходимо изучать колебания не отдельно выделенной струны, а совместные (связанные) колебания струны с самим телом конкретного музыкального инструмента, к которому она крепится. А это оказывается и теоретически и технически во много раз труднее, чем изучать колебания отдельно выделенной струны. К глубокому сожалению, фундаментальная наука весьма мало уделяет внимание изучению этой проблемы и, конечно, на это имеются веские социальные, финансовые и ряд других научно-технических причин. Вот почему инструменты, кустарно изготовленные старыми выдающимися мастерами, такими, как Страдивари<sup>3</sup> и др., до сих пор очень высоко ценятся в музыкальных кругах.

Что касается духовых инструментов и всех тех устройств (сирен, свистков, гудков и т.д.), в которых тональные звуки возникают за счет преобразования некоторой части энергии потока воздуха (или жидкости) в звуковую энергию, то здесь не все так очевидно и о механизмах процесса генерации звуков потоком по сути до сих пор продолжаются дискуссии. И объясняется это в первую очередь тем, что изучение таких процессов связано с преодолением огромных трудностей теоретического и экспериментального плана, о которых мы расскажем ниже.

Конечно, можно задать вполне справедливый вопрос: пусть мы не все знаем об особенностях этих тонких механизмов, но ведь уже созданы многие приборы и духовые музыкальные инструменты, реализующие преобразования энергии потока воздуха в звуковую энергию? Ответ на этот вопрос весьма прост – история науки и техники дает основание утверждать, что большинство различных приборов и устройств (в том числе и музыкальных инструментов) было изобретено в основном без каких – либо серьезных теоретических предпосылок. Чаще всего изобретатели руководствовались здравым смыслом, природной смекалкой и наблюдательностью, любознательностью и интуицией. А углубленный физический анализ процессов, происходящих в этих устройствах, появлялся чаще всего гораздо позже по мере накопления теоретических и экспериментальных знаний. Ярким примером может служить греческая струнная арфа, изобретенная никак не меньше 2500 лет назад. А теории колебания струн и излучения ими звуков начали серьезно развиваться не более чем 200 лет тому назад [4, 23].

---

<sup>3</sup>Антонио Страдивари (1644–1737 гг.) – знаменитый итальянский скрипичный мастер.

Вместе с этим, прогресс в изучении и понимании тонких механизмов процесса преобразования энергии потока в звуковую энергию в последние несколько десятков лет явно наметился. Это стало возможным благодаря разработке новых подходов к объяснению этих механизмов, а также благодаря стремительному прогрессу электроники и вычислительной техники, которые, с одной стороны, позволили существенно усовершенствовать технику эксперимента, а с другой – приступить наконец к реализации тех сложнейших вычислительных алгоритмов, с помощью которых оказалось возможным шаг за шагом проследить динамику процесса преобразования энергии потока в звуковую энергию.

Мы не ставим своей целью исчерпывающим образом охватить все, имеющиеся на сегодняшний день, теоретические и экспериментальные достижения в такой содержательной, поучительной и интересной области физики, как генерация звука потоком. Наша задача гораздо скромнее. На основании детального рассмотрения ряда конкретных объектов и устройств, в которых осуществляется преобразование энергии потока в звуковую энергию, попытаться раскрыть физические причины и тонкие механизмы этого преобразования и показать разнообразие этих механизмов. При этом мы будем излагать не только свои взгляды на эту проблему, но и взгляды других исследователей, в том числе и в исторической перспективе. Мы надеемся, что предлагаемая книга будет полезна всем, кто интересуется проблемой генерирования звука потоками жидкости или газа<sup>4</sup>, и будет способствовать повышению уровня их физического понимания этих процессов.

---

<sup>4</sup>В классической механике термином “жидкость” (если скорости потоков среды значительно меньше скорости распространения в ней звука) обозначается не только капельная жидкость, например вода, но также и газ, например воздух. Поэтому ниже мы не будем делать различий между этими понятиями и говоря о среде будем иметь в виду и жидкость и газ.



# 1. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОАЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

## 1.1. Общие уравнения динамики сжимаемой вязкой жидкости

В современном естествознании, особенно в таком его разделе как физика, важным средством получения нового знания является математическое моделирование изучаемых процессов. Такое моделирование позволяет изучить характеристики физического процесса в широком диапазоне изменения определяющих параметров и выработать рекомендации для практического построения приборов и устройств. Это в полной мере относится и к акустическим устройствам, в которых звук генерируется за счет использования кинетической энергии потока. Формирование системы уравнений, составляющих сущность математической модели, базируется на использовании общих физических законов в рамках модели сплошной среды. Возможность использования такой модели обусловлена тем, что характерные пространственные масштабы изучаемых движений среды значительно превосходят межатомные и межмолекулярные расстояния в жидкостях и газах [39].

В рамках такой модели объектом исследования является материальная частица, движение которой описывается вектором скорости

$$\vec{v}(\vec{r}, t) = \{v_1(\vec{r}, t), v_2(\vec{r}, t), v_3(\vec{r}, t)\}; \quad \vec{r}(t) = \{x_1(t), x_2(t), x_3(t)\}.$$

Силовое взаимодействие между частичками сплошной среды описывается тензором напряжений  $T = T(\sigma_{i,j})$ . Для таких сред, как воздух, вода и многих подобных им, тензор  $T$  является симметричным тензором второго ранга, т.е. выполняется равенство  $\sigma_{i,j} = \sigma_{j,i}$ .

Физические свойства жидкостей и газов, в общем случае, описываются большим числом различных параметров. При описании эффектов излучения звука потоком, важнейшими параметрами являются плотность среды  $\rho$ , модуль объемной упругости  $K$  и сдвиговая кинематическая вязкость  $\nu$ . Эффекты объемной вязкости для рассматриваемых типов сред несут существенны [53].

Используя введенные характеристики движения частиц среды и ее физических свойств можно выписать систему дифференциальных урав-

нений, определяющую связи между кинематическими и силовыми величинами. При этом будут использоваться стандартные дифференциальные операторы  $\text{div}$ ,  $\text{rot}$ ,  $\text{grad}$ ,  $\Delta$ ,  $\nabla$ , значения и смысл которых подробно расшифровываются в прекрасном справочном пособии [12].

Первые два из этих уравнений являются общими для всех известных сплошных сред. Первое уравнение отражает свойство непрерывности сплошной среды или, что эквивалентно, свойство сохранения массы выделенного элементарного объема. В терминах плотности и скорости частиц среды это уравнение имеет вид [39]

$$\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \text{div}(\vec{v}) = 0. \quad (1.1)$$

Здесь использовано понятие так называемой материальной производной

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla,$$

которое отражает изменение плотности элементарной частицы среды в процессе движения. Такую материальную производную следует использовать и при записи второго уравнения, выражающего второй закон Ньютона<sup>5</sup> относительно элементарной частицы сплошной среды. Поскольку рассматривается произвольное движение частицы, соотношения движения следует выписать для каждой компоненты ускорения. При этом для  $i$ -той компоненты имеем соотношение

$$\rho \frac{Dv_i}{Dt} = \frac{\partial \sigma_{i1}}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_{i2}}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_{i3}}{\partial x_3} + F_i, \quad i = 1, 2, 3. \quad (1.2)$$

Здесь  $F_i$  – компонента внешней массовой силы.

Четыре уравнения в (1.1) и (1.2) получены из общих физических законов и не отражают свойств конкретной среды. В связи с этим, в них содержится большое число неизвестных величин, что не позволяет ограничиться только ими при изучении движения среды. Первый шаг в конкретизации таких уравнений связан с введением соотношений, отражающих особенности связи между механическими напряжениями и скоростями деформаций в среде. При этом обычно в тензоре напряжений  $T$  выделяют составляющую всестороннего давления  $p$ , представляя компоненты тензора в виде [39]

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij}, \quad (1.3)$$

---

<sup>5</sup>Исаак Ньютон (1643–1727) – английский физик, астроном и математик.

где  $\delta_{ij} = 0$ , если  $i \neq j$  и  $\delta_{ij} = 1$ , если  $i = j$ .

Именно такое представление тензора напряжений в жидкости или газе используется при записи физических соотношений, отражающих их свойства. Для рассматриваемых в книге задач наиболее подходящей является модель ньютоновской вязкой жидкости, для которой связь между напряжениями и деформациями представляют в виде [38]

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right) + \mu' \delta_{ij} \frac{\partial v_l}{\partial x_l}. \quad (1.4)$$

Здесь используется правило суммирования по повторяющимся индексам

$$\Delta = \frac{\partial v_l}{\partial x_l} = \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3}.$$

Эта сумма имеет прозрачный физический смысл и определяет скорость изменения выделенного объема жидкости в процессе движения.

Соотношение (1.4) содержит две независимые от скорости постоянные  $\mu$  и  $\mu'$ . Эти величины называются коэффициентами вязкости, причем величина  $\mu$  называется динамической (или сдвиговой) вязкостью, а величину  $\mu'$  часто называют второй или объемной вязкостью. Используется также величина  $\nu = \mu/\rho$ , которая называется кинематической вязкостью.

Вообще вопрос о формировании соотношений связи между силовыми и кинематическими характеристиками потока является чрезвычайно сложным. Именно в этих соотношениях проявляются конкретные свойства жидкости. При этом совокупность и величина параметров, характеризующих такие связи должна определяться из системы сложных экспериментов. Обобщение большого объема наблюдений позволяет заключить, что для описания поведения весьма многих жидкостей и газов можно использовать соотношение (1.4). Такие жидкости объединяются в один класс ньютоновских жидкостей [13], хотя часто к ньютоновским относят лишь жидкости с нулевой объемной вязкостью.

Соотношения (1.4) позволяют исключить компоненты тензора напряжений из уравнений движения частиц среды (1.2). При этом получаем систему уравнений, именуемую в механике жидкости уравнениями

Навье–Стокса<sup>6</sup> [38]

$$\rho \frac{Dv_i}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \Delta \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_i} (\mu' \Delta) + F_i, \quad (1.5)$$
$$i = 1, 2, 3.$$

При записи этих уравнений не сделано каких-либо предположений о свойствах коэффициентов, характеризующих вязкость среды. В общем случае они существенно зависят, например, от температуры и, следовательно, могут меняться от точки к точке. Поэтому их нельзя вынести за знак дифференцирования.

В целом совокупность уравнения неразрывности (1.1) и уравнения Навье–Стокса образуют полную систему уравнений для отыскания четырех неизвестных величин в движущейся жидкости с переменной вязкостью – трех компонент вектора скорости и давления. Эта система уравнений (по крайней мере в принципе) позволяет находить количественные характеристики потоков жидкости или газа в широком диапазоне изменения их скоростей. В общем случае, при учете температурных эффектов, система должна быть дополнена уравнением сохранения энергии. Задачи гидродинамики с учетом тепловых эффектов в данной книге рассматриваться не будут, хотя необходимость их учета важна, например для правильной оценки скорости распространения звука в среде.

Уравнения Навье–Стокса исключительно сложны. Эта сложность стимулировала развитие методов анализа частных случаев движения, когда можно ввести некоторые упрощающие предположения относительно свойств среды или известных заранее свойств потока. В последнее время развитие средств и методов вычислительной динамики жидкости создало предпосылки для значительного расширения круга задач, доступных для количественного анализа.

Обсуждая вопрос о сложности математической модели, описывающей движение жидкостей и газов, следует обращать внимание не только на трудности поиска решений основных уравнений. Не менее важно понимать, что к решению уравнений имеет смысл приступать лишь в том случае, когда есть полная уверенность в том, что входящие в уравнения физические параметры корректно определены для тех условий движения жидкости, которые являются объектом исследований. Характерный

---

<sup>6</sup>Луи Мари Анри Навье (1785–1836) – французский инженер и ученый. Джордж Габриель Стокс (1819–1903) – английский физик и математик.

пример доставляет история определения такого параметра среды, как объемная вязкость  $\mu'$ . Более 50 лет до начала двадцатого века механика жидкости развивалась в предположении о нулевом значении объемной вязкости, высказанном еще Стоксом. Естественно, это приводило к противоречиям, особенно при анализе быстропротекающих процессов, в том числе при анализе таких, например, течений, как акустические течения (ультразвуковой ветер) [8], т.е. течений, вызванных воздействием звука или ультразвука высокой интенсивности. Развитие экспериментальных методов определения объемной вязкости в настоящее время сформировало важный раздел современной механики [18]. На основании большого числа экспериментальных исследований установлены достоверные значения физических параметров различных текучих сред. Для примера, ниже в таблице, приведены данные для двух, наиболее знакомых для читателя сред – воды и воздуха при температуре  $+20^{\circ}\text{C}$  и нормальном атмосферном давлении. Для этих сред приведены значения плотности объемной упругости  $K$  и три значения вязкости. Причем, интересно, что динамическая вязкость больше в воде, а кинематическая вязкость в воздухе. Значения коэффициента динамической вязкости следует использовать при вычислении силовых характеристик медленных стационарных движений жидкости, когда значение напряжений определяется непосредственно градиентом скорости в потоке. При рассмотрении нестационарных потоков, в которых существенным фактором выступают силы инерции, более адекватным является использование кинематического коэффициента вязкости.

Параметр	Вода	Воздух
$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	998	1.2
$K$ , Н/м <sup>2</sup>	$2.2 \cdot 10^9$	$1.01 \cdot 10^5$
$\mu$ , кг/м · с	$1.002 \cdot 10^{-3}$	$1.81 \cdot 10^{-5}$
$\nu$ , м <sup>2</sup> /с	$1.005 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^{-5}$
$\mu'$ , кг/м · с	$2.81 \cdot 10^{-3}$	—

## 1.2. Упрощающие предположения в задачах динамики потоков

Многие физические явления в потоках могут быть более просто смоделированы и описаны в тех случаях, когда определенные параметры

движения оказываются либо очень большими, либо малыми. При упрощении математической модели очень часто также важно учитывать цель моделирования. Так, например, кажется физически необоснованным сравнивать на уровне уравнений влияние сжимаемости и вязкости. Однако при рассмотрении потоков в каналах и трубах важными искомыми характеристиками являются сопротивление потоку, массовые характеристики транспорта жидкости. В таких случаях часто удается получить необходимые данные о потоке в рамках модели несжимаемой жидкости. При этом уравнение движения (1.5) не изменяется. Существенно упрощается только уравнение неразрывности (1.1), которое для случая однородной жидкости принимает вид

$$\operatorname{div}(\vec{v}) = 0. \quad (1.6)$$

Модель вязкой несжимаемой жидкости чрезвычайно широко используется применительно к анализу потоков, в которых характерные скорости движения частиц  $v_0$  меньше скорости звука в среде  $c_0$ . Отношение этих скоростей  $M = v_0/c_0$  известно как число Маха<sup>7</sup>.

Естественно, полная постановка математической задачи описания движения жидкости должна включать формулировку начальных и граничных условий для искоемых величин. Фактическое решение граничных задач для системы уравнений, описывающих движение вязкой несжимаемой жидкости является чрезвычайно сложной задачей. Источником этих сложностей есть, прежде всего, нелинейность этих уравнений. В связи с этим интересно рассмотреть возможность упрощения системы за счет пренебрежения нелинейными слагаемыми. Следует отметить, что речь не идет о формальном отбрасывании “мешающих” слагаемых, а поиске таких типов движения жидкости, для изучения которых эти слагаемые действительно несущественны.

Довольно наглядную оценку роли нелинейных слагаемых в уравнении Навье–Стокса можно дать для случая движения жидкости, связанного с распространением звука. В акустике одним из наиболее распространенных физических объектов есть бегущая гармоническая плоская звуковая волна. В ней скорости частиц среды  $V$  определяются простым выражением

$$V = V_0 \exp(ikx - i\omega t). \quad (1.7)$$

Здесь  $k = \omega/c$  – волновое число, а  $c$ ,  $\omega$  – соответственно скорость звука

---

<sup>7</sup>Эрнст Мах (1838–1916) австрийский физик.

и круговая частота. Для такого поля скоростей легко сравнить величины локальной временной  $\partial V/\partial t$  и конвективной  $V\partial V/\partial x$  составляющих ускорения в уравнении (1.5):

$$\alpha = \frac{\partial V/\partial t}{V\partial V/\partial x} = \frac{c}{V_0} = \frac{1}{M}. \quad (1.8)$$

Эта оценка получена для простейшего случая движения среды в плоской волне. Для такой волны в воздухе при интенсивности звука, отвечающей болевому порогу человеческого уха, число Маха равно  $M = 0.0014$ . Следовательно, в данном случае конвективная составляющая ускорения очень мала по сравнению с локальной временной. Этот пример можно рассматривать как некоторое обоснование процедуры линеаризации уравнений акустики. Однако следует иметь в виду, что существуют многие ситуации в акустике, где влияние эффектов нелинейности оказывается значительным [14]. Важно также отметить, что иногда в случае существенно неоднородных потоков, факт малости числа Маха не является основанием для пренебрежения конвективными составляющими ускорения [15]. В нашей книге будут рассматриваться лишь такие случаи акустических движений, когда конвективными составляющими можно пренебречь.

Как мы уже говорили, пренебрежение нелинейными слагаемыми в уравнениях Навье–Стокса существенно их упрощает. Соображения, использованные при их упрощении следует учесть и при рассмотрении второго уравнения в системе, описывающей поведение жидкости – уравнения неразрывности (1.1). В этом уравнении при рассмотрении широкого круга акустических проблем также можно пренебречь нелинейными слагаемыми в выражении для временной производной плотности.

Важным шагом в дальнейшем упрощении математических моделей, описывающих течение жидкостей и газов, является пренебрежение эффектами вязкости. Такие среды, в которых вязкость (имеется в виду обе ее составляющие) считается пренебрежимой, называются идеальными. Это предположение довольно часто используется в прикладной динамике жидкости (а не только в акустике) и дает возможность получить удовлетворительные ответы на ряд практически важных вопросов.

После принятия двух указанных допущений, касающихся характера движения частиц среды (пренебрежение конвективными членами во временной производной) и свойств среды (отсутствие вязкости) система уравнений, описывающих движение идеальной жидкости, существенно

упрощается и приобретает вид

$$\begin{aligned}\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + F_i, \quad i = 1, 2, 3; \\ \rho \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{v} &= 0.\end{aligned}\tag{1.9}$$

Эти четыре уравнения содержат пять неизвестных функций, а именно: три компонента вектора скорости, давление и плотность. Замыкающее соотношение получается при рассмотрении связи между давлением и плотностью. Соотношения, описывающие такую связь могут быть достаточно сложны в зависимости от рассматриваемых типов течений. В интересующих нас процессах распространения звуковых возмущений часто можно использовать предположение об адиабатичности процесса деформирования среды и использовать простую связь между давлением и плотностью, в которой температура фигурирует как параметр, от которого зависят коэффициенты связи. В случае малых изменений плотности связь между избыточным давлением (отклонение давления от равновесного) и изменением плотности представляют в виде

$$p = K \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}.\tag{1.10}$$

Здесь  $\rho_0$  – равновесная плотность среды. При этом предполагается, что величина  $(\rho - \rho_0)/\rho_0$  значительно меньше единицы. Отсюда следует возможность в уравнении движения в системе (1.9) заменить переменную плотность  $\rho$  на равновесную постоянную плотность  $\rho_0$ . После такой замены структура уравнений движения идеальной жидкости указывает на важное физическое свойство такого движения. Из первого уравнения в (1.9), при отсутствии массовых сил ( $F_i = 0$ ), следует возможность выразить вектор скорости частиц среды как градиент некоторой скалярной функции  $\Phi$

$$\vec{v} = -\operatorname{grad} \Phi,\tag{1.11}$$

которая называется потенциалом звукового поля. Из уравнения движения следует выражение для избыточного давления через функцию потенциала

$$p = \rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t}.\tag{1.12}$$

Уравнение для определения потенциала звукового поля следует из уравнения неразрывности (второе уравнение в (1.9)). Пренебрегая малыми величинами (в соответствии с предположением о малости изменения



плотности), получаем следующее волновое уравнение для потенциала скорости:

$$\frac{\rho_0}{K} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - \Delta \Phi = 0. \quad (1.13)$$

Это уравнение, моделирующее перенос состояния не только в акустике, но и в электродинамике, подробно исследуется в курсах математической физики. При этом установлено, что величина  $\sqrt{K/\rho_0} = c$  является скоростью переноса состояния в среде, т.е. скоростью распространения волны. Для полного анализа волнового поля, описываемого волновым уравнением, необходимо задать начальные и граничные условия. Что касается начальных условий, то здесь следует задать значение потенциала скоростей и его первой производной по времени в начальный момент времени. В физических переменных эти условия эквивалентны заданию начального поля скоростей частиц среды и начальное распределение давления в ней, соответственно. Граничные условия на поверхностях объема, занятого жидкостью, формулируются в виде задания нормальных к поверхностям объема компонентов скорости либо давления. Возможны случаи, когда эти величины задаются на различных частях поверхностей, ограничивающих этот объем.

Особо важное значение в волновых задачах для неограниченных областей имеют так называемые условия излучения, исключающие возможность существования источников звука на бесконечности. Их простой физический смысл позволяет легко записать соответствующее требование к форме асимптотического представления решения волнового уравнения на бесконечности.

При изучении волновых процессов важное значение имеет такой частный случай, когда зависимость искомых величин от времени задается изначально в виде периодических (гармонических) функций. При этом искомый потенциал скорости представляется, например, в виде

$$\Phi(x, y, z, t) = \Phi_0(x, y, z) \exp(\pm i\omega t). \quad (1.14)$$

Здесь  $\omega$  – круговая частота. Что касается знака в показателе экспоненты, его выбор не имеет принципиального значения и есть, по сути, делом вкуса авторов. Однако в каждой конкретной задаче в процессе ее решения естественно придерживаться изначально выбранного значения. Для таких гармонических процессов волновое уравнение преобразуется

в уравнение, называемое уравнением Гельмгольца<sup>8</sup>

$$\Delta\Phi - k^2\Phi = 0, \quad k = \omega/c. \quad (1.15)$$

Рассматривая возможности упрощения модели вязкой сжимаемой ньютоновской жидкости, мы уделили основное внимание модели идеальной сжимаемой жидкости, позволяющей адекватно описать многие ситуации, связанные с генерацией и распространением звука. Модель идеальной несжимаемой жидкости также интересна для многих практических приложений. В частности, такая модель позволяет изучать процессы распространения гравитационных (поверхностных) волн в жидкости. Существенное упрощение математических соотношений достигается и при рассмотрении так называемых течений Стокса, возникающих при малых значениях числа Рейнольдса<sup>9</sup>. Однако детальный анализ таких моделей не входит в круг вопросов, рассматриваемых в данной книге.

---

<sup>8</sup>Герман фон Гельмгольц (1821–1894) – немецкий физик.

<sup>9</sup>Осборн Рейнольдс (1842–1912) – английский физик и инженер.

## 2. ПРОСТЕЙШИЕ МОДЕЛИ ИСТОЧНИКОВ ЗВУКА, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В КЛАССИЧЕСКОЙ АКУСТИКЕ

Перед тем, как приступить к рассмотрению гидроаэродинамических источников звука, напомним, какие простейшие модели источников звука изучаются в классической акустике и какими свойствами они обладают. Эти сведения нам пригодятся в дальнейшем, когда мы будем изучать акустические свойства гидроаэродинамических источников звука.

Следует сказать, что в настоящее время в науке и технике, в различных производственных технологических процессах и бытовых приборах используются разнообразные источники звука (излучатели звука), которые отличаются мощностью, волновыми размерами, формой и способами преобразования подводимой электрической энергии в энергию звуковых волн, см., например, [4–6, 8–11, 16–20]. Для теоретической оценки их электрических, механических и акустических свойств используются довольно сложные и нетривиальные математические модели и расчетные методы [4, 5, 18–21]. Однако если ограничиться рассмотрением источников, характерные размеры которых значительно меньше длины излучаемых ими звуковых волн (а забегая вперед скажем, что гидроаэродинамические источники отличаются очень малыми волновыми размерами), а также не принимать во внимание способ преобразования в них подводимой энергии в энергию звуковых волн, то для описания свойств таких источников вполне достаточно простейших моделей давно и хорошо изученных в классической акустике.

К таким простейшим и часто используемым моделям источников звука относятся сфера и круглый поршень или диск, диаметром  $d_0$ , см. рис. 2.1. На их поверхностях задается некоторое распределение колебательной скорости  $V = V_0 f(\varphi) f(\theta)$ , которое гармонически осциллирует с некоторой частотой  $f_0$ . А искомыми обычно являются импеданс излучения  $Z$  (по сути реакция окружающей среды), мощность  $W$  и угловое распределение модуля звукового давления  $D(\varphi, \theta)$  (так называемая диаграмма направленности) на некотором, сравнительно большом расстоянии  $r$  от источника. При этом полагают, что  $d_0 \ll \lambda$  и  $r \gg \lambda$ . Здесь  $\varphi$ ,  $\theta$  – азимутальный и полярный координатные углы сферической системы координат,  $\lambda = c/f_0$  – длина волны, а  $c$  – скорость распространения звука в окружающей среде.

Имея в виду сказанное, рассмотрим несколько простейших сфериче-

ских излучателей и излучателей в виде диска (поршня), отличающихся лишь характером распределения колебательной скорости по их поверхностям, см. рис. 2.1.

Начнем со сферы, на всей поверхности которой задано равномерное распределение колебательной скорости, что условно показано стрелками 1 на рис. 2.1а. Иными словами, ее поверхность совершает пульсирующие (радиальные) колебания, т.е. колебательная скорость  $V_r$  на поверхности сферы подчиняется закону<sup>10</sup>  $V_r = V_0 \exp(-i\omega t)$ ,  $V_0 = \text{const}$ . Здесь  $i$  – мнимая единица, а  $t$  – время. Очевидно, что в этом случае звуковая энергия, излучаемая сферой, будет распространяться равномерно во все стороны и диаграмма направленности будет иметь простой вид  $D_0(\varphi, \theta) = \text{const}$ , см. рис. 2.1б. Такой тип излучателя называют излучателем монопольного типа или излучателем нулевого порядка. Вполне очевидно, что излучение звука источником монопольного типа может происходить только в том случае, если будет изменяться (колебаться) его объем. Здесь следует сказать, что в отличие от реальных источников монопольного типа, имеющих конкретные размеры, в теоретической акустике также существует понятие монополя, который является точечным источником. При этом от реального источника к монополю приходят путем предельного перехода  $V_0 \rightarrow \infty$ ,  $d_0 \rightarrow 0$ . При этом предполагается, что величина  $Q_0 = \pi d_0^2 V_0$  остается постоянной и она называется объемной скоростью монополя.

С точки зрения аэрогидродинамики такое движение сферы генерирует колебательное движение окружающей ее среды. Переменное поле течения, возникающее вокруг колеблющейся сферы, определяется потенциалом скоростей  $\Phi(r, t)$ , который для центрально-симметричного случая находится из решения уравнения (см. уравнение (1.15) в гл.1)

$$\Phi_0(r, t) = \frac{A_0}{r} \exp(ikr - i\omega t). \quad (2.1)$$

Здесь  $A_0$  – некоторая константа. Через потенциал скорости значения скорости частиц среды  $v$  и давление в среде  $p$  определяются соотношениями (1.11) и (1.12). С учетом введенного понятия монополя потенциал создаваемого им поля определяется выражением

$$\Phi_0^{(M)}(r, t) = \frac{Q}{4\pi r} \exp(ikr - i\omega t). \quad (2.2)$$

---

<sup>10</sup>В теоретической акустике широко используются комплексные переменные при описании характеристик звуковых полей. И это часто позволяет сделать более наглядным физический анализ математических соотношений.

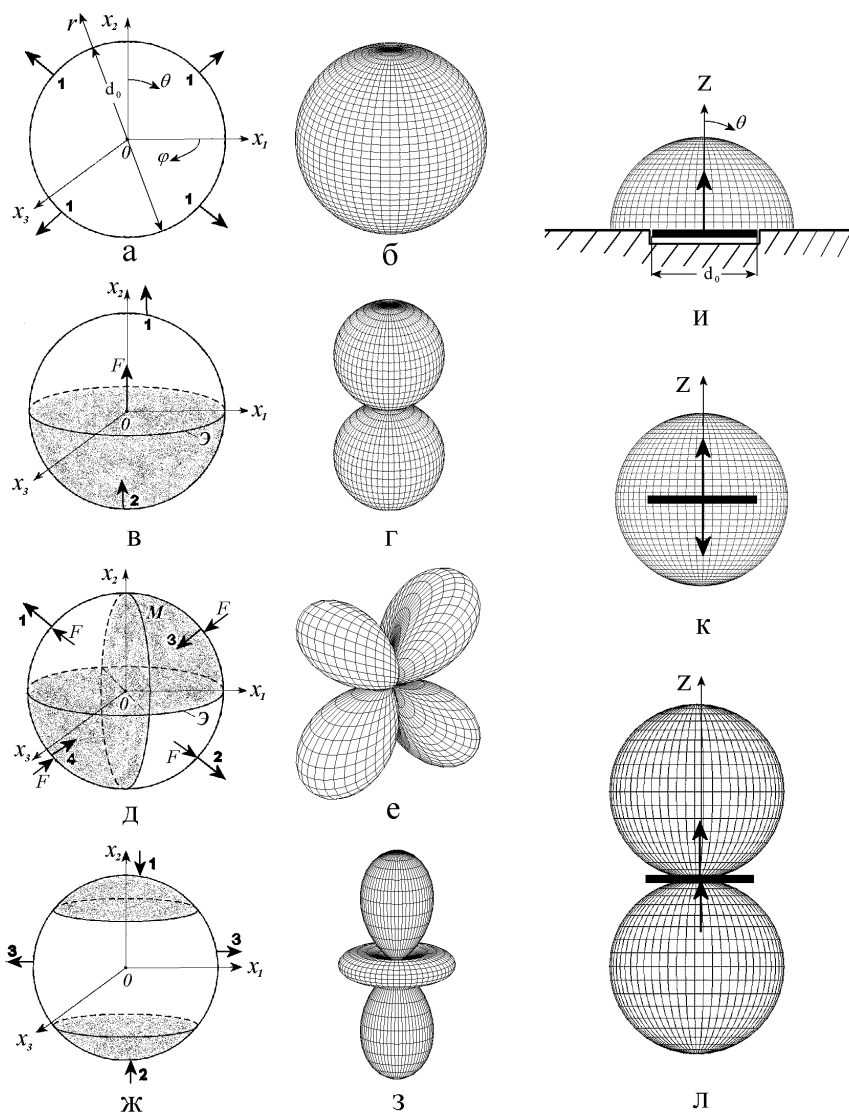


Рис. 2.1. Простейшие источники звука:

а,б – пульсирующая сфера и ее диаграмма направленности; в,г – осциллирующая сфера и ее диаграмма направленности; д,е – секториальный квадруполь и его диаграмма направленности; ж,з – зональный квадруполь и его диаграмма направленности; и – поршень, вставленный в жесткий экран и его диаграмма направленности; к – пульсирующий диск и его диаграмма направленности; л – осциллирующий диск и его диаграмма направленности; стрелками (с цифрами) указано направление движения поверхностей или их частей в течение одного полупериода колебаний; стрелками с буквой  $F$  направление сил;  $\Theta$  – экватор,  $M$  – меридиан.

Важной характеристикой волнового движения является соотношение между давлением и скоростью в волне, которое характеризует сопротивление среды распространению волнового возмущения и называется удельным акустическим сопротивлением (или импедансом) среды  $z(r)$ . Для сферической волны нулевого порядка эта комплексная величина имеет вид [21]

$$z(r) = \frac{p}{v_r} = \omega \rho \frac{r}{kr + i} = \rho c \left[ \frac{(kr)^2}{1 + (kr)^2} - i \frac{kr}{1 + (kr)^2} \right], \quad (2.3)$$

где  $v_r$  – радиальная составляющая колебательной скорости частиц среды,  $\rho$  – плотность среды,  $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ , а  $\omega = 2\pi f_0$ . Интересно, что эта величина зависит от расстояния от точки наблюдения до источника. Для больших расстояний,  $kr \gg 1$ , ее значение стремится к волновому сопротивлению акустической среды  $\rho c$ .

Вычисленная на поверхности реального пульсирующего сферического источника, величина  $z(r = d_0)$  определяет его удельное сопротивление излучения, а после умножения на площадь поверхности  $S$  получаем значение полного сопротивления (импеданса) излучения  $Z_0$  сферического источника. Если ограничиться случаями, когда  $kd_0/2 \ll 1$ , то получим очень простое выражение

$$Z_0 = \rho c S \left[ \left( \frac{kd_0}{2} \right)^2 - i \frac{kd_0}{2} \right]. \quad (2.4)$$

Мгновенное значение мощности, необходимой для создания периодического движения поверхности сферического источника со скоростью  $V_r = V_0 \exp(-i\omega t)$  определяется соотношением [21]

$$W_r(t) = S[\text{Re}(p)\text{Re}(V_r)] = S[\text{Re}(VZ)\text{Re}(V)]. \quad (2.5)$$

После подстановки значений скорости, соответствующей потенциалу (2.1), и выражения для импеданса излучения (2.3) получим выражение

$$W_r(t) = S[V_0^2 \text{Re}Z \cos^2(\omega t) + V_0^2 \text{Im}Z \sin(\omega t) \cos(\omega t)]. \quad (2.6)$$

Это выражение дает возможность оценить максимальное значение мощности внешнего источника, обеспечивающего пульсирующее движение сферы в сжимаемой жидкости. С приемлемой для последующих оценок точностью эту величину можно принять, как сумму амплитудных множителей при тригонометрических функциях

$$W_r^{max} \approx S[V_0^2 \text{Re}Z + V_0^2 \text{Im}Z]. \quad (2.7)$$

С точки зрения излучения звука два слагаемых в выражении для мгновенной мощности (2.6) принципиально различаются. Это различие обнаруживается при вычислении среднего за период потока мощности с поверхности сферы. Очевидно, что отличный от нуля вклад в этот поток дает лишь первое слагаемое. За этим различием скрывается важный физический смысл. С энергетической точки зрения излучение звука в окружающую среду можно трактовать, как некоторые потери энергии для источника движения. Равенство нулю за период второго слагаемого в (2.6) указывает на то, что описываемое им движение жидкости не связано с излучением звука. Это обстоятельство дает возможность для этого простейшего излучателя ввести понятие энергетической эффективности излучения  $\eta_0$ , определяя его как отношение излученной энергии к общей энергии, необходимой для осуществления движения поверхности источника

$$\eta_0 = \frac{\operatorname{Re} Z}{\operatorname{Re} Z + \operatorname{Im} Z} = \frac{kr_0}{1 + kr_0}, \quad r_0 = \frac{d_0}{2}. \quad (2.8)$$

Эта формула очень наглядно иллюстрирует общее свойство источников звука в акустике. Эффективность излучения существенно зависит от волновых размеров излучателя. При этом выделяются два предельных случая: при  $kr_0 \rightarrow 0$ ,  $\eta_0 \rightarrow 0$ ;  $kr_0 \rightarrow \infty$ ,  $\eta_0 \rightarrow 1$ . Теперь ясно, что в случае малой по сравнению с длиной волны сферы основная часть энергии источника движения тратится на создание колебательного потока жидкости вблизи поверхности и лишь очень незначительная часть ее излучается в виде звука. Поскольку, как указывалось выше, большинство гидродинамических источников звука являются малыми по сравнению с длиной волны, оценка эффективности излучателя становится важной проблемой гидродинамической акустики.

Выше мы рассматривали составляющие мгновенного потока мощности, обеспечивающего колебания сферы. Часть потока, связанная с вещественной (активной) компонентой комплексного импеданса тратится на создание звукового поля. Полная, излученная за период звуковая энергия  $E$ , после интегрирования по периоду выражения (2.6), равна

$$E = \frac{V_0^2}{2} \operatorname{Re} Z. \quad (2.9)$$

Эта энергия определяется лишь вещественной частью импеданса излучения. Поэтому величина  $\operatorname{Re} Z$  обычно называется активной составляющей. Мнимая часть импеданса  $\operatorname{Im} Z$  также характеризует составля-

ющую потока энергии, обеспечивающего работу излучателя. Равенство нулю за период этой составляющей по аналогии с электродинамикой служит основанием для трактовки ее, как реактивной мощности. Ее величина не влияет на интенсивность излученного звука, но без затрат энергии на такую составляющую излучатель не может обеспечить заданную интенсивность звукового поля.

Обратимся к анализу физического смысла мнимой составляющей импеданса излучения пульсирующей сферы. Рассмотрим его выражение в (2.4), справедливое для малых волновых размеров сферы

$$\text{Im}Z_0 = \frac{1}{2}\rho c S k d_0 = \frac{1}{2}\rho \pi d_0^3 \omega = 3\omega M_{(0)}. \quad (2.10)$$

Здесь  $M_{(0)}$  – масса окружающей среды, вытесненная сферой. А величину  $M_0 = 3M_{(0)}$  в акустике называют присоединенной массой. Периодическое перемещение такой массы не связано с затратой энергии за период колебаний, однако при заданной амплитуде вынуждающей силы величина массы определяет амплитуду колебаний поверхности сферы. С ростом волнового размера сферы величина присоединенной массы убывает, стремясь в пределе к нулю. Это следует из общего выражения для мнимой части импеданса в (2.3) при  $kr \rightarrow \infty$ .

Теперь рассмотрим другой возможный тип колебаний поверхности сферы. Пусть верхняя от экватора “Э” половина поверхности сферы 1 колеблется в ту же сторону, что и нижняя ее половина 2 (на рис. 2.1в эта ситуация отражена соответствующим направлением стрелок на поверхности сферы и тонированием нижней полусферы). В этом случае колебательная скорость на поверхности сферы может быть представлена функцией  $V_r = V_1 \cos(\theta)$  и, следовательно, сфера совершает осциллирующие колебания в направлении оси  $x_2$  как одно целое, т.е. без изменения объема. Для того, чтобы заставить сферу совершать такие колебания, естественно нужно приложить к ней некоторую периодическую силу  $F = F_0 \exp(-i\omega t)$ , направленную вдоль оси  $x_2$ . Такой излучатель звука называется излучателем первого порядка или излучателем дипольного типа. Потенциал скоростей частиц среды в звуковом поле в этом случае имеет вид

$$\Phi_1(r, \theta, t) = \frac{A_0}{r} \left(1 + \frac{i}{kr}\right) \cos \theta \exp(ikr - i\omega t). \quad (2.11)$$

Очевидно, что осциллирующая сфера, в отличие от пульсирующей, будет иметь направленность, причем максимумы излучения будут на-



блюдаться в обоих направлениях оси  $x_2$ , а минимум – в плоскости экватора “Э”. На рис. 2.1г изображена диаграмма направленности такой сферы, которая описывается выражением  $D_1(\varphi, \theta) = D_0 \cos(\theta)$ . Используя выражение для потенциала скоростей (2.11) можно вычислить импеданс излучения осциллирующей сферы при  $kd_0/2 \ll 1$ , (см. [20, 21]):

$$Z_1 = \frac{1}{3} \rho c S \left[ \frac{1}{4} \left( \frac{kd_0}{2} \right)^4 - \frac{i}{2} \frac{kd_0}{2} \right]. \quad (2.12)$$

Сравнивая выражения для активной части импедансов (2.12) и (2.4), видим, что в отличие от пульсирующей сферы мощность излучения осциллирующей сферы пропорциональна не второй, а уже четвертой степени параметра  $kd_0/2$ , характеризующего волновой размер излучателя. Поэтому, при малых волновых размерах осциллирующая сфера является менее эффективным источником звука по сравнению с пульсирующей сферой, хотя в некоторых случаях направленность излучения является практически полезным свойством. Осциллирующая сфера является также менее эффективным преобразователем энергии источника движения в энергию звукового поля. Это свойство количественно оценивается отношением величин активной составляющей импеданса излучения к сумме активной и реактивной составляющих

$$\eta_1 = \frac{\text{Re}Z}{\text{Re}Z + \text{Im}Z} = \frac{kr_0^4/3}{kr_0^4/3 + kr_0/2}. \quad (2.13)$$

Как видно, при малых волновых размерах осциллирующей сферы имеем  $\eta_1 \approx 2(kr)_0^3/3$ .

Учитывая знак при мнимой части импеданса в (2.12), можно сказать, что эта часть импеданса (также как и в случае пульсирующей сферы) имеет характер присоединенной массы. Используя (2.12), легко показать, что эта масса  $M_1 = M_{(0)}/2$ .

Естественно возникает вопрос: в чем причина такой низкой эффективности источника первого порядка? Рассмотрим этот вопрос более детально. Очевидно, что верхняя и нижняя половинки сферы колеблются синфазно (в одном направлении). Поэтому, если в какой-то момент времени на поверхности верхней половинки происходит сжатие окружающей среды (т.е. звуковое давление растет), то на поверхности нижней половинки происходит разряжение среды (т.е. звуковое давление падает) и наоборот. Образующиеся при этом на поверхностях половинок сферы

волны сжатия и разряжения начинают распространяться в окружающей среде. Но, поскольку диаметр сферы мал по сравнению с длиной волны, за счет явления дифракции волна сжатия, образовавшаяся на поверхности верхней половинки, быстро (со скоростью  $c$ ) достигает поверхности нижней половинки и частично выравнивает создавшееся здесь низкое давление. В это же время, волна низкого давления с нижней половинки достигает поверхности верхней половинки и также выравнивает имеющееся тут высокое давление. Естественно, что выравнивание звуковых давлений на обеих половинках сферы приводит к существенному снижению мощности, излучаемой дипольным источником, по сравнению с монопольным. Нетрудно догадаться, что описанное выравнивание давлений, всегда имеет место, когда на излучающих поверхностях источников звука имеются противофазно колеблющиеся участки, и этот эффект в акустике принято называть акустическим коротким замыканием [9, 20, 21]. Вместе с этим волновым процессом, который обуславливает излучение звуковых волн, одновременно идет процесс перетекания среды от поверхности одной половинки сферы, на которой в данный момент имеется повышенное давление, к поверхности другой противоположной половинке сферы, где давление пониженное. Этот процесс является чисто гидродинамическим и не связан с излучением звуковых волн. Здесь уместно заметить, что даже при отсутствии сжимаемости среды<sup>11</sup> перетекание среды вокруг осциллирующей сферы не исчезнет, хотя звуковые волны естественно излучаться не будут.

В заключение добавим, что при оценке общей эффективности излучения колеблющейся сферы необходимо учитывать как процесс волнообразования, так и гидродинамический процесс перетекания среды. И в данном случае, пример осциллирующей сферы весьма показателен. Действительно, несмотря на то, что вычисленная выше величина присоединенной массы оказалась меньше, чем в случае пульсирующей сферы, ее относительная величина существенно возросла. Поэтому энергия, затрачиваемая на создание осциллирующих колебаний сферы тратится в большей мере на перетекание среды вокруг сферы, чем на волнообразование.

Пойдем дальше и рассечем поверхность сферы плоскостями, проходящими через экватор “Э” и меридиан “М”, на четыре части, см. рис. 2.1д.

---

<sup>11</sup>Такая модель среды широко используется в аэрогидродинамике при изучении различных типов течения жидкости или газа и о ней мы говорили в первой главе.

Очевидно, что части поверхности, обозначенные цифрами 1 и 2, колеблются в противофазе с частями поверхности 3 и 4. Такой излучатель звука называется излучателем квадрупольного типа или излучателем второго порядка, а по терминологии С.М. Ржевкина [20] секториальным квадрупольным излучателем. Его импеданс излучения определяется выражением

$$Z_2^{(c)} = \rho c S \left[ \frac{1}{135} \left( \frac{kd_0}{2} \right)^6 - \frac{i}{5} \frac{kd_0}{2} \right]. \quad (2.14)$$

Как видно, активная часть импеданса излучения источника квадрупольного типа пропорциональна уже шестой степени  $kd_0/2$ , в то время как его реактивная часть остается пропорциональной первой степени  $kd_0/2$ . Поэтому эффективность излучателя оказывается пропорциональной пятой степени  $kd_0/2$ , что намного ниже, чем дипольного, а тем более монопольного источников. Это является прямым следствием увеличения количества противофазно колеблющихся участков на поверхности сферы и соответствующим усилением роли эффекта акустического короткого замыкания.

Какой же физический механизм позволяет квадрупольно излучать звук? Действительно, квадруполь не изменяет свой объем как монополь. В тоже время он не движется как одно целое под действием некоторой силы подобно диполью. Поэтому, для того, чтобы заставить колебаться секториальный квадруполь, необходимо приложить две пары сил, как показано на рис. 2.1д. При этом, в первый полупериод колебаний, силы, приложенные к четвертушкам поверхности 1 и 2, должны растягивать сферу, а силы, приложенные к четвертушкам 3 и 4 должны ее сжимать. Во второй полупериод направление этих сил естественно изменится на противоположное. Легко убедиться, что равнодействующая всех этих сил в любой момент времени будет равна нулю. Такие колебания четвертушек поверхности сферы будут вызывать преимущественно сдвиговые (вращательные) движения среды у поверхности. Естественно, что при таких движениях эффективность излучения звука будет незначительной.

Секториальный квадруполь имеет четырехлепестковую диаграмму направленности, вид которой изображен на рис. 2.1е и которая может быть описана функцией  $D_2^{(c)} = \cos(2\varphi) \sin^2(\theta)$ , см. [20].

Излучатель квадрупольного типа можно сформировать и другим способом. Если на некоторой широте отсечь полярные шапки (на рис. 2.1ж

они обозначены цифрами 1 и 2) и заставить их колебаться в противофазе по отношению к сферическому поясу 3, то мы получим зональный квадруполь, которому присуща диаграмма направленности, изображенная на рис. 2.13 и которая может быть описана функцией  $D_2^{(3)} = 3 \cos^2(\theta) - 1$ . Его импеданс излучения определяется следующим выражением:

$$Z_2^{(3)} = \rho c S \left[ \frac{1}{405} \left( \frac{k d_0}{2} \right)^6 - \frac{i}{15} \frac{k d_0}{2} \right]. \quad (2.15)$$

Сравнив выражения (2.14) и (2.15), можно убедиться, что эффективность обоих излучателей квадрупольного типа имеет один и тот же порядок и по сравнению с излучателями монопольного и дипольного типа крайне низка.

В заключение можно сказать, что разделяя поверхность сферы на большее количество частей можно получить источники звука более высокого порядка, например, октополи и др. Но нужно помнить, что чем выше порядок источника звука, тем ниже его эффективность.

Результаты анализа звуковых полей, создаваемых сферическими источниками с различным распределением скоростей по поверхности, широко используются при качественном анализе процесса излучения звука различными реальными источниками. Простейшим примером этого является анализ звукового поля, излучаемого дисками. Остановимся на простейшем излучателе звука в виде диска (или поршня), размещенного в бесконечном акустически жестком экране, как изображено на рис. 2.1и. Предполагается, что распределение колебательной скорости по его верхней поверхности равномерное, а на нижней поверхности колебательная скорость равна нулю. Если представлять создаваемое диском поле в терминах сферических волн, то следует отметить, что в нем будут присутствовать сферические волны всех порядков, т.е. монопольной, дипольной, квадрупольной и т.д. Однако их вклад в общую энергию излучения будет различным и существенно зависящим от волновых размеров диска. При малых волновых размерах диска такой излучатель будет практически эквивалентным излучателю монопольного типа. Такой излучатель звука рассматривал еще Рэлей в [4, 5]. В частности он получил точные выражения для импеданса излучения, справедливые для любого значения  $d_0/\lambda$ . Используя эти выражения, мы можем выписать формулу, определяющую импеданс излучения такого диска для случая

$d_0/\lambda \ll 1$ .

$$Z_d = \rho c S \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{k d_0}{2} \right)^2 - \frac{8i}{3\pi} \frac{k d_0}{2} \right], \quad (2.16)$$

где  $S = \pi(d_0/2)^2$  – площадь одной стороны диска.

Сравнивая последнее выражение с выражением для импеданса пульсирующей сферы (2.4), нетрудно убедиться, что диск в экране действительно допустимо рассматривать как источник монопольного типа. Однако, полная аналогия прослеживается лишь в отношении вещественной части импеданса. Присоединенная масса колеблющегося диска существенно (примерно в 5 раз) меньше чем у пульсирующей сферы. Такое снижение обусловлено наличием сдвиговых компонент в поле скоростей вблизи поверхности диска, в то время как у пульсирующей сферы, они отсутствуют. Также, как и пульсирующей сфере, диску свойственно равномерное излучение звука в окружающее пространство, однако, из-за наличия бесконечного экрана, оно может происходить только в верхнее полупространство.

Уберем экран и будем считать, что нижняя поверхность диска также колеблется, но в противоположную сторону. Тогда получим свободный пульсирующий диск, см. рис. 2.1к. Естественно, что при этом мощность излучения удвоится. Теперь его излучаемая звуковая энергия будет равномерно распределена во всем окружающем пространстве, т.е.  $D_d = \text{const}$ . Таким образом, пульсирующий диск, также как и пульсирующая сфера являются источниками монопольного типа.

Если на нижней поверхности свободного диска изменить направление колебательной скорости, то мы получим осциллирующий диск, акустические свойства которого аналогичны свойствам осциллирующей сферы, см. рис. 2.1л. Действительно, его диаграмма направленности близка диаграмме направленности осциллирующей сферы (сравни рис. 2.1г с рис. 2.1л). А импеданс излучения, как следует из приведенного ниже выражения, с точностью до постоянных также совпадает с импедансом излучения осциллирующей сферы:

$$Z_d^{(\text{oc})} = \rho c S \left[ \frac{8}{27\pi^2} \left( \frac{k d_0}{2} \right)^4 - \frac{4i}{3\pi} \frac{k d_0}{2} \right]. \quad (2.17)$$

Представленные выше простейшие модели источников звука в виде источников дипольного и квадрупольного типов могут быть реализованы и другими способами, не связанными с созданием на поверхно-

сти сферы относительно сложных распределений колебательной скорости. Оказывается вполне достаточно использовать набор (решетку) из нескольких, надлежащим образом сфазированных источников монопольного типа. На рис. 2.2 наглядно показано, как это осуществить. Действительно, беря два противофазно колеблющихся монополя и раз-

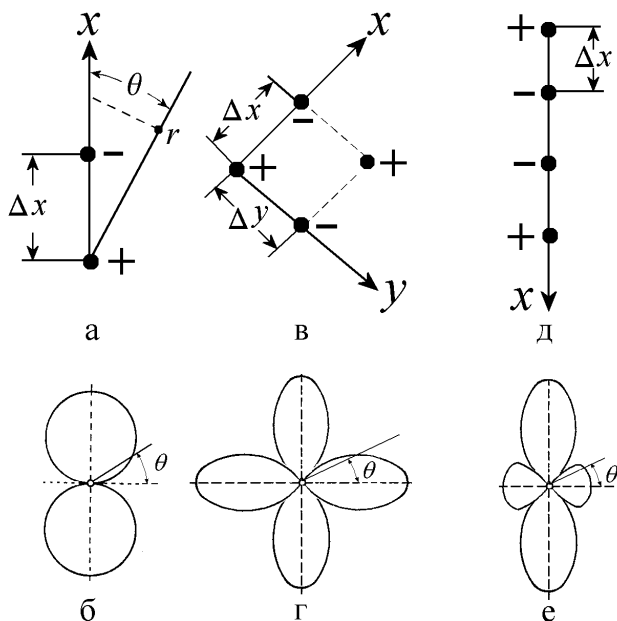


Рис. 2.2. Простейшие источники звука на основе использования монополей:

а – диполь, образованный с помощью двух монополей, б – его диаграмма направленности; в – секториальный квадруполь, образованный четырьмя монополями, размещенными в углах квадрата, г – его диаграмма направленности, д – зональный квадруполь, образованный четырьмя монополями, размещенными вдоль линии, е – его диаграмма направленности; здесь знаками “+” и “-” условно обозначены фазы колебаний монополей.

мещая их на небольшом по сравнению с длиной волны расстоянии друг от друга, получим источник дипольного типа. При устремлении к нулю расстояния  $\Delta x$  между монополями очевидно, что такой источник звука перестанет излучать. Однако, как мы уже говорили выше, при введении понятия диполя в теоретической акустике полагают, что при уменьшении  $\Delta x$  растет их объемная скорость, так что величина  $M_{(dip)} = V_0 \Delta x$ , которая называется моментом диполя, остается постоянной. Легко дать математическую интерпретацию такого физического перехода. По сути

речь идет о формальном предельном переходе типа

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Phi(x + \Delta x) - \Phi(x)}{\Delta x} = \frac{\partial \Phi}{\partial x}. \quad (2.18)$$

Здесь ось  $x$  проходит через монополи см. рис. 2.1а, а функции  $\Phi(x + \Delta x)$ ,  $\Phi(x)$  – потенциалы скоростей монополей. Теперь, с учетом последнего выражения, потенциал звукового поля диполя можно представить в виде

$$\Phi_1(r, \theta) = M_{(dip)} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\exp(ikr)}{4\pi r} \right) \exp(-i\omega t); \quad r = x \cos \theta. \quad (2.19)$$

Если взять четыре монополя с фазами, как показано на рис. 2.2в,д, то в результате аналогичного предельного перехода можно получить точечные квадрупольные с такими же диаграммами направленности, как у двух, рассмотренных выше, сферических источников квадрупольного типа, см. рис. 2.1. Совершенно очевидно, что, используя большее количество определенным образом сфазированных монополей, можно получить источники и более высокого порядка, а также антенные решетки со специальными диаграммами направленности, которые широко применяются в воздушной акустике и гидроакустике [10, 11, 16, 17].

Используя выражения для потенциала монополя и выполняя предельный переход при условии  $Q_2 = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} Q_1 \Delta x = \text{const}$  возможно получить выражения для потенциалов звуковых полей, создаваемых квадрупольными. Здесь  $Q_2$  – момент квадруполь. Для последующего качественного анализа гидродинамических источников нам важно здесь указать, что эти потенциалы будут пропорциональны вторым производным от потенциала монополя

$$\Phi_2^{(s)}(r, \theta) \sim \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial x \partial y}; \quad \Phi_2^z(r, \theta) \sim \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial x^2}. \quad (2.20)$$

В целом можно сказать, что потенциалы звуковых полей источников более высокого порядка будут пропорциональны еще более высоким производным от формирующих их потенциалов монополей.

Завершая обзор свойств простейших классических моделей источников звука, можно предположить, что у читателя возникнет вопрос: а какое отношение эти теоретические модели могут иметь к реальным источникам звука? Здесь следует сказать, что несмотря на простоту этих моделей они во многих случаях позволяют получить как качественную

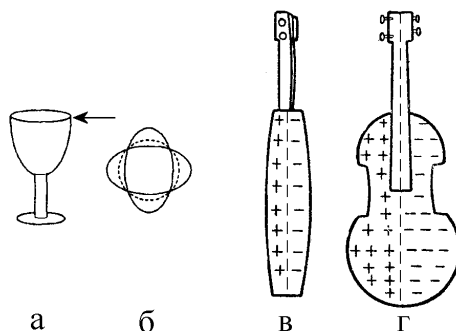


Рис. 2.3. Колебания бокала и корпуса скрипки:

а – бокал, по краю которого наносится легкий удар (направление удара показано стрелкой), б – форма колебаний края бокала (вид сверху), в, г – колебания корпуса скрипки на частотах до 200 Гц [20]; значками “+” и “-” отмечены синфазные и контрфазные колебания частей поверхности корпуса скрипки.

так и количественную оценку акустических свойств реальных акустических приборов и устройств. Сюда можно отнести электродинамические громкоговорители, электродинамические наушники, пьезокерамические излучатели для вызова абонентов в обычных и мобильных телефонах, сферические и пластинчатые пьезокерамические излучатели гидроакустических антенн, входящих в состав гидроакустических станций различного назначения. Кроме этого, простейшие модели часто пригодны для оценок звуковых полей, создаваемых вибрирующими элементами различных конструкций, машин и механизмов.

Вот несколько любопытных примеров. Все мы слышали приятный традиционный звон бокалов, сопутствующий различным торжествам. Можно задать себе смешной вопрос: а как при этом колеблется чаша бокала? Ответ на этот вопрос можно получить взглянув на рис. 2.3а,б. После кратковременного соударения двух бокалов их чаши некоторое время совершают колебания аналогичные колебаниям секториального квадруполья. Кстати, аналогичного характера колебания совершают и колокола в храмах. Еще один пример из области музыкальных инструментов. На рис. 2.3в,г показано как колеблется корпус скрипки на частотах до 200 Гц. Как видно, здесь также превалирует квадрупольная форма колебаний [20].

Рассмотрим теперь какие колебания совершает диффузор классического электродинамического громкоговорителя, который широко при-



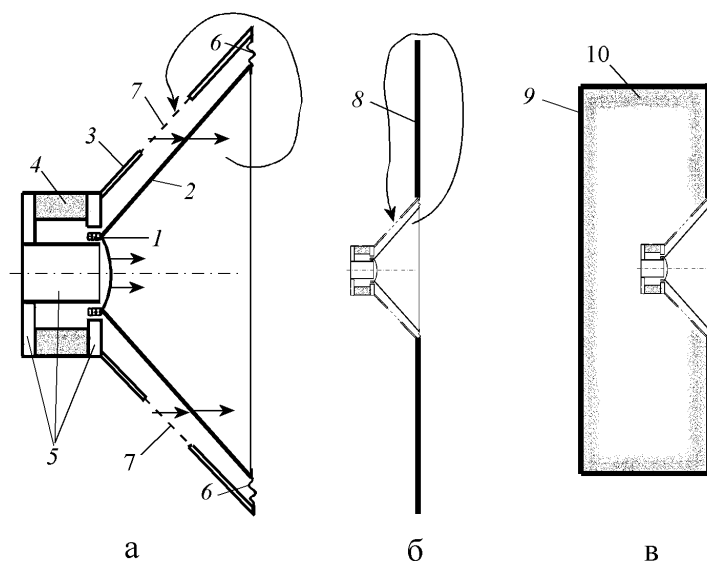


Рис. 2.4. Громкоговоритель и его размещение в составе электроакустической аппаратуры: а – электродинамический громкоговоритель, 1 – электрокатушка, 2 – диффузор, 3 – корпус, 4 – постоянный магнит, 5 – магнитопровод, 6 – гофр, 7 – отверстия в корпусе; б – громкоговоритель, встроенный в плоский экран 8; в – громкоговоритель, встроенный в закрытый ящик, 9 – ящик, 10 – звукопоглощающий материал.

меняется как в бытовой, так и в профессиональной электроакустической аппаратуре. Основными его конструктивными элементами являются электрокатушка, механически жестко связанная с диффузором, и постоянный магнит, см. рис. 2.4а. При подаче на катушку электрического сигнала в ней возникает переменное магнитное поле, которое взаимодействуя с полем постоянного магнита заставляет катушку, а вместе с ней и диффузор, совершать колебания как одно целое. Таким образом диффузор представляет собой классический источник дипольного типа. Как правило, диаметр диффузора мал по сравнению с длинами излучаемых им волн. Поэтому для оценки мощности и направленных свойств диффузора можно использовать равновеликий осциллирующий диск. Очевидно, что главным недостатком громкоговорителя является наличие акустического короткого замыкания при колебаниях диффузора. Действительно, звуковые волны, излучаемые передней поверхностью диффузора, огибают корпус и через отверстия в корпусе воздействуют на тыльную поверхность диффузора. Это, как мы уже убедились, рас-

смаатривая осциллирующий диск, приведет к значительному снижению излучаемой мощности громкоговорителем. Чтобы уменьшить этот негативный эффект, или исключить его вовсе, громкоговоритель размещают либо в экране, размеры которого сравнимы с длиной излучаемых волн, либо поступают совсем радикально, размещая его в закрытый ящик, как показано на рис. 2.4б,в.

В заключение отметим один важный вывод, вытекающий из приведенного анализа, а именно: по форме диаграммы направленности можно судить о типе акустического источника, в том числе и о характере колебаний его поверхностей. Это весьма важный диагностический признак, широко используемый на практике для классификации источников звука. Ниже, мы также будем использовать этот признак для оценки характера колебаний некоторых гидроаэродинамических источников звука.

Забегая вперед, следует добавить также, что в отличие от акустических источников звука, реализуемых в виде жестких упругих тел, поверхность которых совершает вынужденные колебания под действием внешних источников энергии <sup>12</sup>, в аэрогидродинамической акустике источниками звука являются весьма малые (по сравнению с длиной излучаемой волны) объемы той же среды, в которую и происходит излучение звука <sup>13</sup>. Деформируясь под действием сил, возникающих в нестационарном потоке, эти объемы возмущают окружающую среду и тем самым генерируют в ней звуковые волны.

На этом мы заканчиваем обзор простейших моделей источников звука, принятых в классической акустике, и надеемся, что эти знания помогут читателю при чтении последующих глав.

---

<sup>12</sup>Например, если взять тонкостенную, радиально поляризованную сферическую оболочку из пьезокерамического материала и на нее подать переменное электрическое напряжение, то она начнет совершать радиальные колебания и излучать в окружающую среду звук подобно источнику монопольного типа.

<sup>13</sup>Способность малых колеблющихся объемов среды излучать звук отнюдь не является чем то неожиданным в акустике. Например, заключенный в горле резонатора Гельмгольца объем среды (при возбуждении резонатора) довольно эффективно излучает звук в окружающую среду.

### 3. ЭКСКУРС В НЕКОТОРЫЕ ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ В ПОТОКЕ

Мы живем на Земле, где сила притяжения (гравитационная сила) является определяющим фактором для большинства протекающих на ней физических процессов. Именно поэтому такие текучие среды, как жидкость и газ, принимают форму сосуда, в который они помещены. Здесь сосуд надо понимать в самом широком смысле слова, т.е. это может быть и стакан, и бочка, и трубопровод, и русло реки или глобальное ложе океана и многое другое<sup>14</sup>. В силу этих обстоятельств при движении жидкости или газа всегда происходит их взаимодействие со стенками сосуда, т.е. с поверхностями твердого тела. Такое же взаимодействие происходит и при движении твердого тела в жидкости или газе. Например, при движении корабля, подводной лодки или самолета, а также при обтекании неподвижных тел потоком, как в случае мостовых опор и др. Взаимодействие может происходить не только с твердыми телами и стенками, но и с жидкостями. Например, когда струя жидкости вливается в некоторый объем такой же или другой покоящейся жидкости, скажем, вода из трубопровода поступает в бак или бассейн. Именно благодаря такого рода взаимодействиям возникает ряд интересных, важных и поучительных физических явлений. Остановимся на некоторых из них подробнее<sup>15</sup>.

Со школьных курсов физики (да и просто из житейских наблюдений) известно, что течение бывает ламинарным (от латинского *lamina* – пластинка, полоска) и турбулентным (от латинского *turbulentus* – бурный, беспорядочный). Ламинарное (стационарное) течение плавное и устойчивое. Слои и струи потока движутся параллельно друг другу и практически не смешиваются. Обычно это имеет место при относительно малых скоростях потока. В качестве примера на рис. 3.1 изображен такой поток, обтекающий цилиндрическое тело. Визуализация потока обеспечивалась подачей подкрашенных струек. Поэтому хорошо видно, как поток плав-

---

<sup>14</sup>Когда гравитационная сила отсутствует, или когда она компенсирована другой силой, например, центробежной, как в космическом корабле, двигающемся по орбите вокруг Земли, жидкость принимает форму шара благодаря силам поверхностного натяжения, которые в этом случае становятся определяющими.

<sup>15</sup>Везде ниже мы будем рассматривать дозвуковые потоки жидкости или газа, когда их скорость  $U$  меньше скорости  $c$  распространения в них звука. Величина  $U/c$  обозначается буквой  $M$  и, как уже говорилось выше, называется числом Маха.

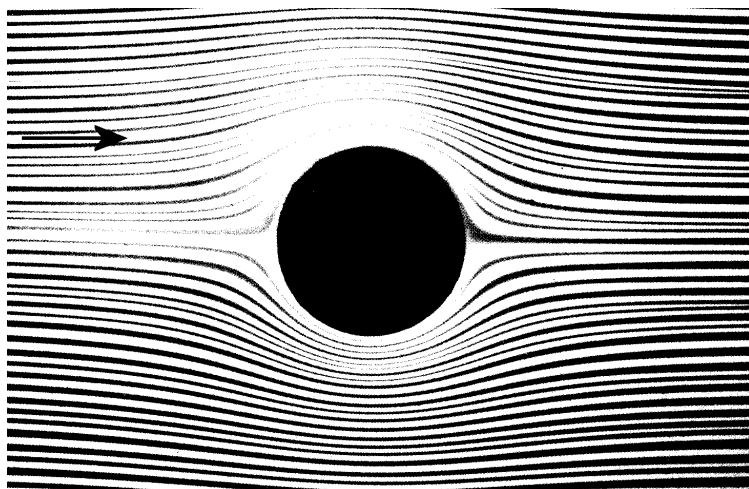


Рис. 3.1. Ламинарный поток, обтекающий цилиндрическое тело [24]; стрелкой указано направление потока.

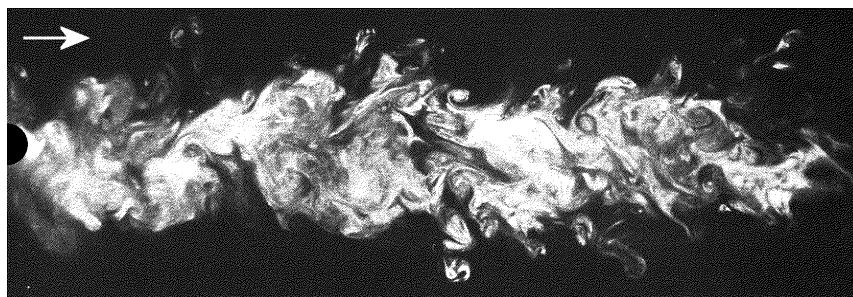


Рис. 3.2. Турбулентный след за цилиндрическим телом [24]; стрелкой указано направление потока.

но обтекает цилиндр и подкрашенные струи нигде не смешиваются. В отличие от этого, турбулентные (нестационарные) течения не устойчивы. Их слои и струи интенсивно и беспорядочно перемешиваются. Такие течения возникают при больших скоростях и наглядным примером может служить след, образующийся за цилиндрическим телом, помещенном в скоростной поток, см. рис. 3.2. Турбулентные течения легко можно наблюдать также за кормой движущейся лодки или корабля, а также за мостовой опорой, если течение реки достаточно быстрое. Еще легче их наблюдать в струе дыма, когда курильщик быстро выдувает табачный дым изо рта. Можно заметить, что вначале струя достаточно

ровная и ее внешняя поверхность относительно гладкая. Но уже на некотором расстоянии от рта (равном примерно 1-2 диаметра самой струи) она начинает турбулизироваться, образуя клубы (вихри), которые далее дробятся на все более и более мелкие вихри, постепенно растворяясь в воздухе,

Таким образом, переход течения из ламинарного в турбулентное связан главным образом с увеличением градиента скорости потока в поперечном направлении и скорость, при которой происходит этот переход, называется критической скоростью.

Имеются две фундаментальные физические причины, из-за которых возникает турбулентность в потоке. Первая – наличие вязкого трения в среде, а вторая – “прилипание” среды к поверхности твердого тела, с которым среда контактирует (взаимодействует). Здесь термин “прилипание” имеет тот смысл, что частицы среды на поверхности тела имеют нулевую скорость (если тело покоится), хотя скорость потока среды отлична от нуля. И наоборот, если среда покоится, а тело движется, то частички среды на поверхности тела будут иметь ту же скорость, что и тело. Эти две причины обуславливают появление интересного физического эффекта – пограничного слоя (boundary layer), расположенного в области, непосредственно прилегающей к поверхности тела. Причем пограничный слой присущ как ламинарному, так и турбулентному течению.

В этом относительно тонком слое среды скорость ее частиц плавно увеличивается вдоль нормали к поверхности тела от нулевой (на поверхности покоящегося тела) до скорости потока. Этот гидродинамический эффект был теоретически предсказан В.Блазиусом<sup>16</sup> и экспериментально открыт в 1904–1905 годах Л.Прандтлем<sup>17</sup>. Кривая, которая характеризует изменение скорости потока в пределах пограничного слоя, в последствии была названа профилем Блазиуса. Форма этой кривой, полученная экспериментально, представлена на рис. 3.3. А на рис. 3.4, для сравнения, схематически изображено распределение скоростей в пограничном слое, когда твердая поверхность неподвижна относительно потока и когда твердая поверхность движется в покоящейся среде. Как видно, характер распределения скоростей в пограничном слое несколько меняется (сравни рис. 3.4а и рис. 3.4б), хотя сами функции, опи-

---

<sup>16</sup>Вильгельм Блазиус (1818-1899) немецкий ученый.

<sup>17</sup>Людвиг Прандтль (1875–1953) – немецкий ученый механик и инженер.

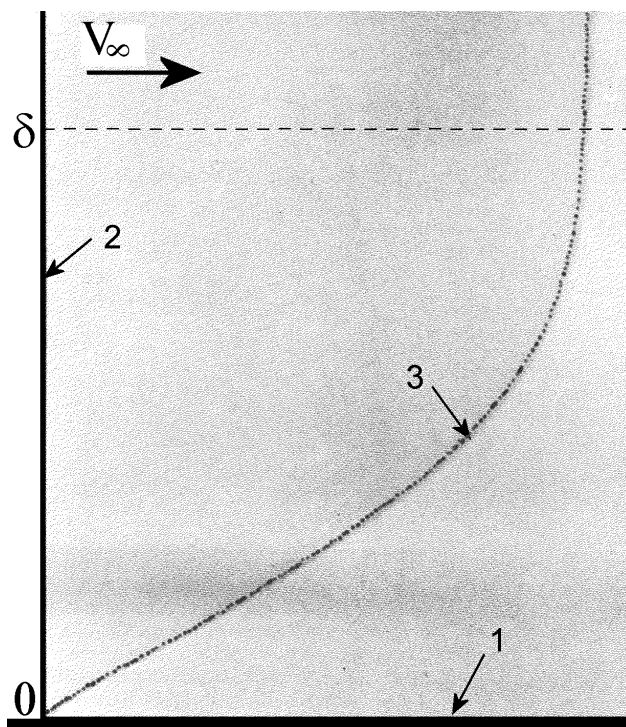


Рис. 3.3. Профиль 3 скорости потока в пограничном слое над неподвижной пластинкой 1 [24]; визуализация профиля обеспечивается с помощью проволоки 2, на которую подается короткий мощный электроимпульс, и наличия в жидкости растворенного коллоидного вещества; в результате термохимической реакции вокруг проволоки сначала образуется тонкое облачко контрастного вещества, которое затем сносится потоком, визуализируя вертикальное распределение скоростей в пограничном слое; большая горизонтальная стрелка указывает направление потока.

сывающие изменение скоростей в пограничных слоях, одинаковы. Для ламинарного течения Блазиус оценил толщину пограничного слоя [25] как  $\delta = 5(\nu l/V_\infty)^{1/2}$ , где  $\nu$  – кинематическая вязкость среды,  $l$  – длина жесткой пластинки, над которой движется поток,  $V_\infty$  – скорость потока вдали от поверхности пластинки<sup>18</sup>. Следует сказать, что по мере отдаления от пластинки 1 (см. рис. 3.3) скорость потока  $V$  в пограничном слое сначала быстро растет, а потом довольно медленно приближается к значению  $V_\infty$ . Поэтому на практике довольно часто толщину пограничного

<sup>18</sup>Поскольку величина  $\delta$  строго говоря не постоянна по длине пластинки, то для ее оценки (в конкретной точке  $x$  от начала пластинки) величину  $l$  следует заменить на  $x$ .

слоя  $\delta$  определяют тогда, когда  $V \approx (0.9 - 0.95)V_\infty$ .

Таким образом, в пограничном слое всегда существует градиент скорости в направлении нормали к поверхности твердого тела.

В пограничном слое на каждую частичку среды действуют две силы: сила инерции, обусловленная наличием скорости потока, и сила трения, обусловленная вязкостью среды. Баланс этих сил и определяет характер движения среды в пограничном слое и количественно характеризуется безразмерным числом Рейнольдса  $Re = Vl/\nu$ , где  $V$  – скорость потока,  $l$  – характерный размер тела (или потока) и  $\nu$  – кинематическая вязкость среды. В ламинарном (безвихревом), относительно медленном потоке, силы трения преобладают над силами инерции, а в относительно быстром потоке – наоборот.

Учитывая наличие градиента скорости потока в пограничном слое и тот факт, что силы трения пропорциональны градиенту скорости, рассмотрим возможные движения частичек <sup>19</sup> среды в пограничном слое, см. рис. 3.4а.

Во – первых, под действием сил инерции частичка движется вдоль потока, т.е. совершает поступательное движение. Во – вторых, благодаря наличию градиента скорости в поперечном относительно потока направлении, на верхней и нижней гранях частички скорости разные, а следовательно разные по величине и силы трения  $F_1$  и  $F_2$ . Последнее обстоятельство приводит к возникновению момента относительно центра частички, который может по достижении определенной критической скорости потока привести частичку во вращательное движение. Поскольку градиент скорости в пограничном слое зависит от расстояния до поверхности тела (с увеличением расстояния он уменьшается), величина момента, действующего на частичку в слое, будет расти при приближении к поверхности тела. В силу этих обстоятельств, по достижении скорости потока некоторой критической величины, частички среды в пограничном слое начинают вращаться, образуя вихри разного масштаба. Когда вихри достигают определенных размеров, они отрываются от тела, образуя за телом характерный след, существенно зависящий от скорости тела и его формы.

Теперь становится понятным, что при малых скоростях (и соответственно относительно малых числах Рейнольдса) вихреобразование в пограничном слое практически не происходит и течение имеет ламинар-

---

<sup>19</sup>Предполагается, что размер частичек существенно меньше толщины пограничного слоя.

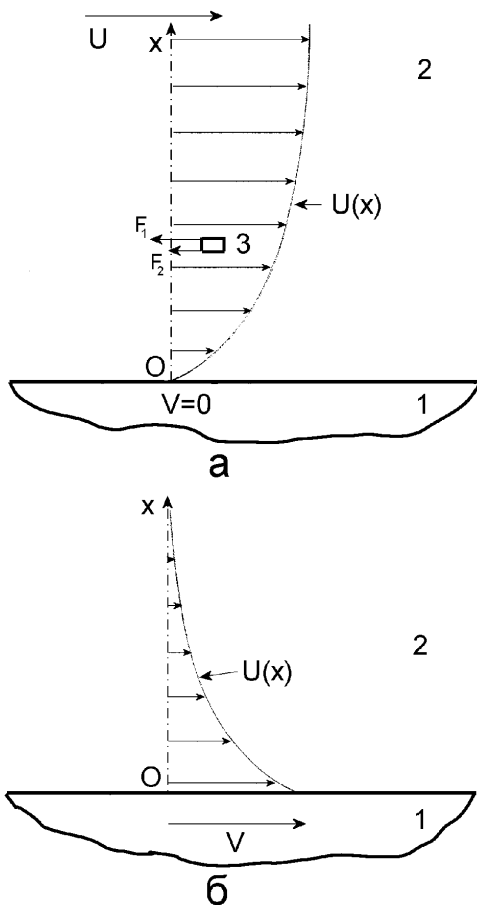


Рис. 3.4. Скорость потока  $U$ , профиль скорости  $U(x)$  потока в пограничном слое и скорость  $V$  твердого тела:

1 – твердое тело, 2 – жидкость, 3 – частичка среды;  
а – тело покоится, а среда движется; б – тело движется, а среда покоится.

ный характер. Например, хорошо известно [26], что характер движения жидкости в трубах остается ламинарным вплоть до  $Re = Vd/\nu \approx 2300$ ; здесь  $d$  – диаметр трубы. Если разместить неподвижный шар диаметром  $D$  в потоке, то ламинарный характер сохраняется вплоть до  $Re = VD/\nu \approx 24$ .

При относительно больших числах Рейнольдса в пограничном слое уже рождаются вихри, в результате чего, жидкость, например за длин-



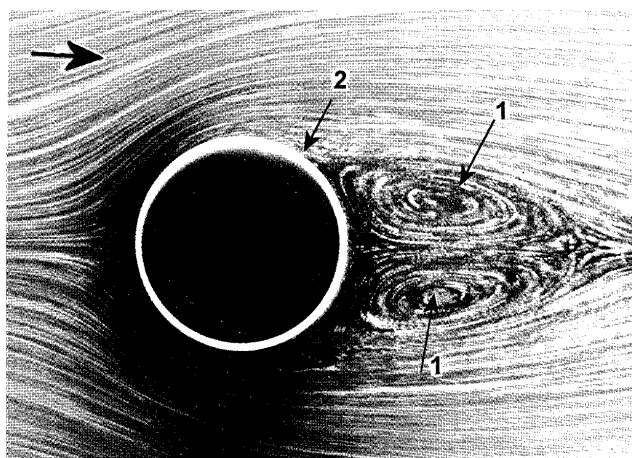


Рис. 3.5. Два вихря за цилиндром [24]:  
1 – вихри, 2 – зона отрыва потока от поверхности цилиндра.

ным цилиндром, сворачивается в два симметричных противоположно вращающихся вихря, размер которых растет с увеличением скорости потока и при  $Re \approx 26$  они становятся сравнимыми с диаметром цилиндра рис. 3.5

Если и дальше повышать скорость, то вихри начинают отрываться от тела и в следе образуется так называемая вихревая дорожка (vortex street) или дорожка Кармана<sup>20</sup>. Любопытно, что вихри отрываются попеременно то с одного, то с другого края тела, в результате чего дрейфуя за телом они выстраиваются в “шахматном” порядке, как показано на рис. 3.6. Именно наличие дорожки Кармана, образующейся за древком флага, является главной причиной того, что полотнище флага трепещет на ветру. Ткань флага практически не обладает изгибной жесткостью и поэтому вихри дорожки легко вытесняют полотнище в межвихревую волнистую область и дрейфуя вниз по потоку создают эффект волнообразного колебания полотнища флага.

Здесь следует заметить, что при каждом отрыве вихря на кормовой поверхности цилиндра возникает импульс давления и поэтому периодический отрыв вихрей порождает тональный звук (подробней механизм такого звукообразования будет рассмотрен в последующих главах). Однако так происходит только в некотором диапазоне чисел Рейнольдса.

<sup>20</sup>Теодор фон Карман (1881–1963) – немецкий механик, долго работавший в США.

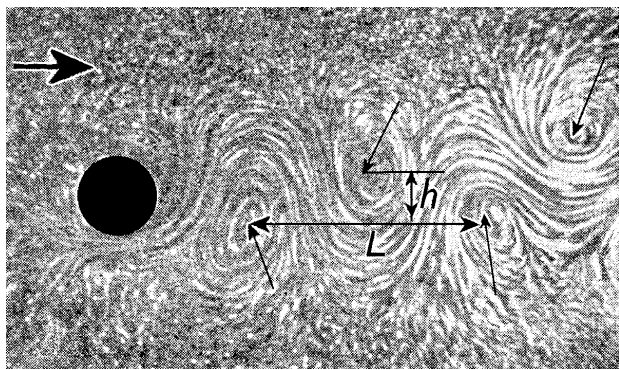


Рис. 3.6. Дорожка Кармана (центры вихрей указаны тонкими стрелками);  $h$  – расстояние между обоими рядами вихрей,  $L$  – расстояние между соседними вихрями.

При еще больших числах Рейнольдса  $Re > 10^5$  вихревая дорожка Кармана быстро разрушается. Крупные вихри, образующие дорожку, дробятся на все более и более мелкие, превращаясь в характерный турбулизированный след за телом. При этом тональный звук исчезает и остается так называемый турбулентный шум.

Любопытно отметить тот факт, что сам Т. Карман не претендовал на открытие вихревой дорожки. В своей книге [27] он указывает, что факт появления вихревой дорожки за телом, обтекаемым потоком, по видимому был известен очень давно. В качестве доказательства он приводит картину, которую он увидел в одном из храмов в г. Болонья (Италия). На картине изображен святой Христофор, переносящий младенца Иисуса через водный поток. Позади ноги святого художник изобразил характерную вихревую дорожку, образовавшуюся на поверхности воды.

Подводя итог проведенному выше анализу, можно заключить, что кинетическая энергия потока за счет его взаимодействия с твердыми телами в основном теряется на преодоление вязких потерь в пограничном слое, на образование вихрей и отчасти преобразуется в звуковую энергию, что тоже можно рассматривать как потери, если нашей целью не является создание эффективного источника звука.

Как мы уже отмечали выше, поток может взаимодействовать также и с другими жидкими или газообразными средами. Типичным примером может служить случай, когда струя жидкости из трубы вливается в достаточно большой по объему резервуар, заполненный такой же

или другой жидкостью. При этом отверстие трубы должно находиться ниже верхнего уровня жидкости. Если к тому же отверстие трубы расположено достаточно далеко от стенок резервуара и от верхнего уровня жидкости, а среда в резервуаре неподвижна, то такую струю называют затопленной [26].

Другим, уже упоминавшемся выше, примером может служить струя табачного дыма, выпускаемая изо рта курильщиком. Хорошим примером может служить также дым, выходящий из высокой заводской трубы. В обоих случаях струю дыма так же можно считать затопленной.

Для дальнейшего анализа особенностей струйного течения рассмотрим затопленную струи газа, втекающую в неподвижный воздух, см. рис. 3.7

Здесь прекрасно виден весь процесс эволюции струи по мере ее продвижения в открытое пространство. Рассмотрим этот процесс более детально, для чего введем вспомогательную ось  $x/d$  (внизу рисунка), здесь  $d$  – диаметр струи непосредственно у сопла. Кроме этого, воспользуемся также контурным изображением этой же струи, которое было специальным образом отредактировано, см. рис. 3.8.

Начнем с так называемого корня струи, т.е. области непосредственно прилегающей к соплу (выходному отверстию трубы). Здесь поперечное распределение скорости по толщине струи практически равномерно<sup>21</sup>, см. рис. 3.7, позиция 1. На дистанции от сопла до точки, отстоящей от сопла примерно на величину диаметра самого сопла, струя, по крайней мере визуальнo, не претерпевает никаких изменений. Однако на самом деле на внешней поверхности струи уже начинают происходить интересные и важные, с точки зрения дальнейшей эволюции струи, явления. Действительно, движущиеся на поверхности струи частички газа за счет наличия вязкости должны вовлекать в движение неподвижные частички воздуха, которые непосредственно окружают струю. И чем дальше от сопла, тем большее количество ранее неподвижных частичек, окружающих струю, вовлекается в это движение. Естественно, что при этом скорость частичек газа на внешней поверхности струи начинает уменьшаться, по сравнению со скоростью частичек среды на оси струи. А скорость частичек воздуха, окружающих струю, естественно начинает увеличиваться. Это обстоятельство хорошо проиллюстрировано на рис. 3.8,

---

<sup>21</sup>За исключением участков, непосредственно прилегающих к стенкам сопла, где скорость уменьшается за счет наличия пограничного слоя.

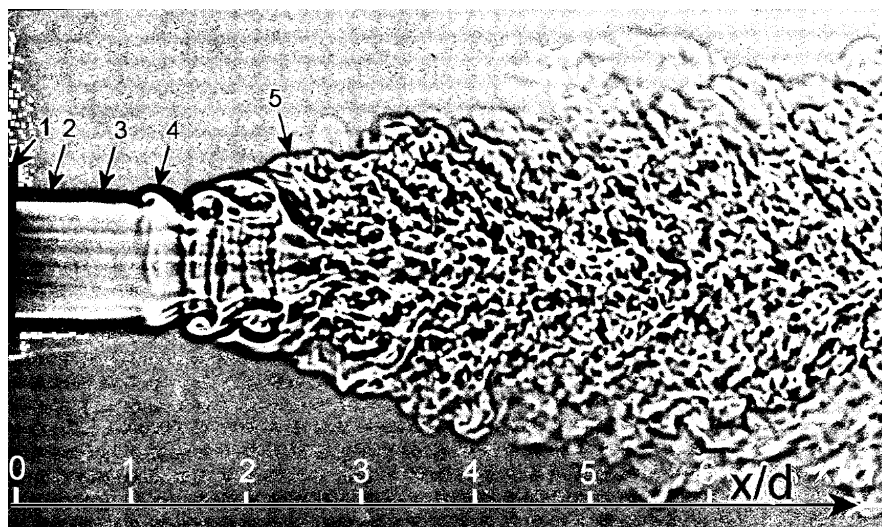


Рис. 3.7. Круглая струя газа, втекающая в неподвижный воздух [24]:

1 – сопло, 2 – корень струи, 3 – слой смешения,  
4 – первый кольцевой вихрь, 5 – турбулентность.

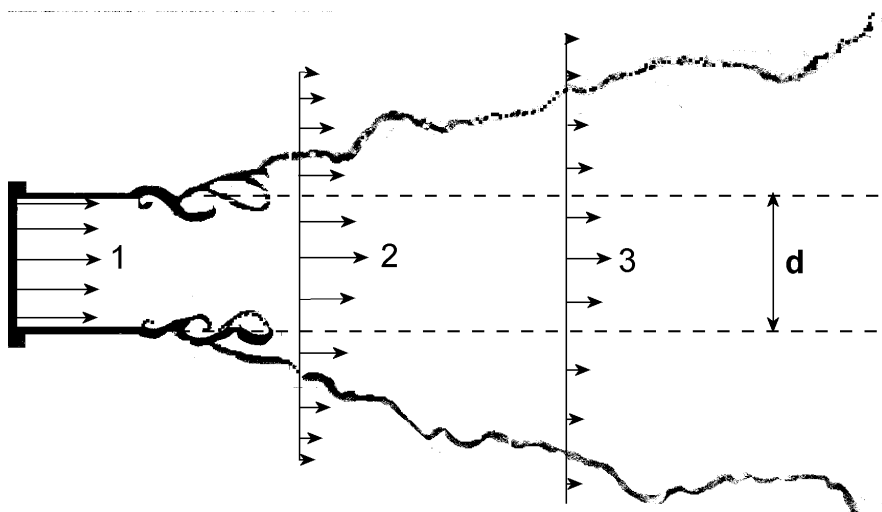


Рис. 3.8. Контур струи газа, которая изображена на рис. 3.7:

1 – поперечное распределение скорости струи у сопла,  
2 – на расстоянии  $2.3d$  от сопла, 3 – на расстоянии  $4.5d$  от сопла.

поперечным распределением скорости в позиции 2.

Таким образом, часть кинетической энергии движущейся струи за счет вязкости обеих сред передается неподвижной среде, окружающей струю. Именно в этом и проявляется взаимодействие двух, в данном случае газообразных, сред.

Весьма тонкий слой, где происходит контакт (взаимодействие) струи газа с окружающим ее воздухом и начинается смешивание двух сред, называется слоем смещения или сдвиговым слоем (shear layer), а весь, вовлеченный в движение окружающий струю воздух, называется спутным потоком.

Будем продвигаться вдоль струи далее. Как видно, на расстоянии от сопла чуть превышающем величину диаметра струи на внешней поверхности струи начинает формироваться кольцевой вихрь. И окончательно заканчивает он формироваться на расстоянии, примерно равном  $x/d \approx 1.25$ . Формирование вихря указывает на фундаментальную роль сил вязкости в зоне поверхности струи. В дальнейшем, в зоне  $1.25 < x/d < 2.0$ , кольцевые вихри еще сохраняют свою форму, однако уже на больших расстояниях вихри начинают распадаться и диффундировать внутрь струи и в целом струя становится турбулентной. Следует отметить, что процесс турбулизации приводит к резкому расширению струи (это хорошо видно на обеих рисунках), что обусловлено вовлечением в спутный поток большего объема окружающего струю воздуха (см. на рис. 3.8, поперечное распределение скорости в позиции 3) и, как следствие, приводит к быстрому снижению скорости струи, хотя неупорядоченное турбулентное движение может сохраняться еще сравнительно длительное время (так называемая вязкая стадия деградации струи). Но в конечном итоге и эти следы струи постепенно исчезнут.

Таким образом, кинетическая энергия затопленной струи при малых числах Маха, взаимодействуя с окружающей ее средой, расходуется главным образом на образование спутного потока и вихреобразование. И лишь незначительная ее часть трансформируется в звуковую энергию. Однако при больших скоростях струи, когда число Маха приближается к единице, или даже превышает его (так называемые сверхзвуковые струи), в звуковую энергию (преимущественно шумового характера) может трансформироваться более заметная часть энергии струи. Такое явление знакомо многим, кто наблюдал работу авиационного реактивного двигателя и слышал характерный шум, вытекающей из него струи.



Рис. 3.9. Образование вихрей на границе двух сред, движущихся с разными скоростями.

Еще один любопытный пример взаимодействия двух слоев жидкости (верхний слой более темный, а нижний более светлый), движущихся в одну сторону, но с разными скоростями, см. рис. 3.9. Здесь хорошо видно, как в слое смешения (на границе двух сред) за счет наличия вязкости появляются вихри. Поскольку нижний слой имеет большую скорость, вихри закручиваются против часовой стрелки, а амплитуда их нарастает по мере продвижения вниз по потоку.

Рассмотрим еще один тип течения – отрывное течение. Это течение, в котором поток газа или жидкости, обтекающий твердое тело с криволинейной поверхностью, отрывается от его поверхности в некоторой точке с образованием вихревой зоны за телом. Типичный пример такого течения легко можно наблюдать при обтекании цилиндра на рис. 3.5. Здесь хорошо видна зона отрыва потока (указана стрелкой 2) и вихри 1 за цилиндром. Поток, после отрыва от поверхности цилиндра, обтекает вихри и за счет наличия слоя смешения между потоком и вихрями поддерживает вращение последних. Область размещения вихрей за цилиндром называется застойной зоной, поскольку обмен частицами среды между потоком и вихрями сравнительно слабый.

Более сложный случай отрыва потока можно наблюдать при обтекании тел, поверхность которых имеет изломы. Например, обтекание потоком прямоугольного барьера, см. рис. 3.10 (для сравнения на рис. 3.11 приведен характер течения вблизи того же барьера при малых скоростях потока). Как видно, здесь поток сначала отрывается от плоской поверхности перед барьером, а затем уже с кромки барьера. При этом и перед барьером и за ним образуются так называемые застойные зоны,

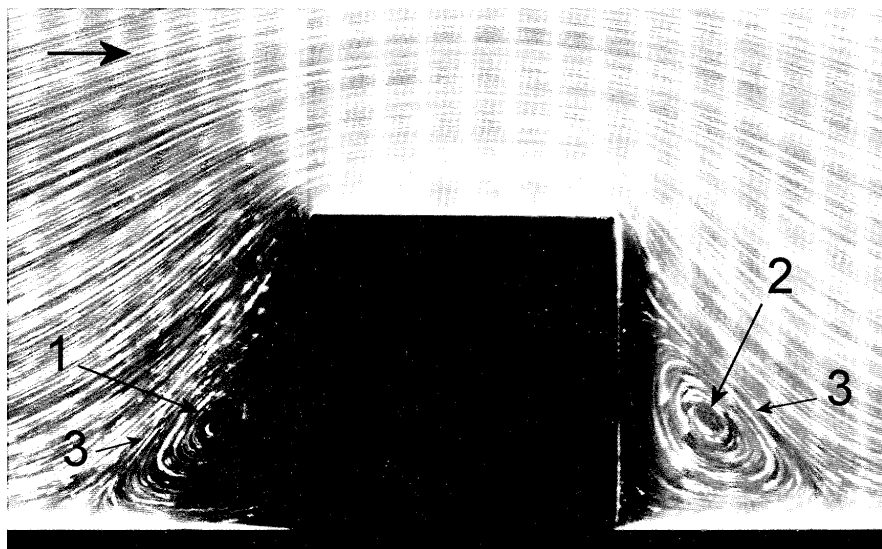


Рис. 3.10. Обтекание барьера со срывом потока [24]:  
1, 2 – вихри в застойной зоне, 3 – слой смешения.

где располагаются вихри, вращение которых поддерживается потоком.

Необходимые физические условия для возникновения отрывных течений – это наличие пограничного слоя, повышение давления в направлении потока и, разумеется, достаточная скорость потока. В данном случае, см. рис. 3.10, очевидно, что перед барьером давление повышается за счет натекания жидкости на преграду и ее торможения, а сразу после барьера происходит резкое расширение сечения канала и, в соответствии с законом Бернулли<sup>22</sup>, скорость потока снижается, а давление возрастает.

Отрывные течения и образования застойных зон также характерны и для потоков в трубах, если последние имеют изломы или резкие изменения сечения.

Теперь остановимся на некоторых специфических свойствах вихрей. Понятие вихря было введено Гельмгольцем в 1858 г. Им же была разработана теория вихрей и вихревого движения [30, 35, 42, 44] и он также пытался уточнить роль вихревого движения в метеорологических явлениях.

Выше мы уже обращали внимание на явление вихреобразования при обтекании твердых тел потоком, отрыв их от тел и образование вихревой

<sup>22</sup>Даниил Бернулли (1700–1782) – швейцарский математик и механик.

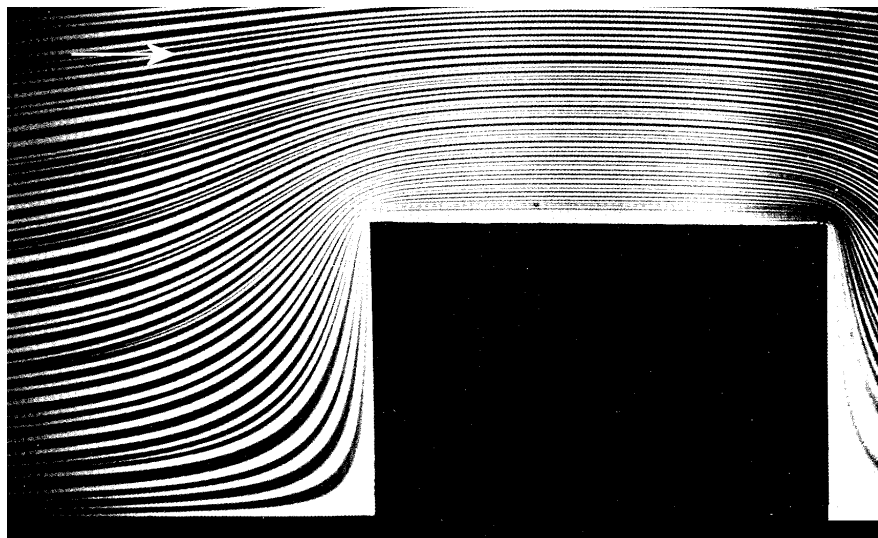


Рис. 3.11. Обтекание барьера без срыва потока [24].

дорожки или дорожки Кармана. В природе мы также нередко наблюдаем образование вихрей. Например, пылевые вихри на улицах городов, грозные и разрушительные торнадо, атмосферные вихри – циклоны, которые хорошо видны на фотографиях, сделанных с метеоспутников. Наконец, океанические вихри, нередко по масштабам сравнимые с материками. Из всех этих наблюдений можно заключить, что в природе вихри не являются редким явлением. Кроме этого, давно подмечено, что время “жизни” вихрей достаточно продолжительное и определяется их масштабами и такими факторами, как начальная энергия вихря, т.е. какую энергию он приобрел в момент рождения, а также существует или нет подпитка его энергией в процессе его “жизни”. Если вернуться, например к рис. 3.5 или рис. 3.10, то здесь вихри могут существовать до тех пор, пока будет существовать поток, который по сути подпитывает их энергией. Вихри, которые уже оторвались от тела, см. рис. 3.6, и образовали дорожку Кармана, естественно имеют конечное время “жизни”, поскольку их энергия вращения будет тратиться на преодоление сил вязкости, которые всегда существуют в реальных средах.

Вот некоторые примеры как кинетическая энергия потока тратится на формирование интересного и содержательного типа движения жидкости или газа – вихревого движения.



Следует сказать, что какова бы ни была конфигурация вихря он не может иметь внутри жидкости или газа ни начала ни конца. Вихрь должен быть или замкнутым в виде кольца (тороида), или должен иметь начало и конец на границах среды, в которой он существует (например, на поверхности обтекаемого тела, на поверхностях сосуда, внутри которого заключена среда, на поверхности земли - в случае торнадо, на поверхности воды или на дне реки - в случае вихрей в текущей воде и т.д.). Поэтому, если такие условия отсутствуют, то время “жизни”, возникшего по той, или иной причине вихря, весьма короткое.

В случаях, когда указанные условия выполняются и масштабы вихрей велики, время их “жизни” может быть большим. Например, океанические вихри могут существовать месяцы, циклоны – недели и больше, торнадо – дни и даже недели, вихри в дорожке Кармана – десятки секунд.

Таким образом, чем масштабней вихрь, тем больше он несет в себе энергии и тем большие разрушения он может произвести, если встретит на своем пути какое – либо препятствие. Здесь как раз уместно сказать еще об одном замечательном свойстве вихрей, которое в литературе не всегда подчеркивается. При столкновении движущегося вихря с препятствием он порой ведет себя подобно твердому телу. Еще во второй половине XIX века рядом исследователей проводились эксперименты с кольцевыми воздушными и жидкими вихрями [28, 29]. Используемый ими генератор кольцевых воздушных вихрей был весьма примитивен. Он представлял собой деревянную или картонную коробку, на передней стенке которой было вырезано круглое отверстие, а вместо задней стенки использовалась натянутая ткань или лист резины. Чтобы визуализировать процесс образования и движения кольцевых вихрей, внутри коробки размещался небольшой сосуд с нашатырем, за счет испарения которого воздух внутри коробки становился дымным. Далее, при резком ударе по тыльной стенке, из переднего круглого отверстия вылетал кольцевой дымный вихрь, за движением которого легко можно было наблюдать. Несмотря на простоту устройств авторами был установлен ряд интересных закономерностей, присущих кольцевым вихрям. И, в частности, было обнаружено, что вихрь соударяясь с мелкими предметами, находящимися на его пути движения, способен отбрасывать их в сторону. А в [30] отмечается, что холостой выстрел из пушки производит вихревое кольцо диаметром 1–2 м, движущееся со скоростью около 30

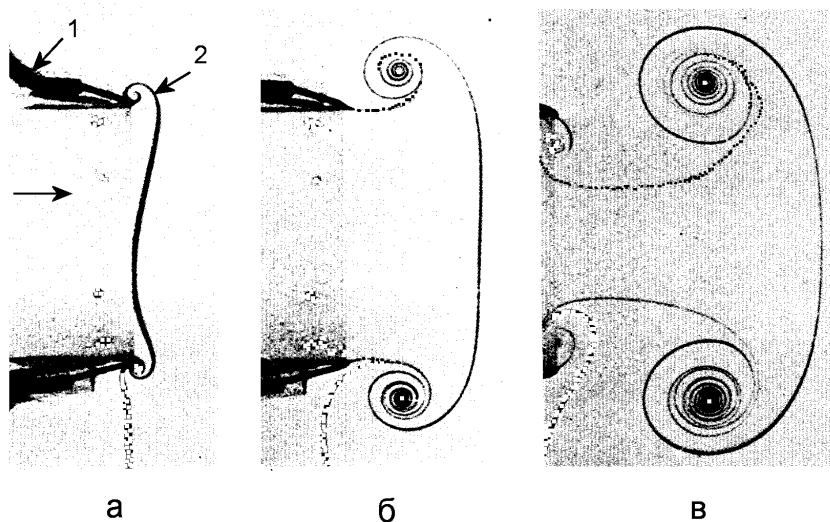


Рис. 3.12. Процесс образования кольцевого вихря [24]:

а – зарождение, б – формирование, в – отрыв от сопла; 1 – сопло, 2 – кольцевой вихрь.

м/с и проходящее расстояние до 450 м. Причем такой вихрь способен был отбрасывать сравнительно массивные препятствия, если они располагались на пути его следования.

В дальнейшем были проведены многочисленные наблюдения, позволившие установить многие другие любопытные свойства кольцевых вихрей. В частности, удалось проследить фазы зарождения, формирования и отрыв кольцевых вихрей от их источника. В качестве примера на рис. 3.12 приведены 3 фотографии (сделанные последовательно с некоторой задержкой по времени), на которых можно наблюдать эти фазы. Анализируя эти данные, легко убедиться, что форма такого вихря не является настоящим кольцом (или тороидом) с замкнутой поверхностью, а представляет собой туго свернутую тороидальную спираль.

Таким образом, во многих случаях движущиеся вихри, благодаря своей кинетической энергии и компактной, особым образом свернутой, некоторой массы среды, при столкновении с препятствием проявляют кинематические свойства, во многом присущие твердому телу. Ниже, мы неоднократно будем возвращаться к этому свойству вихрей при анализе механизмов генерации звука потоком.

Теперь рассмотрим один очень важный гидроаэродинамический эффект, который нам понадобится в дальнейшем при изучении генерации

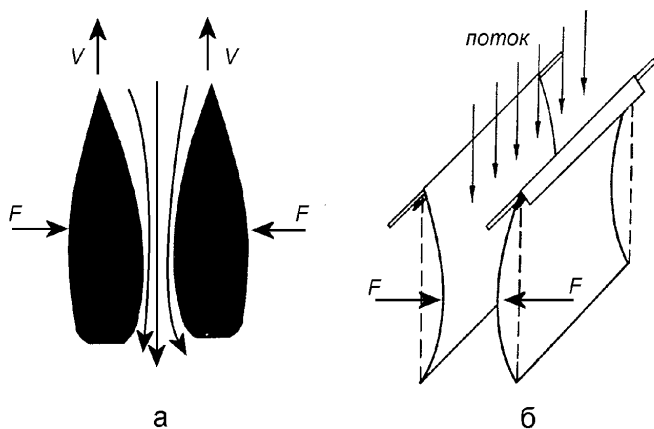


Рис. 3.13. Примеры воздействия потока на некоторые объекты:  
а – на два корабля, движущихся параллельными курсами, б – на два листа картона.

звука потоком, но не за счет вихреобразования, а за счет взаимодействия потока с твердым телом, порождающем специфическое распределение в пространстве полей скоростей и давлений. Трудно определить, когда этот эффект был обнаружен, однако капитанам средневековых парусных кораблей несомненно он был известен. Речь идет о эффекте, который нередко приводил к авариям (столкновению) кораблей, расположенных достаточно близко друг от друга и движущихся параллельными курсами. На рис. 3.13а схематически представлена такая ситуация – два корабля движутся параллельными курсами с некоторой скоростью  $V$  и расстояние между ними меньше ширины корабля. Было подмечено, что при таком их взаимном расположении они начинали вдруг неожиданно сближаться, вследствие чего ударялись бортами. При этом скорость сближения увеличивалась с ростом скорости кораблей. Поэтому в правилах кораблеводства уже в средние века указывалась недопустимость такого рода маневров в опасной близости от других кораблей. Мы можем провести также простой опыт, хорошо демонстрирующий этот эффект. На рис. 3.13б изображены два изогнутых листа тонкого картона, расположенных достаточно близко друг от друга. Если начать дуть так, чтобы струя воздуха проходила между листами, то можно обнаружить, что они начнут сближаться. Можно предположить, что при прохождении струи между листами возникают поперечные силы  $F$ , стремящи-

еся сблизить эти листы. Однако, какова причина появления этих сил? Объяснение впервые дал Даниил Бернулли и он же получил одно из главных уравнений гидроаэромеханики, устанавливающих связь между скоростью и давлением в потоке идеальной несжимаемой жидкости. Рассмотрим кратко основные идеи, заложенные в это уравнение, и вытекающие из него следствия.

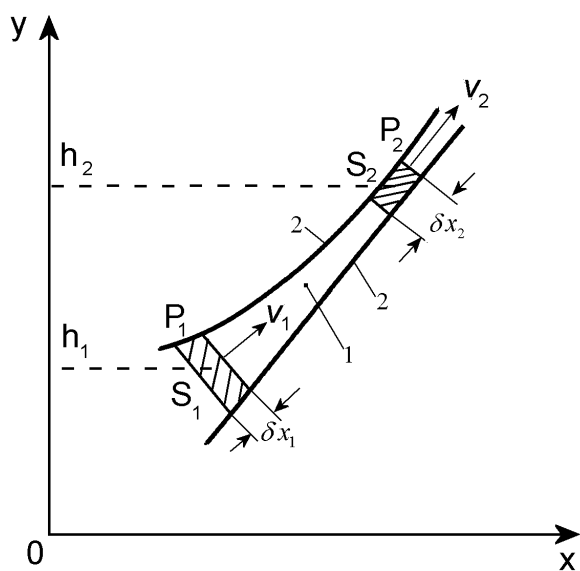


Рис. 3.14. Канал переменного сечения, заполненный движущейся средой:  
1 – канал, 2 – жесткие стенки канала.

Пусть мы имеем канал с изменяющимся сечением, внутри которого движется жидкость снизу вверх, как показано на рис. 3.14. Выделим два элементарных объема  $\delta v_1 = S_1 \delta x_1$  и  $\delta v_2 = S_2 \delta x_2$ , которые обозначены штриховкой; здесь  $S_1$  и  $S_2$  – соответствующие площади. Поскольку жидкость несжимаема очевидно, что должны выполняться равенства  $\delta v_1 = \delta v_2 = \delta v$ , а следовательно массы  $m$  этих элементарных объемов должны также быть равны. Изменение кинетической энергии всей части жидкости, заключенной между выделенными элементарными объемами, равно разности кинетических энергий выделенных объемов, т.е.  $m(v_2^2 - v_1^2)/2$ , а изменение потенциальной энергии (за счет разной высоты расположения выделенных элементов над уровнем земли), соответственно  $mg(h_2 - h_1)$ ; здесь  $g$  – ускорение свободного падения. Поскольку движение жидкости в канале снизу вверх возможно только при нали-

чий давления  $p$ , полная совершенная работа будет равна  $m(p_1 - p_2)/\rho$ ; здесь  $\rho$  – плотность жидкости. Очевидно, что полная совершенная работа должна быть равна изменению кинетической энергии плюс изменению потенциальной энергии. Используя полученные их оценки имеем

$$p_1 + \frac{1}{2}\rho v_1^2 + \rho gh_1 = p_2 + \frac{1}{2}\rho v_2^2 + \rho gh_2 = \text{const.} \quad (3.1)$$

Это и есть уравнение Бернулли. Здесь  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $\rho gh_1$  и  $\rho gh_2$  характеризуют статическую часть давлений в канале, а  $\rho v_1^2/2$  и  $\rho v_2^2/2$  динамическое давление (напор).

Если жидкость неподвижна, то из этого уравнения вытекает хорошо известное соотношение статики, связывающее давление с глубиной

$$p_1 + \rho gh_1 = p_2 + \rho gh_2.$$

Если канал расположен горизонтально относительно поверхности земли, т.е. выполняется условие  $h_1 = h_2$ , то

$$p_1 + \frac{1}{2}\rho v_1^2 = p_2 + \frac{1}{2}\rho v_2^2. \quad (3.2)$$

Таким образом, из уравнения Бернулли непосредственно вытекают важные следствия, а именно: скорость в узком месте канала всегда больше, чем в широком, при этом справедливо равенство

$$S_1 V_1 = S_2 V_2, \quad (3.3)$$

а давление наоборот – в широком месте канала больше, чем в узком.

Теперь становится вполне понятным почему два корабля, расположенные недалеко друг от друга и плывущие параллельными курсами, начинают непроизвольно сближаться. В образующемся между их бортами узком канале вода обтекает борта быстрее, чем борта с противоположных сторон. Естественно, что и давление воды на борта разное – в узком канале между бортами оно меньше, а на внешних бортах оно больше. Именно в результате этого и появляется сила  $F$ , стремящаяся сблизить корабли друг к другу. Тот же эффект имеет место и при продувании воздуха между двумя листами картона. Следствия, вытекающие из уравнения Бернулли, дают возможность также объяснить почему крыло самолета обладает подъемной силой. Обратимся к рис. 3.15а,

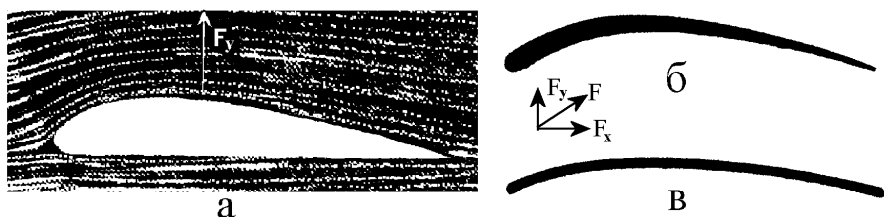


Рис. 3.15. Крыло:

а – широкий профиль крыла в потоке, б – тонкий профиль крыла, в – профиль крыла в виде тонкой слабоизогнутой пластины.

на котором представлена картина обтекания широкопрофильного крыла потоком. Поскольку профиль крыла несимметричен (нижняя поверхность плоская, а верхняя выпуклая), скорость обтекающей его среды на верхней поверхности выше, чем на нижней, а давление наоборот – на нижней поверхности выше, чем на верхней. Именно в результате этого и возникает подъемная сила  $F_y$ . Заметим, что в авиации используются различные профили крыла, см., например [25]. Выбор того или иного профиля во многом зависит от предназначения летательного аппарата и необходимых его летных характеристик. В качестве примера на рис. 3.15б изображено также тонкопрофильное крыло. Однако следует сказать, что даже простая слабоизогнутая пластинка, см. рис. 3.15в, обладает вполне приличной подъемной силой и крыло такой формы весьма часто использовалось на заре развития авиации.

В гидроаэромеханике подъемная сила, действующая на тело, размещенное в потоке, определяется следующим образом [25]. Сначала определяют результирующую силу  $F$ , действующую на тело, которая есть сумма давлений и касательных напряжений по всей поверхности тела. А затем вычисляют составляющие  $F_y$  и  $F_x$ , см. рис. 3.15. Составляющая  $F_y$  и есть подъемная сила, а составляющая  $F_x$  – сила лобового сопротивления. Следует заметить, что чаще интересуются не самими силами, а их отношениями к скоростному напору потока  $\bar{F} = \rho V^2 S / 2$ ; здесь  $\rho$  – плотность среды потока,  $V$  – скорость набегающего невозмущенного потока,  $S$  – площадь наибольшего поперечного сечения тела, соответственно в направлении оси  $y$  или  $x$ . При этом величину  $c_y = F_y / \bar{F}$  называют коэффициентом подъемной силы, а величину  $c_x = F_x / \bar{F}$  – коэффициентом

лобового сопротивления.

В заключение следует добавить, что уравнение Бернулли получено без учета сил трения и поэтому при применении его к реальной жидкости нужно учитывать потери энергии потока на сопротивление. На практике оценка таких потерь обычно определяется через коэффициент сопротивления [26], который представляет собой отношение потерянной полной энергии (мощности) на данном участке канала к кинетической энергии потока в интересующем сечении, или отношение потерянного давления к скоростному давлению (напору)

$$\xi = \frac{2\delta p}{\rho V^2}. \quad (3.4)$$

Например, если мы хотим оценить величину  $\bar{\xi}$  для той части канала, которая находится между выделенными штриховкой участками (см. рис. 3.14), то будем иметь

$$\bar{\xi} = \frac{2(p_1 - p_2)}{\rho \bar{V}^2},$$

где  $\bar{V}$  – средняя скорость потока между выделенными участками.

На этом мы заканчиваем экскурс по основным физическим явлениям, возникающим в потоке. Читателю, который пожелает более углубленно ознакомиться с этими явлениями и изучить их количественную сторону, мы рекомендуем обратиться к классическим фундаментальным трудам по гидроаэродинамике, таким как [25, 31–43].

#### 4. НЕКОТОРЫЕ ИСТОРИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ РАЗВИТИЯ ГИДРОАЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ

Как мы уже отмечали выше, интерес к проблеме преобразования энергии потока в звуковую энергию возник в глубокой древности. Скорее всего это было связано с созданием музыкальных духовых инструментов. Например, такие хорошо известные народные музыкальные инструменты, как свирель, сопилка, дудка, шотландская волынка существуют многие сотни лет и тому подтверждение многочисленные литературные памятники, народные сказания и художественные полотна. Пастух, играющий на свирели – классический образ, к которому обращалось не одно поколение художников. Однако кто эти гениальные изобретатели этих простейших музыкальных инструментов, как они догадались использовать поток воздуха для извлечения музыкальных звуков достоверно неизвестно. Вместе с этим, история создания, например, всем известного органа, главным звукообразующим элементом которого по-сути является устройство, аналогичное свирели или дудке, исторически хорошо прослеживается. Действительно, на основе сохранившихся трудов выдающегося древнегреческого инженера и ученого Герона и римского архитектора Ветрувия достоверно известно, что честь изобретения органа (он назывался в те времена – *гидравлос*) принадлежит Ктесибию – талантливому древнегреческому механику-изобретателю из Александрии (около II–I вв. до н.э.) [45, 46].

Однако первые работы, положившие начало научным (в современном смысле этого слова) исследованиям в области преобразования энергии потока в звуковую энергию, были выполнены в XIX веке. А первые технические устройства, реализующие преобразование энергии потока в звуковую энергию, появились в первой половине XX века. К ним следует отнести в первую очередь мощные звуковые и ультразвуковые воздушные свистки Гальтона и Гартмана, жидкостные свистки Яновского и Польмана, а также воздушные и жидкостные сирены, см. [6, 8, 47–51]. Одна часть этих устройств была разработана и создана в интересах нарождающейся в то время гидроакустики для обеспечения обнаружения подводных лодок, судов и айсбергов, определения глубины под килем судов (эхолотов) и для связи между судами. Другая часть – для технологических целей в металлургии, химической и пищевой промышлен-



ности и др. Наконец некоторые из таких устройств, например сирены и гудки, до сих пор используются для сигнализации и оповещения на железнодорожном и морском транспорте и в крупных жилых массивах.

Здесь следует заметить, что многие из этих устройств широко применялись вплоть до Второй мировой войны. Однако открытие Джоулем<sup>23</sup> в 1847 г. магнитострикционного эффекта, а позже (в 1880 г.) Кюри<sup>24</sup> пьезоэлектрического эффекта привело к тому, что к середине XX века в качестве мощных источников звука и ультразвука стали использоваться устройства (магнитострикционные и пьезоэлектрические преобразователи), преобразующие электрическую энергию непосредственно в механическую, а затем в акустическую. Эти источники оказались эффективными и, что самое главное, легко управляемыми. На их основе, например, можно было относительно легко создавать мощные (до нескольких киловатт и более) когерентные гидроакустические антенны в интересах обороны и народного хозяйства. А поскольку их динамика описывалась ранее хорошо исследованными линейными дифференциальными уравнениями, то проектирование таких преобразователей энергии с наперед заданными электроакустическими параметрами оказалось сравнительно простой задачей. И, в конечном итоге, во многих областях техники устройства, преобразующие энергию потока в акустическую энергию, оказались не конкурентноспособными по сравнению с электроакустическими преобразователями и были ими вытеснены. Естественно и интерес к проблеме создания устройств для преобразования энергии потока в звуковую энергию несколько снизился.

Однако, где-то в 60–70-х годах XX века, появилась острая необходимость в решении ряда новых проблем, связанных с генерацией звука потоком. В частности, проблем, относящихся к оборонной технике, экологии и медицине. Кратко остановимся на существовании этих проблем.

Проблема, возникшая во времена глобального военного противостояния между бывшим СССР и США, в так называемый период холодной войны, была связана с необходимостью скрытного перемещения стратегических атомных подводных лодок (АПЛ) в Мировом океане. Как мы уже говорили выше, при движении объектов в жидкой среде возникают шумы обтекания, мощность которых быстро растет с ростом скорости передвижения объектов. Именно этот эффект в совокупности с шумами,

---

<sup>23</sup>Джеймс Прескотт Джоуль (1818–1889) – английский физик.

<sup>24</sup>Пьер Кюри (1859–1906) – французский физик.

создаваемыми вращающимися гребными винтами, являлись основными демаскирующими элементами АПЛ. Развита сеть гидроакустического прослушивания США в Мировом океане поначалу весьма эффективно определяла траектории движения советских АПЛ, фиксируя эти шумы. Именно это обстоятельство оказалось мощным стимулом для изучения шумов обтекания и поиска технических средств снижения такого рода шумов, см. [10, 11, 16, 17, 55, 56] и обширную библиографию в них.

Проблемы, связанные с экологией, также оказались в центре внимания в последней трети XX века. Мы уже выше отмечали сколь неблагоприятное воздействие на человека могут оказывать техногенные шумы. В частности, шумы струй, вытекающие из реактивных двигателей самолетов в аэропортах, шумы обтекания фюзеляжей самолетов, проникающие в пассажирские салоны, шумы обтекания автомобилей в совокупности со звуками, генерируемыми потоком в колесных нишах и других открытых конструктивных полостях днища автомобиля, а также звуков, генерируемых на выступающих элементах, таких как внешние зеркала, телескопические радиоантенны и др. Определенные проблемы возникают и с шумом, создаваемым лопастями пропеллеров ветроэнергоагрегатов, количество которых в мире стремительно увеличивается. Все эти проблемы также требовали изучения и поиска шумоснижающих технологий, см., например, [3, 53, 57, 58, 71 – 74] и библиографию в них.

За последние 20 лет огромный прогресс наблюдается также в создании новых средств медицинской диагностики. В частности, было обнаружено, что при стенозе (патологическом сужении) кровеносных сосудов, за счет турбулизации кровотока возникают характерные шумы. Поэтому установление закономерностей, связывающих характер шумов и величину стенозов в сосудах, оказалось весьма важной задачей, решение которой могло бы стать основой создания нового поколения диагностических средств для раннего обнаружения стенозов и предупреждения закупорки сосудов. Одновременно с этим, начали набирать темпы исследования шумов и звуков, возникающих в норме и патологии респираторного тракта человека. Как известно, эти шумы и звуки возникают при движении воздуха в бронхиальном дереве человека в процессе дыхания и уже давно используются в медицине с целью диагностики легочных заболеваний. Для этого применяется традиционный, изобретенный еще в 1816 году французом Рене Лаэннеком (Rene Laënnec), стетофонендоскоп. Вместе с тем, выяснение на современном уровне механизмов

генерации таких шумов и звуков, позволило бы приступить к созданию электронных систем их обнаружения и распознавания, что явилось бы предпосылкой для создания автоматизированных диагностических средств мониторинга населения на предмет легочных заболеваний без применения традиционных рентгенологических аппаратов. А это давало бы надежду избавить население от риска накопления лишних доз радиации, см., например, [75–81] и библиографию в них.

Таким образом настоятельная необходимость решения указанных выше проблем и дала новый мощный толчок исследованиям механизмов генерации звука потоком, которые были начаты еще более века назад. К сожалению, такие исследования чрезвычайно сложны и требуют решения ряда непростых проблем как теоретического, так и экспериментального плана. Остановимся очень кратко на сути этих проблем.

Как известно, вопросы о механизмах генерации звука потоком жидкости или газа находятся в компетенции классической науки гидроаэродинамики, изучающей движения жидкостей и газов под действием внешних сил и оформившейся как наука приблизительно в середине XVIII века. Одним из сравнительно молодых ответвлений этой науки является гидроаэродинамическая акустика<sup>25</sup>, которая начала формироваться по-видимому на рубеже XIX и XX веков.

Следует сказать, что основные достижения гидроаэродинамической акустики лежат в экспериментальной области. В теоретической области ее достижения пока скромны. И связано это с тем, что до сих пор не найдены общие аналитические решения, сформулированную еще в XIX веке Навье и Стоксом, систему нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих движения вязких сжимаемых жидкостей и газов, с которой мы познакомились выше. Мы видели, что при решении конкретных прикладных задач, часто упрощают эти уравнения, отбрасывая нелинейные члены, а также члены содержащие вязкость и сжимаемость. Такие упрощения во многих случаях позволяют довести решения некоторых прикладных задач до количественных результатов. К сожалению, для решения прикладных задач гидроаэродинамической акустики члены, ответственные за сжимаемость среды, должны обязательно присутствовать, поскольку именно наличие сжимаемости среды и обуславливает принципиальную возможность возникновения и распростра-

---

<sup>25</sup>Некоторые исследователи предпочитают называть ее “акустика неоднородной движущейся среды”, см. [53].

нения в ней звуковых волн. Что касается прямых численных решений этих уравнений<sup>26</sup>, то они вызывают определенные трудности, поскольку требуют суперскоростной вычислительной техники с огромными ресурсами памяти. К сожалению, в настоящее время такой техникой располагают только ведущие страны мира и возможность ее использования могут позволить себе только те научно-исследовательские центры, которые имеют к ним доступ. Вот почему к настоящему времени работ, в которых рассматриваются конкретные задачи гидроаэродинамической акустики, с помощью прямых численных методов решения уравнения Навье–Стокса, относительно немного (к их обсуждению мы вернемся несколько позже). Но, судя по всему, в обозримом будущем именно методы DNS имеют наибольшую перспективу при теоретических исследованиях процессов генерации звука потоками [54] и выяснения тонких механизмов преобразования энергии потока в звуковую энергию.

Указанные обстоятельства по-сути являются главной причиной того, что на протяжении последних примерно 150 лет главный упор при изучении механизмов преобразования энергии потока в звуковую энергию делался на эксперимент и построение (на базе результатов эксперимента) качественных теорий. К сожалению, получение хороших достоверных экспериментальных данных связано с созданием уникального дорогостоящего оборудования, а также сложной специальной измерительной техники.

Заканчивая этот раздел, можно с уверенностью прогнозировать, что настоятельная необходимость решения возникших новых проблем перед обществом и наукой, о которых мы рассказали выше, даст огромный стимул развитию аэрогидродинамической акустики. И этому уже есть подтверждение, выражающееся в существенном увеличении потока научных публикаций по этой проблеме.

---

<sup>26</sup>В англоязычной литературе эти методы называются direct numerical simulations, или сокращенно DNS.

## 5. ЭВОЛЮЦИЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О МЕХАНИЗМАХ ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА ПОТОКОМ

Есть основание считать, что к первой подлинно научной работе по изучению генерации звука потоком следует отнести работу Струхаля<sup>27</sup>, появившуюся в 1878 году, см. [82]. Он изучал эоловы звуки, возникающие при обтекании потоком воздуха отрезка проволоки, и установил, что безразмерная величина

$$St = fd/V, \quad (5.1)$$

в некотором диапазоне скоростей вращения проволоки остается постоянной и равной приблизительно 0.185; здесь  $f$  – частота генерируемого звука,  $d$  – диаметр проволоки,  $V$  – линейная скорость проволоки. Впоследствии, величина  $St$  была названа в его честь числом Струхаля и, наряду с числом Рейнольдса (и рядом других подобного рода безразмерных чисел [83]), является одним из критериев подобия в гидроаэромеханике. Равенство однотипных критериев подобия для двух или более физических систем – необходимое и достаточное условие физического подобия этих систем.

Некоторые качественные объяснения результатам экспериментов Струхаля дал Рэлей<sup>28</sup> в работе [5, 84]. А позже, Карман установил, что отношение расстояния между рядами вихрей  $h$  к расстоянию между вихрями  $L$  (см. рис. 3.6) в ряду приблизительно равно 0.28, т.е. близко числу, установленному Струхалем. Этот факт легко подтверждается, если полагать, что  $h \approx d$ , а  $f = 1/T$  (здесь  $T$  – период генерируемых звуковых колебаний). Тогда очевидно, что  $L = VT$  и  $St \approx h/L$ . Некоторое несовпадение величин  $St$  и  $h/L$  объясняется тем, что расстояние между рядами вихрей в дорожке Кармана несколько больше диаметра проволоки.

В период с 1914 г. по 1919 г. Ф. Крюгер и А. Шмидке создали общую качественную схему объяснения генерации тонального звука потоком, известную под названием теории Крюгера<sup>29</sup>. Они экспериментально изучали генерацию звука при обтекании тел, при натекании струи на клин

---

<sup>27</sup>Винсенс Струхаль (1850–1923) – чешский физик.

<sup>28</sup>Лорд Рэлей (Джон Уильям Стретт 1842–1919) – английский физик.

<sup>29</sup>Из-за недоступности оригинальных работ Крюгера мы будем опираться на работу советского акустика Б. П. Константинова [52], в которой анализируется эта теория.

и при работе органной трубы. Причины генерации тонального звука они видели исключительно в появлении вихревой дорожки Кармана. Теория Крюгера производила импонирующее впечатление благодаря единству взгляда на всю проблему генерации звука потоком. Однако качественная картина, созданная Крюгером охватывала, по сути дела, лишь внешнюю суть процесса обтекания потоком тел, наиболее бросающуюся в глаза. Как показал в 1931 г. ученик Ф. Крюгера Ю. Клюг, экспериментируя со струей, выходящей из сопла, никаких вихрей, периодически отрывающихся от краев сопла (по Крюгеру), не существует. В конечном итоге, все результаты теории Крюгера свелись к повторному выводу соотношений подобия, имеющих в раннее известных работах Струхалия и Рэлея.

Вместе с этим, по-видимому в 30-х годах XX века, некоторые исследователи приходят к выводу, что в основе механизма генерации тонального звука потоком лежит автоколебательный процесс. Об этом упоминает Э. Ричардсон в своей книге “Динамика реальных жидкостей” на с. 155 [71], а также Б.П. Константинов в [52] на с. 54, ссылаясь на свою раннюю работу [86]. В дальнейшем, начиная примерно с 50-х годов XX века, стало появляться относительно большое количество работ, посвященных разработке этой идеи для конкретных гидроаэродинамических ситуаций, см., например, работы [88–99, 101], а также обзоры [100, 102] и обширную библиографию в них.

Напомним читателю<sup>30</sup>, что в акустике и механике колебания принято подразделять на собственные (свободные), вынужденные и автоколебания. Собственные колебания – это те колебания, которые в данной системе могут совершаться при отсутствии постоянного внешнего воздействия, но за счет начального возбуждения. Вынужденные колебания – это колебания системы под действием сторонних сил, характер которых не зависит от движения системы. В случае линейных систем вынужденные колебания всегда можно представить через определенный набор собственных колебаний.

Автоколебания системы возникают самопроизвольно за счет определенных внутренних акустических или механических обратных связей между входом и выходом системы. Важными условиями для возникновения таких колебаний является наличие источника энергии и нелинейность элементов системы.

Термины “автоколебания”, “автоколебательный процесс” и “автоколе-

---

<sup>30</sup>Мы предполагаем, что читатель знаком с некоторыми основами акустики и механики.

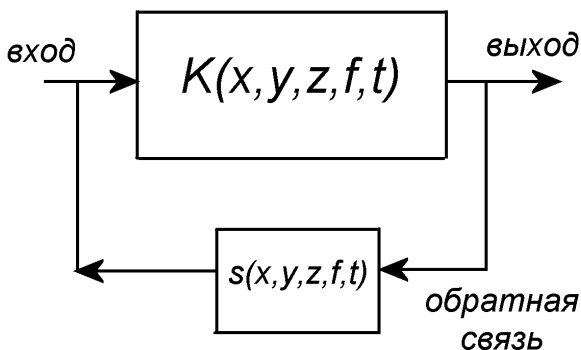


Рис. 5.1. Обобщенная схема динамической системы с обратной связью:

$K(x, y, z, f, t)$  – комплексный коэффициент передачи системы (без обратной связи),

$s(x, y, z, f, t)$  – комплексный коэффициент передачи цепи обратной связи;

$x, y, z, f, t$  – координаты, частота и время.

батательные системы” были предложены еще в 1937 г. А.А. Андроновым [103,104], поскольку динамические системы, в которых могут возникать автоколебания, представляют исключительный интерес для науки и техники<sup>31</sup>.

В самом общем и упрощенном виде динамическую систему, в которой возникают автоколебания, можно представить как некую систему, состоящую из 2-х каналов, через которые течет энергия: относительно мощный прямой канал и канал обратной связи (или канал управления, который обычно слабomощный), см. рис. 5.1. Прямой канал должен иметь источник энергии. Это может быть электрический ток, поток жидкости или газа, или какой-нибудь другой носитель энергии. Прямой канал имеет вход энергии и ее выход, а его комплексный коэффициент передачи энергии  $K(x, y, z, f, t)$  в общем случае зависит от координат, частоты и времени<sup>32</sup>. Канал обратной связи отбирает часть энергии с выхода и передает ее на вход. Его комплексный коэффициент передачи равен  $s(x, y, z, f, t)$ . Общий коэффициент передачи всей такой динамической системы, как известно [83], имеет вид

$$\tilde{K} = \frac{K(x, y, z, f, t)}{1 - s(x, y, z, f, t)K(x, y, z, f, t)}.$$

<sup>31</sup>В англоязычной литературе чаще используются термины “self-excited”.

<sup>32</sup>Коэффициент передачи есть отношение энергии (или любого другого параметра – тока, электрического напряжения, давления, скорости и т.д.) на выходе к энергии на входе.

Обратная связь может быть положительной и отрицательной и, в общем случае, это определяется фазой поступающего сигнала с канала обратной связи на вход прямого канала. При отрицательной обратной связи сигнал с канала обратной связи находится в противофазе с входным сигналом. Поэтому суммарный входной сигнал уменьшается и стабилизируется, что обычно используется в технике для автоматического поддержания физических характеристик динамических систем на требуемом уровне. При положительной обратной связи наоборот, сигнал с канала обратной связи находится в фазе с входным сигналом. Поэтому суммарный входной сигнал увеличивается, что приводит к увеличению выходного сигнала и т.д. В результате динамическая система самовозбуждается и может перейти в режим автоколебаний.

По-видимому впервые обратная связь в явном виде была применена при создании часов [83] и паровых машин. Однако в настоящее время принято считать, что обратные связи являются общим фундаментальным свойством природы и присутствуют в самых различных динамических системах – от простейших механических до биологических и общественных. В простейших динамических системах (например, часы, тепловые машины, электронные устройства и др.), имеющих сосредоточенные элементы (маятники, пружины, золотники, конденсаторы, катушки индуктивности и др.), сравнительно просто идентифицировать все элементы системы, ответственные за прямой канал и канал обратной связи. Если, например, остановить часы, то можно обнаружить все элементы прямого канала и канала обратной связи. Более того, при создании таких систем удастся реализовать каналы обратной связи с наперед заданными характеристиками. Однако в более сложных динамических системах идентифицировать канал обратной связи и его элементы зачастую оказывается очень сложной задачей. К сожалению, к этим системам относятся и системы, встречающиеся в гидроаэромеханике. Причина этого очевидна – все основные элементы подобного рода динамических систем распределены в пространстве и их действие проявляется только в динамике. Иными словами, если движение такой динамической системы остановить, то исчезнут и все основные элементы прямого канала и канала обратной связи. Таким образом, трудности изучения гидроаэродинамических автоколебательных систем состоят не только в сложности решения соответствующих дифференциальных уравнений, которыми они описываются и о чем мы уже упоминали выше, но и в том,



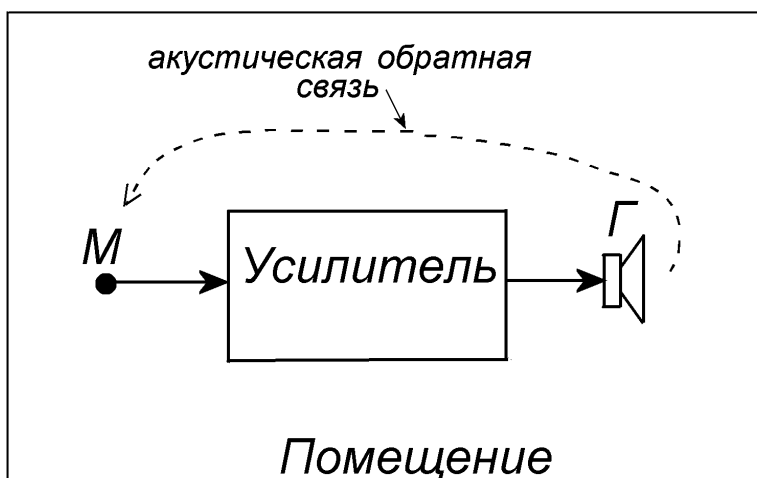


Рис. 5.2. Динамическая электроакустическая система с акустической обратной связью через окружающую воздушную среду:

М – микрофон, Г – громкоговоритель.

что элементы этих систем распределены в пространстве и их свойства зависят от времени, координат и других параметров.

Диссипативные динамические системы, в которых могут возникать автоколебания, должны удовлетворять нескольким условиям [87, 103–105]. Во-первых, они должны иметь постоянный источник энергии. Во-вторых, иметь колебательную систему и, в третьих, иметь канал положительной обратной связи. Кроме этого, в системе должны обязательно присутствовать нелинейные элементы. Это могут быть нелинейные вольт-амперные характеристики ламп или полупроводников в электронных усилителях сигналов, нелинейные характеристики элементов подвески диффузора в громкоговорителях, такие нелинейные явления в жидкостях и газах, как вихреобразование и т.д.

В качестве примера на рис. 5.2 представлена реальная динамическая электроакустическая система, в которой могут возникнуть автоколебания, хотя они весьма и нежелательны. Всем знакомая ситуация: большой зал, слушатели и докладчик. Докладчик говорит в микрофон, электрический сигнал с которого поступает на электронный усилитель и далее на громкоговорители. Слушатели с задних рядов просят увеличить громкость. Докладчик вращает ручку усиления электронного усилителя и вдруг в громкоговорителях раздается пронзительный вой. Что же произошло? А произошло вот что. Излучаемая звуковая энергия резко

увеличилась и ее оказалось теперь достаточно, чтобы некоторая ее часть достигла микрофона. По воздушному каналу громкоговоритель – микрофон образовалась акустическая обратная связь, которая на некоторых частотах оказалась положительной (система звукоусиления весьма широкополосна (порядка 8 и более октав) и поэтому всегда найдутся частоты, на которых обратная связь окажется положительной). В результате и возник этот нежелательный эффект, который называется акустической обратной связью<sup>33</sup>.

Приведенный пример интересен также и тем, что прямой канал (микрофон, электронный усилитель и громкоговоритель) содержит в основном сосредоточенные элементы, а канал обратной связи распределен в пространстве помещения. Поэтому, для оценки канала обратной связи и его воздействия на основной канал необходимо знать распределение звукового поля во всем помещении с учетом отражений звука от всех предметов в помещении, а также стен, пола и потолка. И хотя в настоящее время это и посильная задача, тем не менее достаточно сложная и трудоемкая.

Таким образом, в настоящее время принято считать, что главной причиной появления тональных (узкополосных) звуков в различных гидроаэродинамических системах являются возникающие в них за счет самоорганизации положительные обратные связи, которые и приводят эти системы в автоколебательный режим.

В описанных выше экспериментах и наблюдениях по генерации звука потоком четко сформировались представления о том, что звук генерируется нестационарными возмущениями в потоке. Если обратиться, например, к рассматриваемому Струхалем обтеканию потоком воздуха цилиндра, то возмущения потока можно условно разделить на две составляющие. Первая составляющая – это возмущения полей скоростей и давлений на поверхности цилиндра, вызванные наличием самого препятствия на пути потока, имеющие явно периодический характер. Эти возмущения (как будет показано далее) самоорганизуются в некоторую сложную автоколебательную систему, колебания которой и вызывает появление тонального звука. Вторая составляющая это возмущения, развивающиеся в турбулентном следе за цилиндром, в результате чего возникает широкополосный шум. Механизм возникновения шума прин-

---

<sup>33</sup>Обычно, перед докладом или другими мероприятиями, операторы регулируют аппаратуру так, чтобы такие эффекты не возникали. Этого можно достичь рациональным размещением микрофонов и громкоговорителей в помещении, а также регулировкой коэффициента усиления тракта.

ципиально отличается от механизма возникновения тонального звука и связан, как будет показано ниже, со специфическими колебаниями и взаимодействием частиц среды в турбулентном следе. Оценка вклада в акустическое поле излучения этих двух составляющих принципиально важно для понимания механизмов генерации звука потоком и получения количественных характеристик звукового поля.

В свете такой постановки задачи важную роль в развитии гидроаэродинамической акустики сыграли работы М. Лайтхилла [57, 58] (и его многих последователей, например, [59 – 65]), которая была инициирована компанией Роллс-Ройс (Rolls-Royce)<sup>34</sup> и разработана М. Лайтхиллом в связи с изучением широкополосных шумов, создаваемых газовыми турбулентными струями. Именно эти работы вскрыли физические причины появления звука в свободном турбулентном потоке и дали возможность оценить уровень звука в зависимости от скорости потока. Изложим кратко суть этой теории.

Предположим, что у нас есть безграничная область  $G$  однородной жидкой или газообразной покоящейся среды, где нет никаких источников звука, но в принципе могут распространяться звуковые волны со скоростью  $c_0$ , подчиняясь волновому уравнению (1.13). Это уравнение записано относительно потенциала скорости  $\Phi$ . Для удобства дальнейших выкладок перепишем его относительно плотности среды  $\rho$

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho = 0. \quad (5.2)$$

Здесь  $\nabla^2$  – оператор Лапласа. Заметим, что это уравнение не содержит каких-либо источников. В противном случае его правая часть не равнялась бы нулю.

Пусть в области  $G$  имеется конечная по объему область  $g$ , в которой среда находится в произвольном (например турбулентном) движении. Поэтому для области  $g$  мы должны использовать не приближенные уравнения (как при выводе волнового уравнения), а точные. Для этого воспользуемся уравнением неразрывности среды (1.1) и уравнением сохранения количества движения (1.2) с включенными в них силами вязкости, даже если они пренебрежимо малы. Эти уравнения у нас были представлены в векторном виде. Однако сейчас их более удобно пред-

---

<sup>34</sup>Роллс-Ройс – всемирно известная компания, разрабатывающая и изготавливающая турбореактивные двигатели для авиации, которой необходимо было решить проблему снижения шума струей, вытекающей из двигателей.

ставить в тензорном виде <sup>35</sup>

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_j) = 0, \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j + P_{ij}) = 0, \quad (5.4)$$

где  $v_j$  – проекция скорости течения жидкости на ось  $x_j$  и  $P_{ij} = p\delta_{ij} + \mu(-\theta_{ij} + 2e_{ij}\delta_{ij}/3) = p\delta_{ij} + \sigma_{ij}$  – тензор напряжений от сил давления и вязкости;  $\mu$  – коэффициент сдвиговой вязкости;  $\sigma_{ij}$  – компоненты тензора вязких напряжений. Здесь

$$\theta_{ij} = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}; \quad e_{ij} = \frac{\partial v_i}{\partial x_j},$$

а  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера ( $\delta_{ij} = 1$  при  $i = j$ ;  $\delta_{ij} = 0$  при  $i \neq j$ ) и везде  $i, j = 1, 2, 3$ .

Продифференцируем теперь уравнение (5.3) по времени, а уравнение (5.4) – по координате  $x_i$ . Затем вычтем один результат из другого и получим

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 (\rho v_i v_j + P_{ij})}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (5.5)$$

Вычитая из обеих частей этого соотношения величину  $c_0^2 \nabla^2 \rho$ , получим

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (5.6)$$

где

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + \delta_{ij} (p' - c_0^2 \rho') - \sigma_{ij} \quad (5.7)$$

есть тензор турбулентных напряжений Лайтхилла, представляющий собой разность напряжений в потоке и напряжений в покоящейся среде.

Наличие правой части в уравнении (5.6) говорит о том, что в среде существуют источники звука и, в данном случае, они порождены турбулентными напряжениями Лайтхилла в самой жидкости. Именно Лайтхилл первым получил это уравнение и указал, что эти источники звука

---

<sup>35</sup>Чтобы получить начальные сведения о тензорном исчислении, рекомендуем обратиться к книге [114] или [21].

являются аналогом классических акустических источников квадрупольного типа, которые мы подробно рассматривали выше. Действительно, сравнивая правые части уравнения (5.6) и уравнения (2.20), легко убедиться, что формально они тождественны.

Но вернемся снова к уравнению Лайтхила (5.6). Оно является точным уравнением для области  $g$  и выведено, как мы видели, без предположений о линейности, стационарности или отсутствия вихрей в потоке (как в случае волнового уравнения). Поэтому приходим к выводу: точные уравнения произвольного движения жидкости могут быть сведены к линейному уравнению распространения звука в однородной акустической покоящейся среде, находящейся под воздействием внешних приложенных флуктуаций напряжений. При этом не учитывается обратная реакция звука на характер потока, распространение звука с переменной скоростью внутри потока (рефракция звука), а также затухание звука. Все эти эффекты, по сути, неявно включены в правую часть уравнения (5.6) в виде гипотетического внешнего поля, образованного специально подобранным пространственным распределением квадруполей. Иными словами, использование уравнения Лайтхилла предполагает, что распределение в пространстве и интенсивность квадрупольных источников  $T_{ij}$  заранее известны. Поэтому теорию Лайтхилла часто называют также “акустической аналогией Лайтхилла”.

Здесь следует обратить внимание читателя на очевидное противоречие. С одной стороны, мы получили полный аналог волнового уравнения, в правой части которого указано распределение источников квадрупольного типа  $T_{ij}$ . А с другой стороны, определение этих источников эквивалентно решению исходных нелинейных уравнений гидромеханики, которое получить зачастую весьма трудно. Тем не менее для некоторых относительно простых типов потоков иногда удается получить достаточно точные оценки величины  $T_{ij}$ . Также, при некоторых предположениях, выражение для тензора турбулентных напряжений Лайтхилла (5.7) может быть существенно упрощено. Действительно, вязкие напряжения  $\sigma_{ij}$  в потоке вносят существенно меньший вклад в  $T_{ij}$ , чем напряжения Рейнольдса  $\rho v_i v_j$ , поскольку отношение этих членов имеет порядок числа Рейнольдса, которое во всех практических приложениях достаточно велико. Если пренебречь здесь также поглощением звука за счет теплопроводности, т.е. вторым членом в (5.7), то справедливым будет следующее приближенное выражение:

$$T_{ij} \approx \rho_0 v_i v_j. \quad (5.8)$$

Здесь замена переменного значения  $\rho$  на статическое значение  $\rho_0$  возможна лишь при условии

$$\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \ll 1,$$

когда значения числа Маха малы.

Подводя итог приведенным выкладкам и рассуждениям можно, сделать такой вывод: звук, порождаемый нестационарными и нелинейными движениями среды в области  $g$ , нам удалось описать с помощью линейного волнового уравнения, в правую часть которого вошли квадрупольные источники, описываемые тензором турбулентных напряжений Лайтхилла. Теперь эти данные могут быть использованы для оценки звукового поля во всей области  $G$ . Покажем, как это можно реализовать.

Если какие-либо границы, от которых звук может отражаться, в области  $G$  отсутствуют, то решение уравнения Лайтхилла можно представить используя функцию Грина для свободного пространства [64]

$$\rho'(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \int_V \frac{\partial^2 T_{ij}(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}|/c_0)}{\partial y_i \partial y_j} \frac{dV}{R}, \quad (5.9)$$

где  $\rho'(\mathbf{x}, t)$  – колебания плотности среды, вызванные звуковыми волнами,  $R = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$ ,  $\mathbf{x}$  – радиус-вектор точки наблюдения,  $\mathbf{y}$  – радиус-вектор точки источника, а интегрирование производится по объему  $V$ , полагая естественно, что  $\partial^2 T_{ij}/\partial y_i \partial y_j \neq 0$ .

В случае компактного источника, т.е. когда длина звуковой волны велика по сравнению с размерами области  $g$ , где существуют источники, решение (5.9) несколько упрощается

$$\rho'(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V T_{ij}(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}|/c_0) \frac{dV}{R}. \quad (5.10)$$

Таким образом, каждый квадрупольный элементарный источник в точке  $\mathbf{y}$ , принадлежащей области  $g$ , генерирует звуковое поле, которое распространяется со скоростью звука  $c_0$  и достигает точки наблюдения  $\mathbf{x}$  с задержкой по времени  $t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}|/c_0$ .

Напомним, что приведенные выше выкладки и формулы были получены в предположении отсутствия каких-либо поверхностей или границ,

от которых генерируемый потоком звук может отражаться. Рассмотрим теперь, что произойдет, если в потоке имеются границы. В 1955 году Н. Керл (N. Curle) в своей работе [65] впервые получил развернутое интегральное представление решения уравнения Лайтхилла, допускающее физическую интерпретацию источников турбулентного шума в присутствии границ. Полученное решение удовлетворяло как уравнению Лайтхилла с членом квадрупольных источников, так и условиям на поверхностях границ  $S$ . Используя функцию Грина для свободного пространства, он получил следующую оценку поля для случаев, когда характерный размер границы существенно меньше длин звуковых волн, генерируемых потоком, а сама граница неподвижна

$$\begin{aligned} \rho'(\mathbf{x}, t) = & \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial y_i \partial y_j} \int_V T_{ij}(\mathbf{y}, t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}|/c_0) \frac{dV}{R} - \\ & - \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S [(\rho v_i v_j + p \delta_{ij} - \sigma_{ij}) n_i] \frac{dS}{R_1}. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Здесь  $n_i$  – направляющие косинусы внешней нормали к поверхности  $S$ ;  $R_1$  – расстояния от источников звука, расположенных на поверхности  $S$ , до точки наблюдения, а квадратные скобки обозначают, что величина, заключенная в них, берется в момент времени  $t - |\mathbf{x} - \mathbf{y}|/c_0$ .

Как видим из обобщенного Керлом представления (5.11), полное излучение звука состоит из двух частей. Первый интеграл дает, уже рассмотренное выше, квадрупольное излучение в объеме  $V$ , заполненном движущей жидкостью. Второй интеграл обусловлен вкладом в излучение от гидродинамических напряжений на поверхности  $S$ . Эти напряжения включают в себя флуктуации нормальных к  $S$  давлений  $p$ , рейнольдсовых напряжений  $\rho v_i v_j$  и вязких напряжений  $\sigma_{ij}$ , образующих вместе тензор напряжений Лайтхилла. За счет действия этих напряжений на  $S$  появляются источники, которые с физической точки зрения можно интерпретировать как дипольные, поскольку перед вторым интегралом в (5.11) стоит первая производная по пространству.

Таким образом, наличие границы в потоке обуславливает появление звуковых источников дипольного типа, которые не только создают звуковые волны в окружающей среде, но и могут оказывать силовое воздействие на границу  $S$ . В частности ниже, при изучении звука (эоловых тонов), возникающего при обтекании цилиндра, будет показано, что на поверхность цилиндра действительно начинает действовать сила, на-

правленная поперек потока.

Выяснив физический механизм, связанный с генерацией звука струей, интересно познакомиться с энергетическими, спектральными и направленными характеристиками реальных струй. Усилиями большого количества теоретиков и экспериментаторов в области аэрогидродинамики во второй половине XX века был получен ряд важных количественных оценок основных акустических свойств струй. В частности Н. Керл показал, что общая акустическая мощность квадрупольных источников в затопленной струе в диапазоне  $0.3 < M \leq 1.0$  (здесь  $M = V_c/c_0$  – число Маха) может быть оценена выражением

$$W_c = k_0 \frac{\rho_0^2 V_c^8 F}{c_0^5}, \quad (5.12)$$

где  $\rho_0$  – плотность среды струи,  $V_c$  – начальная скорость струи на срезе сопла,  $F$  – площадь сопла,  $c_0$  – скорость звука в среде струи и окружающем пространстве,  $k_0 \approx (2.5 - 4.5) \cdot 10^{-5}$  – коэффициент пропорциональности, зависящий от степени турбулизации струи на срезе сопла. Как видно, акустическая мощность пропорциональна восьмой степени

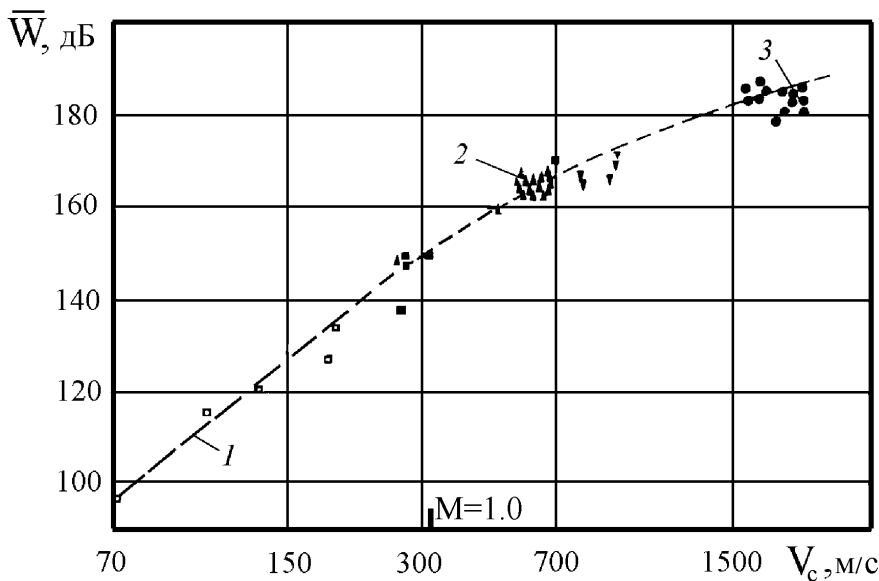


Рис. 5.3. Относительная акустическая мощность воздушных струй:  
1 – расчет (точки вокруг расчетной кривой – модельный эксперимент),  
2 – эксперимент для струй турбореактивных двигателей, 3 – эксперимент для струй мощных ракетных двигателей [60].



скорости струи. Поэтому формулу (5.12) в литературе часто называют “законом восьмой степени”. Интересно, что основная доля акустической энергии излучается участком струи длиной, равной примерно 10 диаметрам сопла, начиная от среза сопла. На рис. 5.3 приведены расчетные и экспериментальные зависимости относительной акустической мощности, излучаемой затопленной струей, в зависимости от скорости струи. Заметим, что  $\bar{W} = 10 \log(W/10^{-12}) - 20 \log D$  дБ, где  $W$  – абсолютная акустическая мощность струи,  $D$  – диаметр сопла,  $10^{-12}$  Вт – условный нулевой порог мощности, принятый в акустике.

Как видно из рис. 5.3 до значения  $M = 1.0$  действительно справедлив “закон восьмой степени”. Однако при больших скоростях, этот закон нарушается и здесь можно ориентировочно принять “закон третьей степени”. Теперь посмотрим какова эффективность  $\eta$  преобразования кинетической энергии струи в акустическую энергию. Иными словами какая часть кинетической энергии струи превращается в акустическую энергию. В технике параметр такого рода обычно принято называть коэффициентом полезного действия или КПД. Однако в нашем случае шум и грохот струй, вытекающих из мощных реактивных двигателей, не совсем уместно называть полезным действием, а скорее наоборот. Поэтому величину  $\eta$  мы будем называть акустической эффективностью.

Если принять кинетическую энергию струи равной  $W_k = \pi \rho_0 V_c^3 D^2 / 8$  [62], то  $\eta = W_c / W_k$ . На рис. 5.4а представлена зависимость эффективности струи от ее скорости. Как видно, до значений  $M < 1.0$  эффективность струи исчезающе мала и только для гиперзвуковых струй эффективность становится ощутимой. Тем не менее, благодаря огромной мощности реактивных двигателей, излучаемая ими акустическая мощность может достигать десятки и сотни киловат. Именно этими обстоятельствами и объясняется тот мощный грохот, который мы слышим при работе реактивных двигателей.

Теперь обратим внимание на спектр шума струи, см. рис. 5.5а. Здесь приведены кривые, характеризующие зависимость относительных спектральных уровней шумов затопленной струи от числа Струхала  $St$ . Как видно, кривая спектра имеет достаточно выраженный максимум при  $St \approx 0.1$ , а основная часть излучаемой звуковой энергии (оцененной как принято в акустике по уровню ниже 6 дБ от максимума) находится в полосе от  $St \approx 0.037$  до  $St \approx 0.35$ , т.е. занимает частотную область примерно 3 октавы. Это достаточно широкая частотная область. Поэтому

на слух шум струи всегда воспринимается почти как белый шум.

Перейдем к направленным свойствам струи, как излучателя звука. На рис. 5.5б представлены обобщенные диаграммы направленности для различных скоростей струи (здесь  $N$  точка наблюдения). Хорошо видно, что при низких числах Маха струя практически ненаправленна. Заметная направленность появляется лишь начиная с  $M \approx 0.5$ . Следует обратить внимание, что максимум диаграммы направленности находится в

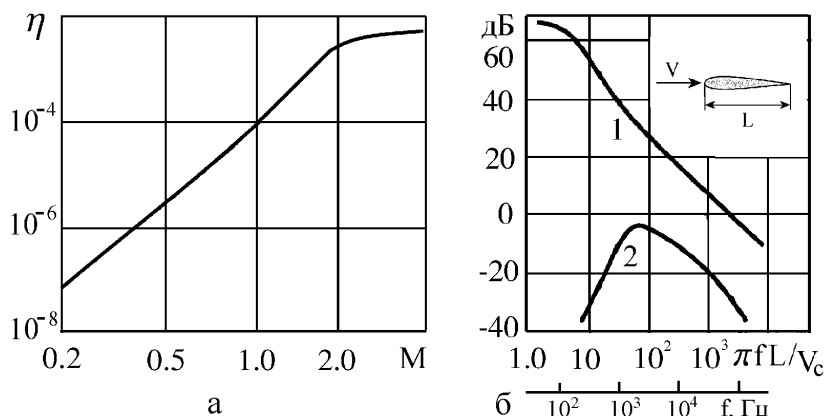


Рис. 5.4. Акустические характеристики воздушных струй:

- а – акустическая эффективность воздушной струи, как генератора шума, вызванного появлением в струе квадрупольных источников звука [62];  
 б – спектры шумов обтекания вдали от аэродинамического профиля;  
 1 – дипольная составляющая, 2 – квадрупольная составляющая [64].

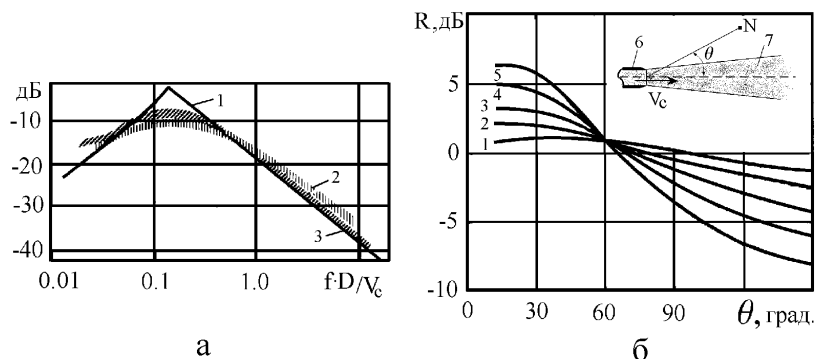


Рис. 5.5. Акустические характеристики воздушных струй:

- а – спектр плотности шума дозвуковой струи; 1 – расчет, 2, 3 – эксперимент [64];  
 б – обобщенные диаграммы направленности шума струи;  
 1–5 соответствуют значениям  $M=0.2, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0$  [62, 64].

направлении  $\theta \approx 0$ , т.е. в направлении движения струи. Поэтому самый сильный грохот от реактивных двигателей самолета будет наблюдаться, если находиться позади самолета.

Выше, на примере потока в виде затопленной турбулизированной струи, мы много внимания уделили вопросу генерации звука квадрупольными источниками, которые возникают в струе. В частности, было показано, что эффективность таких источников крайне низка. Теперь важно и интересно посмотреть, что будет происходить, если в потоке появится граница, например в виде какого-либо жесткого тела конечных размеров. Мы уже говорили, что на границах жесткого тела среда может оказывать силовое воздействие, что эквивалентно появлению на границе дипольных источников. В этой связи любопытно взглянуть на данные, приведенные на рис. 5.4б, которые заимствованы из [64]. Здесь представлены спектры шумов обтекания аэродинамического профиля для дипольной составляющей (кривая 1) и квадрупольной составляющей (кривая 2). Сравнение этих кривых позволяет наглядно убедиться, что дипольная составляющая значительно превышает квадрупольную составляющую и особенно в области относительно низких частот. Эти данные позволяют в определенной мере ответить на вопрос, который мы поставили несколько выше: как соотносятся шумы обтекания тел и шумы в следе тела? Ниже, при изучении обтекания цилиндра, когда возникают эоловы тона, мы убедимся, что в определенном диапазоне чисел Рейнольдса за счет силового воздействия потока на цилиндр возникает заметное дипольное излучение звука в окружающую среду.

Заканчивая обзор работ Лайтхилла и его последователей, у читателя может сложиться впечатление, что вместе с появлением этих работ все проблемы, связанные с генерацией звука потоком, могут быть успешно решены. К сожалению, это далеко не так. Применение общих формул Лайтхилла предполагает наличие точных сведений об источниках звука, особенно на границах. Такие сведения на практике можно получить либо с помощью математического моделирования конкретных гидроаэродинамических ситуаций, либо экспериментально, что не всегда можно осуществить с достаточной точностью. А даже незначительная ошибка при оценке параметров источников может привести к большой ошибке при определении характеристик звукового поля в целом. Особенно в случае некомпактной области, когда нужно учитывать достаточно точно время задержки звуковых волн от элементарных источников, приходя-

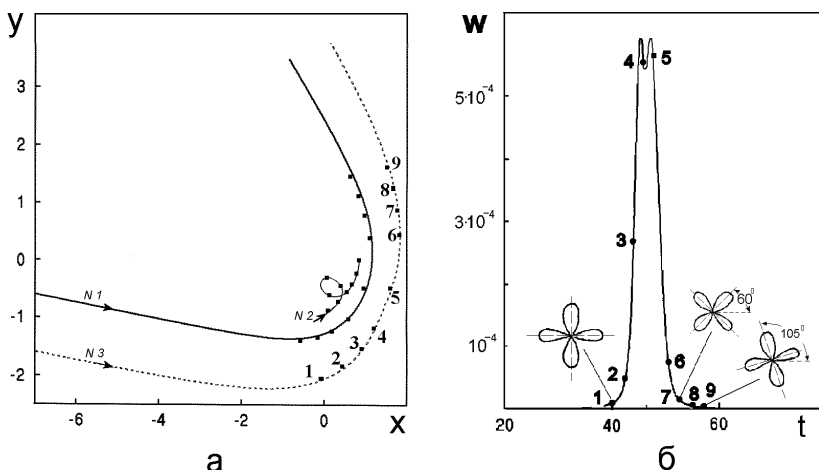


Рис. 5.6. Взаимодействие трех точечных вихрей:

а – траектории движения вихрей, б – звуковые импульсы мощности, генерируемые вихрями за счет их взаимодействия (здесь, в некоторых временных точках, показаны также диаграммы направленности динамических звуковых источников, которые возникают за счет взаимодействия вихрей).

щих в точку наблюдения.

Таким образом, как справедливо отмечает Э. Ричардсон [71], несмотря на теоретическую фундаментальность, уравнение Лайтхилла не может быть непосредственно использовано для оценок излучаемой струей звука или каких-либо других гидроаэродинамических задач, связанных с излучением звука потоком. Поэтому в настоящее время, в случае если уровень мощности звука составляет малую величину (несколько процентов) по сравнению с уровнем мощности потока, который его генерирует, и можно считать, что возникший звук не оказывает обратного влияния на характер потока, то оценку характеристик звука, излучаемого нестационарными потоками, можно осуществить с помощью следующей процедуры, состоящей из двух этапов. На первом этапе, для какого-либо выбранного (фиксированного) момента времени, путем прямого численного решения уравнения Навье-Стокса оцениваются все локальные характеристики потока. Причем, для облегчения практической реализации этих весьма сложных и трудоемких вычислений постановку задачи обычно упрощают, полагая, что жидкость несжимаемая. Если этот этап удастся преодолеть, то полученные локальные характеристики потока подставляют в правую часть обобщенного выражения (5.11) и начина-

ют второй этап, связанный с интегрированием этого уравнения по всей области существования источников звука. Далее, выбирают следующую временную точку и повторяют весь описанный процесс вычислений сначала и т.д. Когда все необходимые временные точки просчитаны, можно приступать к анализу физического процесса генерации звука потоком в зависимости от времени.

В случаях когда мощность генерируемого потоком звука составляет существенную часть мощности самого потока (до 10% и более), например в устройствах, где генерируются тональные звуковые сигналы за счет возникновения обратных связей (свистки, органные трубы и др.) и где уже нельзя пренебрегать влиянием возникшего звука на параметры самого потока, описанная выше схема оценки звука в потоке, основанная на использовании уравнения Лайтхилла, становится неправомочной. В этом случае необходимо использовать модели вязкой сжимаемой жидкости и применять прямые численные методы для решения уравнения Навье-Стокса. К сожалению, даже в случае удачной реализации описанного выше сценария с использованием уравнения Лайтхилла, не всегда удастся дать приемлемую физическую интерпретацию процессу возникновения звука в потоке. Причиной этого является наличие, например в турбулентной струе, громадного количества вихрей, которые имеют разные быстро изменяющиеся масштабы и непрерывно взаимодействуют друг с другом. Поэтому, как нам кажется, для повышения уровня понимания этих сложных явлений существенно может помочь изучение процессов звукообразования на простых модельных задачах. Например, звукообразование при взаимодействии нескольких точечных вихрей<sup>36</sup> друг с другом. Техника решения таких задач достаточно хорошо отработана, а сам вычислительный процесс не требует больших вычислительных ресурсов. В настоящее время имеется достаточно большое количество работ, посвященных взаимодействию ограниченного числа точечных вихрей (см., например, [115 – 119] и библиографию в них).

В частности, в этих работах показано, что при взаимодействии вихрей могут не только существенно изменять свои траектории движения, но и генерировать звук. В качестве примера, на рис. 5.6 представлены результаты расчетов взаимодействия трех точечных вихрей. Сценарий, который здесь моделируется, таков. На рис. 5.6а представлен случай, когда в неограниченной неподвижной слабосжимаемой среде слева на-

---

<sup>36</sup>Имеются в виду двумерные вихри, движущиеся на плоскости.

право движется пара вихрей N1 и N3. Интенсивность этих вихрей одинакова, однако вращаются они в противоположных направлениях<sup>37</sup>. В точке с координатами  $x = 0, y = -1$  расположен неподвижный вихрь N2, интенсивность и направление вращения которого идентичны вихрю N1. Как можно убедиться, при приближении пары вихрей к неподвижному вихрю происходит их взаимодействие (по сути происходит скользящий удар движущихся вихрей по неподвижному), в результате чего пара резко (более чем на 90 градусов) изменяет направление движения. Получив удар, неподвижный вихрь начинает двигаться по петлеобразной траектории. В процессе взаимодействия вихрей, когда их движение происходит с ускорением, часть их кинетической энергии преобразуется в звуковую энергию, в результате чего генерируется импульс звуковой мощности, форма которого изображена на рис. 5.6б. Неглубокий “провал” в районе вершины импульса обусловлен боковым отскоком вихря N2 при ударе и последующем его петлеобразном движении.

Чтобы было понятно, на каких участках траектории движения вихрей происходит их наиболее эффективное взаимодействие, на кривой, характеризующей зависимость излучаемой звуковой мощности от времени, нанесены 9 точек (см. рис. 5.6б). На траекториях движения вихрей рис. 5.6а также нанесены 9 точек, которые показывают, где находятся центры вихрей в эти моменты времени. Сопоставление расположения этих точек во времени и пространстве дает основание утверждать, что эффективное излучение звука происходит в области максимального сближения вихрей, т.е. в окрестности зоны их соударений.

Дополнительные расчеты возникшей звуковой волны в дальнем поле показали, что диаграмма направленности порожденного звукового источника является четырехлепестковой, т.е. типичной для квадрупольного источника. На рис. 5.6б для трех характерных точек времени схематически показаны эти диаграммы направленности. Их сравнение позволяет заключить, что звуковой квадрупольный источник поворачивается против часовой стрелки примерно на 105 градусов и это хорошо коррелирует с величиной поворота траектории движения вихрей N1 и N2 после соударения с вихрем N3.

В [119] рассмотрены и другие интересные примеры взаимодействия вихрей. В частности показано, что в некоторых ситуациях может про-

---

<sup>37</sup>В неподвижной среде это является необходимым и достаточным условием, чтобы вихри могли двигаться равномерно и прямолинейно.

исходить взаимный захват вихрей, в результате чего возникает источник, излучающий периодические или квазипериодические звуковые сигналы. В заключение важно подчеркнуть, что излучение звука происходит только тогда, когда вихри движутся ускоренно. А такое движение возможно только при взаимодействии вихрей.

Приведенный выше пример взаимодействия ограниченного числа вихрей дает основание утверждать, что в турбулентном потоке происходят непрерывные столкновения вихрей. А поскольку вихрей в таком потоке множество и все они имеют разные масштабы, их взаимодействие порождает множество звуковых импульсов, которые, во-первых, не когерентны, а во-вторых, имеют разные длительности и мощности и, следовательно, разные спектры. Поэтому сторонний наблюдатель должен слышать широкополосный шум, что реально можно и наблюдать, например, при вытекании струи из баллона со сжатым газом (слышно характерное шипение), либо струи из работающего реактивного двигателя самолета.

Нельзя обойти вниманием еще один весьма интересный и часто встречающийся в природе и технике гидроаэродинамический эффект, связанный с трансформацией широкополосного шума, порождаемого турбулентным потоком, в узкополосные звуковые сигналы (см. [66–70] и библиографию в них). Чтобы разобраться в сути этого эффекта рассмотрим следующий простой модельный пример.

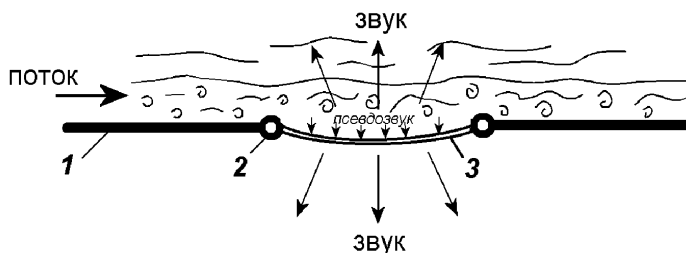


Рис. 5.7. Обтекание потоком упругой пластинки:  
1 – абсолютно жесткий слой, 2 – шарнир, 3 – упругая пластинка.

Пусть имеется тонкий жесткий слой 1 бесконечной длины, разделяющий две в общем случае неодинаковые среды. И пусть на некотором участке этот слой разорван и в этот разрыв вставлена упругая пластин-

ка 3, закрепленная по краям на шарнирах 2, см. рис. 5.7. Будем полагать, что среда, находящаяся над слоем, движется. Как мы уже убедились выше, при достаточной скорости потока вблизи поверхности жесткого слоя будет образовываться пограничный слой жидкости, в котором непрерывно будут рождаться вихри и взаимодействовать друг с другом. Конечно, в результате этого, будут порождаться квадрупольные и дипольные источники звука. Но не они нас будут интересовать сейчас. В результате взаимодействия вихрей на поверхности жесткого слоя будут также возникать поперечные (к направлению потока) движения среды и, следовательно, на поверхности жесткого слоя будут возникать пульсации давления, которые в общем случае имеют хаотический характер и весьма широкий спектр. Эти пульсации давления были названы “псевдозвуком” [53] для того, чтобы подчеркнуть их чисто гидроаэродинамическую, а не акустическую природу. Действительно, за счет вихревого движения в различных точках турбулентного потока возникают различные по амплитуде и длительности гидродинамические давления. Перенос потоком этого поля давлений мимо неподвижного наблюдателя (или мимо датчика давления) создает для наблюдателя эффект пульсирующих во времени давлений, внешне не отличимых от звуковых пульсаций. Однако эти пульсации не являются звуковыми, поскольку их скорость распространения не равна скорости звука в среде, а целиком определяется только скоростью их переноса (конвекции) потоком. Другое отличие псевдозвука от звука состоит в том, что псевдозвуковые давления локализованы главным образом внутри турбулентного потока, в то время как звуковые давления распространяются далеко за пределы области, занятой турбулентным потоком [53, 64].

Естественно, что пульсации давления будут воздействовать и на поверхность упругой пластинки. В результате такого силового воздействия этих пульсаций пластинка начнет совершать поперечные колебания и, как следствие, излучать звуковые волны. При этом важно отметить, что излучение звука будет происходить как в верхнюю движущуюся среду, так и в нижнюю неподвижную среду. Поскольку колебания пластинки наиболее эффективны на ее резонансных частотах, она будет работать как некий избирательный фильтр, отбирая из широкого спектра пульсаций давления преимущественно только те участки частот, которые близки ее резонансным частотам.

Таким образом шум, проникающий в пассажирские салоны движу-



щихся самолетов, автомобилей и других транспортных средств, обусловлен, с одной стороны, возникновением звуковых колебаний (квадруполей и диполей) и пульсаций давления “псевдозвука” в турбулентном потоке, обтекающем фюзеляжи самолетов, кузова автомобилей и т.д., а с другой – тем, что поверхности фюзеляжей и кузовов представляют собой не жесткие, а упругие пластины и оболочки, которые под воздействием звука и псевдозвука начинают совершать поперечные колебания и излучать звук в салоны транспортных средств.

## 6. ИСКУССТВЕННЫЕ И ЕСТЕСТВЕННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ЗВУКА

### 6.1. Сирены

Изобретение сирены относится к XIX веку, а авторство приписывают Каньяр-де-ла Туру [23,106]. В дальнейшем сирены усовершенствовались и разрабатывалась их теория, в частности, в XIX веке усилиями Довэ и Гельмгольца, а в XX веке усилиями многих европейских и американских ученых и изобретателей (см., например, [6–8,23,50,52,106–109]). В настоящее время мощные сирены используются в качестве сигнальных устройств в морском и речном транспорте, на маяках, в железнодорожном транспорте, а также для специального оповещения жилых районов и массивов об опасности (вспомним как в бывшем СССР сирены использовала служба “Гражданская оборона”). Кроме этого, газовые и жидкостные сирены применяются для ускорения технологических процессов в химической и пищевой промышленности.

Принцип работы звуковых сирен основан на одном интересном, часто встречающемся в повседневной жизни, физическом явлении. Предположим, что у нас есть некоторый замкнутый объем, заполненный воздухом. При этом давление  $P_1$  воздуха внутри этого объема выше давления  $P$  воздуха вне объема. Пусть также в стенке объема имеется отверстие плотно закрытое крышкой, но которое мы по своему усмотрению можем очень быстро открывать.

Пока крышка закрыта естественно ничего не происходит. Однако, если мы резко откроем крышку, то услышим хлопок, т.е. звуковой импульс. Если у нас есть возможность изменять (скажем увеличивать) величину давления  $P_1$ , то после нескольких экспериментов можно легко убедиться, что сила хлопка увеличивается с ростом перепада давлений  $\Delta P = P_1 - P$ . Если, к тому же мы можем изменять размер отверстия под крышкой, то обнаружим, что с его увеличением сила хлопка также увеличивается, даже если величина  $\Delta P$  не изменяется. Таким образом, сила хлопка пропорциональна перепаду давления и размеру поверхности, на которой он возникает, т.е. по сути пропорциональна силе, с которой сжатый газ воздействует на окружающую среду

$$J \sim \Delta P \cdot S = F, \quad (6.1)$$

где  $J$  – сила звука,  $S$  – площадь поверхности, на которой возник перепад давления,  $F$  – сила с которой сжатый газ, заключенный в объеме, действует на окружающую среду.

Именно с этим физическим явлением мы каждый раз встречаемся, когда внезапно лопается детский резиновый надувной шарик, или когда мы открываем бутылку шампанского. В случае детского шарика, если он надувается взрослым человеком, величина  $\Delta P$  вряд ли превысит 20000 Па (или 0.2 атм.). В закрытой бутылке шампанского, где давление образуется за счет закачиваемого в нее углекислого газа, величина  $\Delta P$  может быть значительно выше. Хорошим примером является также и всем знакомый звук, порождаемый выхлопными газами, вытекающими из выхлопной трубы, при работе двигателя внутреннего сгорания автомобиля или мотоцикла. Важно отметить, что основная частота звуковых хлопков пропорциональна величине оборотов коленчатого вала двигателя.

Таким образом, если в среде по каким-либо причинам возникает скачек (градиент) давления, то при этом обязательно порождается звуковой импульс, который со скоростью звука, характерной для этой среды, распространяется в окружающее пространство. Если нам удастся периодически создавать такие скачки давления, то мы получим генератор, излучающий звуковые волны с характерной частотой  $f = 1/T$ , где  $T$  – период, т.е. время между двумя соседними скачками давления. Именно на этом принципе и устроены все газовые (воздушные) и жидкостные сирены и они являются источниками звука монопольного типа.

Рассмотрим некоторые конструкции сирен, созданные еще в XIX веке. На рис. 6.1 изображена простейшая конструкция, которая была использована Зеебеком [23, 106] для демонстрационных целей. Она состоит из диска 2 на оси, который приводится во вращение с помощью пасика 4. На диске по окружности равномерно расположены сквозные отверстия 3 и над ними очень близко размещено сопло 5 трубки 1, через которую под давлением поступает воздух. При вращении диска, отверстия поочередно проскакивают перед соплом и в них (с обратной стороны диска) на короткое время создается резкий скачек давления, инициирующий короткий звуковой импульс. Поскольку при вращении диска этот процесс непрерывно повторяется, такое устройство генерирует звуковые

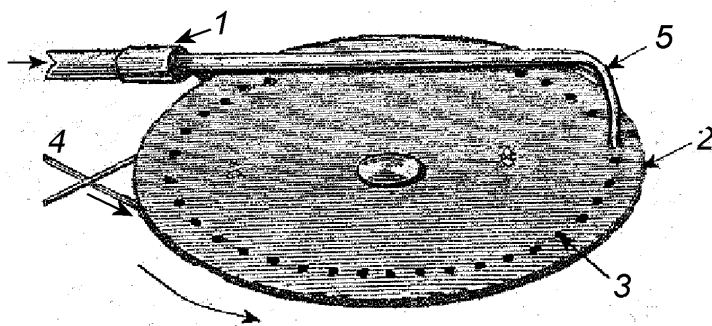


Рис. 6.1. Простейшая конструкция сирены:

- 1 – трубка, через которую подается воздух под давлением, 2 – картонный диск  
3 – отверстия в диске, 4 – резиновый пасик, через который диск приводится во вращение, 5 – сопло трубки.

колебания с частотой

$$f = mn, \quad (6.2)$$

где:  $m$  – число отверстий в диске, а  $n$  – число оборотов диска в секунду.

Каньяр-де-ла-Тур усовершенствовал конструкцию сирены, см. рис. 6.2, применив два близко расположенных друг от друга диска с отверстиями – подвижного и неподвижного. Кроме этого, отверстия в дисках он сделал наклонными к плоскости дисков. За счет этого отпала необходимость раскручивать подвижной диск 1 специальным отдельным устройством. А он, как своеобразная турбина, начинает самостоятельно вращаться как только появится давление в камере 5. В состав конструкции своей сирены он ввел измеритель оборотов подвижного диска, что позволило (зная количество отверстий в дисках) сразу определять частоту издаваемых звуковых колебаний по формуле, приведенной выше. В дальнейшем, изобретатель Дове усложнил конструкцию дисков. Он сделал в дисках по 4 ряда отверстий, расположенных на четырех concentрических окружностях разных радиусов рис. 6.3. Все эти усовершенствования позволили резко увеличить акустическую мощность предложенной им сирены.

Гельмгольц также уделял внимание совершенствованию сирен. Он предложил “посадить” на один вал две сирены Дове и, таким образом, увеличить мощность в два раза.

Позже, уже в XX веке, для вращения подвижного диска сирен стал

использоваться электромотор. Это существенно упростило регулировку частоты излучаемых сиреной звуковых волн за счет сравнительно простой электронной регулировки оборотов электромотора. Кроме этого, за счет применения акустических рупоров удалось лучше согласовать излучающие отверстия в дисках, которые обычно имеют относительно малые волновые размеры, с внешней средой. Эти усовершенствования позволили существенно повысить излучаемые мощности сирен (до десятков кВт), их коэффициент полезного действия (до 40-60%) и улучшить направленные свойства. В настоящее время диапазон излучаемых сиренами частот простирается от 200 Гц до 50 кГц, а создаваемое ими звуковое давление (приведенное к 1 метру) достигает до 160 дБ. Давление, подаваемого в камеру сирены сжатого воздуха, обычно составляет от 0.1 до 5 кгс/см<sup>2</sup> [6, 8, 50].

Типичные две конструктивные схемы современных сирен изображены на рис. 6.4. Схема на рис. 6.4а имеет неподвижный диск и подвижный диск для прерывания потока, вращение которого обеспечивает электромотор. Сирены, в которых используется такая схема построения называются ротационными. Эта схема, как мы уже видели, использовалась и в более ранних конструкциях сирен. В качестве примера на рис. 6.5 изображена мощная (до 15 кВт) мобильная сирена, установленная в кузове грузового автомобиля и работающая на частоте примерно 450 Гц. Эта сирена была создана в 40-х годах XX века и предназначалась для оповещения населения городов о налете бомбардировочной авиации во время Второй мировой войны.

Во второй схеме, см. рис. 6.4б, для прерывания потока используется заслонка, совершающая возвратно-поступательное движение при помощи, например, электромагнита или другого аналогичного по действию устройства. Сирены такой конструкции называются пульсирующими, однако они менее мощные и используются гораздо реже, чем ротационные.

Источником излучаемого сиреной звука является короткий импульс динамического давления (по сути напора струи на неподвижную среду, окружающую сирену), возникающий в тот отрезок времени, когда отверстия в подвижном диске проходят над отверстиями неподвижного диска. При этом зависимость импульса давления от времени во многом определяется формой отверстий в дисках. Поэтому и частотный спектр, создаваемых сиреной звуковых колебаний, также зависит от формы этих

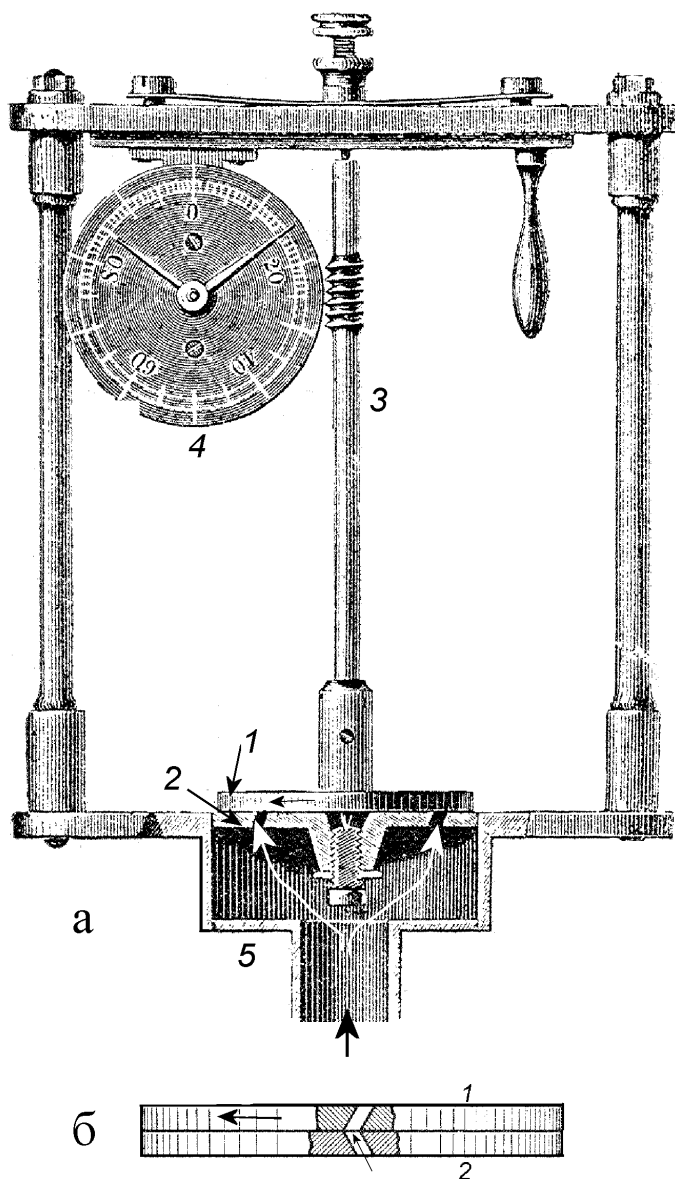


Рис. 6.2. Сирена Коньяр-де-ля-Тура:

а – общий вид сирены, б – подвижный и неподвижный диски в увеличенном виде;  
 1 – подвижной диск, 2 – неподвижный диск, 3 – вал, 4 – измеритель оборотов подвижного диска, 5 – камера, через которую сжатый воздух подводится к дискам.

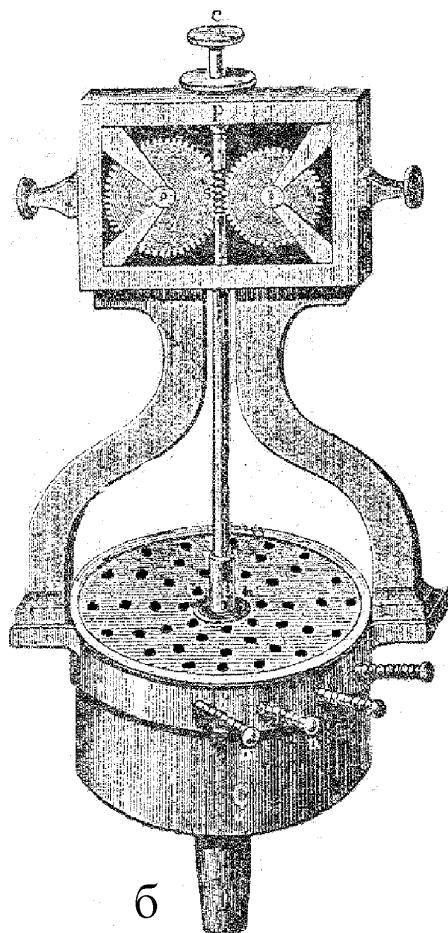
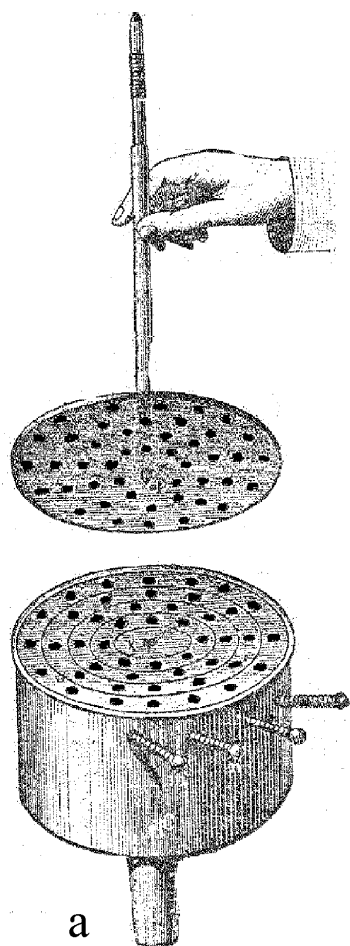


Рис. 6.3. Конструкция сирены Дове:  
а – в разобранном виде, б – в сборе.

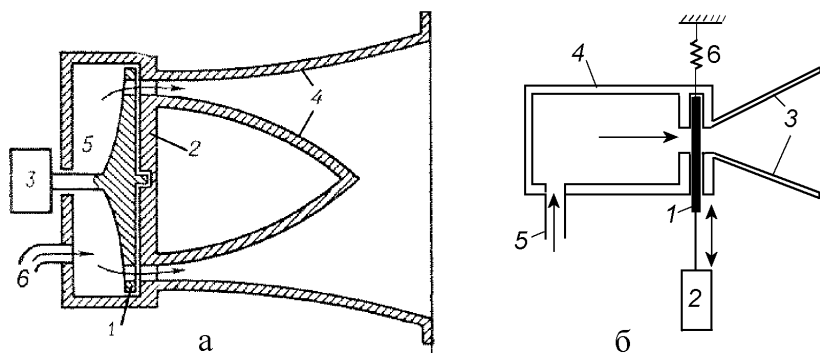


Рис. 6.4. Конструктивные схемы современных сирен:

а – ротационная сирена, 1 – подвижной (вращающийся) диск, 2 – неподвижный диск, 3 – электромотор, 4 – акустический рупор, 5 – камера, 6 – патрубок для подвода сжатого воздуха; б – пульсирующая сирена, 1 – заслонка, 2 – электромагнит, 3 – акустический рупор, 4 – камера, 5 – патрубок, 6 – возвратная пружина.

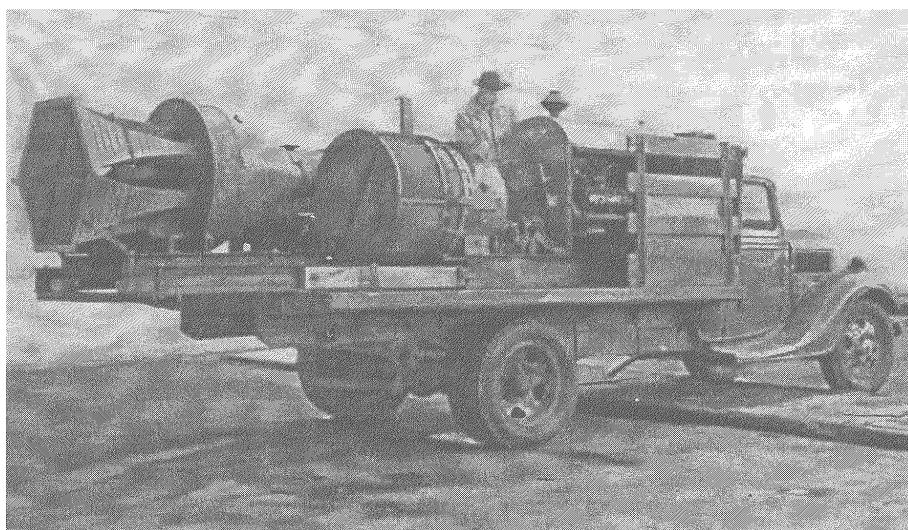


Рис. 6.5. Мощная мобильная сирена образца 40-х годов XX века.

отверстий. Чаще всего в реальных сиренах отверстия имеют квадратную, прямоугольную или круглую форму. Однако, в некоторых частных случаях, при необходимости излучения звука с широким спектром частот, отверстия в дисках располагают неравномерно и делают их разного калибра.

Покажем как форма отверстий в дисках влияет на зависимость им-



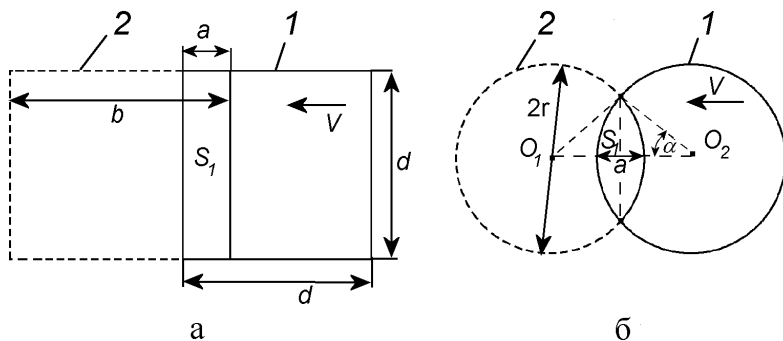


Рис. 6.6. Примеры некоторых форм отверстий в дисках сирены:

а – прямоугольные отверстия, б – круглые отверстия;

1 – подвижный диск, 2 – неподвижный диск.

пульса давления в отверстиях от времени. Для этого вполне достаточно рассмотреть всего лишь одно отверстие, см. рис. 6.6. Прежде всего оговорим некоторые допущения, упрощающие выкладки. Будем считать, что размер отверстий  $d$  значительно меньше диаметра окружности  $D$ , на которой размещены отверстия, отверстия по этой окружности размещены равномерно и с шагом  $2d$ . Кроме этого, полагаем, что отверстия значительно меньше длины волны, излучаемой сиреной. Чаще всего эти перечисленные условия выполняются в реальных сиренах. Следует также оговорить, что время  $\tau$ , в течение которого отверстия в дисках открыты, весьма мало и составляет  $\tau \leq 1/f$ ; здесь  $f$  – частота излучаемого сиреной звука. Действительно, если, например, сирена излучает звук с частотой 1000 Гц, то  $\tau$  не более 1 мс (за такое время даже звук в воздухе проходит не более 0.3 м). Поэтому поток в отверстиях дисков сирены не успевает установиться и носит типичный неустановившейся импульсный характер. По весьма грубым оценкам за время  $\tau$  поток в отверстиях дисков вряд ли может продвинуться на величину более трети диаметра отверстий. Поэтому в первом приближении сирену можно представить источником, у которого на излучающей поверхности (т.е. на выходе из отверстий дисков) задан импульс давления, определяемый величиной напора  $\bar{p} = \rho V^2/2$ ; здесь  $\rho$  – плотность газа, а  $V$  – скорость потока на выходе из отверстий дисков. Конечно, в соответствии с уравнением Бернулли, скорость  $V$  будет зависеть от текущей площади отверстий при вращении дисков. Однако учесть это обстоятельство сложно, поскольку на величину  $V$  существенным образом будет влиять вязкое трение в отверстиях дисков особенно в фазах, близких к перекрытию отвер-

ствий. Кроме этого, давление в камере сирены также будет в определенной степени зависеть от текущей площади отверстий в дисках, поскольку мощность компрессора, нагнетающего сжатый воздух, ограничена. Поэтому в первом приближении изменением скорости струи, выходящей из отверстий дисков пренебрегаем<sup>38</sup>.

Введем следующие обозначения:  $F_0$  – сила, создаваемая напором воздуха, вытекающего из отверстий диска, когда они полностью совпадают;  $F_1$  – текущее значение силы в отверстиях дисков при их вращении;  $S_0$  и  $S_1$  – площадь отверстий при их совпадении и текущая площадь при работе сирены соответственно. Тогда очевидны следующие два равенства:  $F_0 = \bar{p}S_0$  и  $F_1 = \bar{p}S_1$ . Разделив второе равенство на первое получим

$$F_1/F_0 = S_1/S_0. \quad (6.3)$$

Таким образом, текущая относительная сила, создаваемая напором потока воздуха в отверстиях дисков, пропорционально текущей площади отверстия в дисках при их вращении.

Прежде всего рассмотрим простейший случай, когда форма отверстий квадратная ( $b = d$ ) и они идентичны у подвижного и неподвижного диска (рис. 6.6а). Контур отверстия в верхнем подвижном диске изображен сплошной линией, а контур отверстия нижнего (неподвижного) диска изображен штриховой линией. Подвижной диск движется справа налево со скоростью  $V$ .

Поскольку очевидно, что  $S_1 = ad$ , а  $S_0 = d^2$ , то с учетом предыдущего выражения текущее давление в отверстиях дисков определяется простым соотношением

$$\frac{F_1}{F_0} \sim \begin{cases} a/d, & \text{если } 0 \leq a \leq d; \\ 2 - a/d, & \text{если } d \leq a \leq 2d; \end{cases}$$

график которого изображен на рис. 6.7а.

Как видно, зависимость силы в отверстиях дисков от положения отверстий подвижного диска относительно отверстий неподвижного диска имеет “пилообразный” характер. Этого и следовало ожидать поскольку площадь щели  $S_1 = ad$  прямо пропорциональна ширине щели  $a$ . Если отверстия неподвижного диска выполнить прямоугольными, так, чтобы их длина была больше длины отверстий подвижного диска  $b > d$  (см.

---

<sup>38</sup>Как будет показано ниже, при рассмотрении речи и речеобразования, изменением скорости струи действительно можно пренебречь.

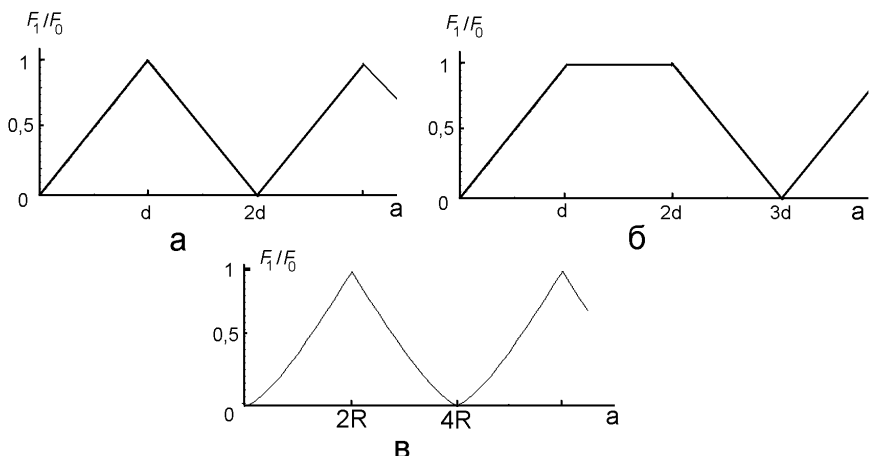


Рис. 6.7. Относительное значение силы, создаваемой сжатым воздухом в отверстиях дисков, в зависимости от положения отверстия подвижного диска относительно отверстия неподвижного диска:

а – отверстия у обоих дисков квадратные, б – у подвижного отверстия квадратные, а у неподвижного прямоугольные  $b = 3d$ , в – у обоих дисков отверстия круглые; начало координат соответствует положению, когда отверстия полностью перекрыты.

рис. 6.6а), то зависимость силы будет определяться следующим очевидным соотношением:

$$\frac{F_1}{F_0} \sim \begin{cases} a/d, & \text{если } 0 \leq a \leq d; \\ 1, & \text{если } d \leq a \leq 2d; \\ 2 - a/d, & \text{если } 2d \leq a \leq 3d; \end{cases}$$

и будет иметь вид “трапеции” (см. рис. 6.7б). Наконец, если отверстия круглые и одинаковые, то зависимость силы легко определяется, если воспользоваться известной формулой для площади сегмента в окружности [110]. Тогда

$$\frac{F_1}{F_0} \sim \begin{cases} [2 \arccos(1 - a/2r) - (2 - a/r)\sqrt{a(1 - a/4r)/r}]/\pi, & 0 \leq a \leq 2r; \\ [2 \arccos(1 - \xi/2r) - (2 - \xi/r)\sqrt{\xi(1 - \xi/4r)/r}]/\pi, & 2r \leq a \leq 4r; \end{cases}$$

где  $\xi = 4r - a$ . Как следует из рис. 6.7в зависимость силы и в этом случае будет по характеру также близкой к “пилообразной”.

Таким образом, во всех рассмотренных случаях излучаемые звуковые волны наряду с основной (низшей) частотой  $f_0$  будут иметь гармонические составляющие  $f_i$ , где  $i = 1, 2, 3, \dots$ , которые легко определить разлагая полученные выше функции силы в ряды Фурье. А основную

(низшую) частоту можно оценить, если известна скорость  $V$  перемещения отверстий подвижного диска (или количество оборотов диска в секунду). Действительно, например, для квадратных отверстий рис. 6.7а период основной частоты  $T = 2d/V$ , откуда  $f_0 = V/2d$ ; для прямоугольных отверстий  $f_0 = V/3d$ , а для круглых отверстий  $f_0 = V/4r$ . Легко показать, что эти формулы совпадают с вышеприведенной формулой  $f_0 = mn$ , см. (6.2). Для примера возьмем случай круглых отверстий. Если известно количество оборотов  $n$  подвижного диска, то линейная скорость перемещений отверстий  $V = \pi Dn$ . Тогда  $f_0 = \pi Dn/4r$  и очевидно, что величина  $\pi D/4r = m$ , т.е. определяет количество отверстий в диске.

В принципе, подбирая форму отверстий в дисках, можно сделать зависимость силы от времени достаточно сложной. Однако на практике в основном используют круглые и прямоугольные отверстия. Кстати, последние обеспечивают при прочих равных параметрах наибольшую излучаемую звуковую мощность на низшей частоте, что обусловлено относительно более бедным спектром этой функции [8]. Экспериментально установлено, что оптимальными с точки зрения эффективности сирены являются отверстия с отношением  $b/d \approx 1.38 - 1.42$  [109].

Остановимся на других важных акустических параметрах сирен. Если полагать, что размеры отверстий в дисках малы по сравнению с длиной волны  $d \leq \lambda_0$ , излучаемой сиреной на частоте  $f_0$ , то нормированная (по отношению к давлению, создаваемому на оси симметрии сирены) диаграмма направленности сирены с хорошим приближением может быть оценена следующим выражением [111, 112]:

$$R(\theta) = \left| \frac{1}{1 - \chi^2} \left[ \frac{J_1(k(R + d/2) \sin \theta)}{k(R + d/2) \sin \theta} - \chi^2 \frac{2J_1(k(R - d/2) \sin \theta)}{k(R - d/2) \sin \theta} \right] \right|.$$

Здесь  $R$  – радиус окружности, на которой размещены отверстия в дисках,  $\chi = (R - d/2)/(R + d/2)$ , а  $\theta$  – угол, отсчитываемый от нормали к плоскости дисков.

Акустическую мощность, развиваемую сиреной, можно оценить используя формулы [8, 113]

$$W = \begin{cases} \pi^3 \rho f_0^2 m d^2 V^2 / 16c, & \text{если } \lambda_0 \geq d; \\ \pi \rho c m d^2 V^2 / 8, & \text{если } \lambda_0 \leq d; \end{cases}$$

где  $\rho$  – плотность среды а  $c$  – скорость звука в среде.

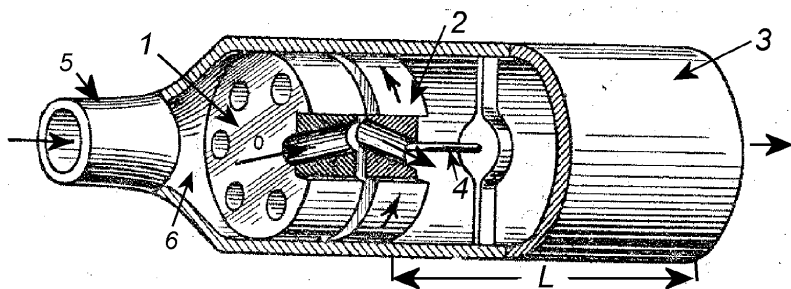


Рис. 6.8. Сирена с трубой:

- 1 – неподвижный диск, 2 – подвижный диск, 3 – труба,  
4 – ось, на которой вращается подвижной диск,  
5 – входной патрубок, 6 – камера.

Выше мы рассмотрели класс сирен, где вращение дисков с отверстиями или возвратно-поступательное движение заслонки (эти элементы являются по сути колебательными системами) генерируют звук под действием сторонней силы. Иными словами, эти сирены генерируют звук за счет вынужденных колебаний (вращений) своих элементов под действием сторонней силы (давления сжатого газа или жидкости). Характерной чертой такого класса сирен является отсутствие каких-либо элементов обратной связи и поэтому наблюдается почти линейное возрастание частоты генерируемого звукового сигнала при росте величины сторонней силы.

Однако оказывается, что можно создать сирену с обратной связью, которая будет работать как автоколебательная система. Это продемонстрировал Б. П. Константинов в 1939 г. [87]. Он взял сирену конструкции Каньяр-де-ла-Тура, диски которой выполняют роль турбины, прикрепил к ней трубу длиной  $L$  (см. рис. 6.8) и обнаружил интересный эффект. По мере повышения давления сжатого воздуха в камере 6, частота звука, как и положено обычной сирене, повышалась. Однако, когда генерируемая сиреной частота звука достигала нижней собственной частоты столба воздуха в трубе, дальнейшее повышение частоты звука, генерируемого сиреной, практически прекращалось, хотя давление воздуха, подаваемого в камеру сирены, повышалось. Чтобы выяснить причину такого парадоксального поведения сирены, рассмотрим более подробно взаимодействие самой сирены и трубы. Начнем с момента, когда отверстия неподвижного и подвижного дисков совпадают. В этот

момент сжатый воздух вырывается из отверстий в трубу и создает (как мы уже убедились выше) сразу за дисками импульс сжатия. Этот импульс генерирует звуковой импульс сжатия, который движется по трубе и достигает ее конца. Здесь часть его энергии уходит в окружающее пространство, а часть отражается и возвращается к дискам сирены с некоторым запаздыванием. Поэтому вернувшаяся часть энергии импульса может произвести на последующие импульсы сжатия различное воздействие, в зависимости от того, какова скорость вращения дисков и время запаздывания импульса. Разберем два различных случая.

Случай первый. Пусть за время пробега импульса по трубе туда и обратно его фаза изменилась на  $180^0$ , т. е. по-сути он стал импульсом разряжения. А подвижной диск за это время повернулся ровно на величину шага отверстий и поэтому в начале трубы снова возникает импульс сжатия. Этот импульс сжатия складывается с отраженным от конца трубы импульсом разряжения, в результате чего давление в начале трубы (сразу за дисками) уменьшится, а величина  $\Delta P$  соответственно увеличится и, следовательно скорость вращения подвижного диска начнет возрастать. Здесь  $\Delta P$  – разность между давлением в камере б и давлением в трубе сразу за дисками.

Случай второй. За время пробега звукового импульса подвижной диск повернулся на половину шага, т.е. отверстия дисков полностью не перекрываются. Тогда отраженный от конца трубы импульс встречает жесткую границу и отражается от нее. Далее он снова частично отражается от конца трубы и приходит к началу трубы, но уже с задержкой на  $360^0$ . Но теперь отверстия дисков уже совпадают и здесь возникает импульс сжатия, который складывается с двукратно отраженным импульсом звука. В результате разность давлений  $\Delta P$  уменьшится и, следовательно, скорость вращения подвижного диска начнет падать.

Два описанных сценария относятся к крайним случаям, когда скорости подвижного диска отличаются в два раза. Очевидно, что на этом интервале скоростей найдется такая скорость, при которой реакция трубы не будет оказывать ни ускоряющего ни тормозящего действия на подвижный диск. Это и будет установившаяся скорость диска, “стабилизированная” реакцией трубы.

Таким образом, рассмотренная аэродинамическая система “сирена – труба” является автоколебательной системой, в которой автоматически, в определенных пределах, поддерживается частота генерируемого звука.

Роль прямого канала выполняет турбина, которая вращается под воздействием проходящего через нее потока, а роль канала обратной связи выполняет импульс звукового давления, отраженный от конца трубы, т. е. обратная связь имеет чисто акустическую природу. Важно отметить, что звуковой импульс в трубе оказывается достаточно мощным (напомним, что коэффициент полезного действия сирен доходит до нескольких десятков процентов), чтобы оказать существенное влияние на скорость вращения подвижного диска.

## **6.2. Речевой аппарат человека и речеобразование**

Изучение речи, речеобразования и пения (вокала) имеет долгую историю. Уже в древности многие известные философы и медики проявляли большой интерес к вопросам речи и речеобразования. Рассуждения о происхождении языка можно найти у Платона (V век до н. э.) в его книге “Кратилл”, а также в сохранившихся литературных памятниках, принадлежащих таким выдающимся медикам, как Гиппократ, Гален и Авиценна [123]. Это и неудивительно, поскольку слово это не только звук, содержащий определенную информацию, но и мощное средство психологического воздействия, которое может существенно влиять на поведение не только отдельного человека, но и целых сообществ людей. Речеобразование, как предмет исследования, носит широкий, ярко выраженный междисциплинарный характер, который стал особенно очевидным в XX веке в связи с бурным прогрессом в науке, технике и медицине. Действительно, если бы удалось охватить и проанализировать всю научно-техническую литературу, изданную только в прошлом веке, то можно было бы легко убедиться, что проблемами речи и речеобразования интересуется широчайший спектр современных научных направлений, таких как анатомия, медицина, физиология, нейрофизиология, механика, аэродинамика, акустика, кибернетика, связь и многие другие. Однако наше внимание будет сосредоточено исключительно на механизмах речеобразования, связанных главным образом с аэродинамическими и механическими процессами в голосовом аппарате человека. Для того, чтобы подойти к этой проблеме, нам понадобятся некоторые сведения из анатомии человека.

Голосовой аппарат человека, с помощью которого он осуществляет

речь и пение, состоит из трех частей [106, 120, 122, 123]: 1) легких, бронхов и трахеи; 2) гортани, в которой расположена самая главная часть голосового аппарата – голосовые связки (рис. 6.9); 3) верхних дыхательных путей – глотки, носоглотки, носовой и ротовой полостей, губ.

Легкие играют роль мехов или компрессора, где за счет сжатия реберных мышц и мышц брюшной диафрагмы создается давление воздуха в самих легких, а также в бронхах и трахее под голосовыми связками. Давление рефлекторно поддерживается на определенном уровне порядка 30–420 мм водяного столба и зависит от громкости и характера речи или пения. В отличие от процесса дыхания, когда голосовые связки расслаблены и между ними образуется голосовая щель, через которую свободно проходит поток воздуха при вдохе и выдохе, процесс голосообразования изначально начинается при сомкнутых и напряженных голосовых связках (т. е. при отсутствии голосовой щели).

Когда давление воздуха в легких, бронхах и трахеи начинает превышать механическое сопротивление напряженных сомкнутых голосовых связок, сжатый воздух раздвигает связки и прорывается в верхние дыхательные пути. Связки при этом начинают совершать колебательные движения и над ними (в преддверии гортани) периодически возникают импульсные градиенты давления, которые собственно и порождают целый спектр звуковых волн. Затем эти волны, проходя по верхним дыхательным путям, как по естественному нерегулярному волноводу, претерпевают значительные спектральные изменения, т. е. верхние дыхательные пути действуют как акустический частотный фильтр [20]. А поскольку морфологические параметры верхних дыхательных путей у разных людей имеют отличия, то и фильтрующие их свойства будут отличаться. Именно это обстоятельство, а также морфологические отличия самих голосовых связок у разных людей и обуславливают различия тембровой окраски их голоса. Наконец, после прохождения звуковых волн через верхние дыхательные пути они излучаются во внешнее пространство через ротовое отверстие. Таков в самых общих чертах принцип работы голосового аппарата человека. Если сравнить этот принцип с принципом работы сирены, который мы уже рассматривали выше, см. рис. 6.4б, то не трудно убедиться, что они во многом сходны. Действительно, в голосовом аппарате, также как и в сирене, энергия потока сжатого воздуха трансформируется в звуковую энергию. При этом механизм этой трансформации одинаков и заключается в периодическом перекрытии потока



сжатого воздуха голосовыми связками в гортани человека, а в сирене – заслонкой. Возникшие в результате этого процесса звуковые колебания, прежде чем попасть через ротовое отверстие в окружающее пространство, канализируются через верхние дыхательные пути, которые с точки зрения акустики представляют собой нерегулярный волновод. В случае сирены, возникшие звуковые колебания, также канализируются через рупор, который в принципе также можно считать нерегулярным волноводом. Но, несмотря на такое сходство, есть и существенное отличие голосового аппарата от сирены. Заслонка сирены совершает вынужденные колебания под воздействием сторонней силы, а голосовые связки человека совершают автоколебания за счет наличия положительной обратной связи. Но к этому вопросу мы вернемся несколько позже.

Продолжим наш экскурс по анатомии гортани, где собственно и генерируются звуковые колебания [120, 122, 123]. На рис. 6.9а изображен фронтальный вертикальный разрез через средние отделы гортани человека. Здесь хорошо видно, что трахея в своей верхней части, непосредственно прилегающей к голосовым связкам, образует своеобразный конфузур, т.е. плавное сужение. В конце сужения расположена голосовая щель. Именно такая геометрия воздухопроводного канала, как хорошо известно [26], обеспечивает в голосовой щели значительное увеличение скорости потока воздуха по сравнению со скоростью потока в трахеи (при дыхании примерно в 5 раз, а при фонации<sup>39</sup> еще больше). Выше, сразу за голосовыми связками, имеется расширение, которое называется морганиев желудочек. К сожалению, его функциональное назначение до сих пор вызывает дискуссии. Еще выше расположены так называемые ложные голосовые связки. Примечательно, что в некоторых случаях, когда в связи с определенными заболеваниями голосовые связки приходится удалять, ложные голосовые связки частично берут на себя функцию голосовых связок. Над связками расположено преддверие гортани, площадь сечения которого плавно увеличивается, образуя своеобразный диффузор [26], где скорость воздуха, прошедшего голосовую щель, быстро падает и поток попадает в верхние дыхательные пути. Справа на рис. 6.9 расположены две фотографии голосовой щели и голосовых связок рис. 6.9б и рис. 6.9в в фазах вдоха и выдоха. Хорошо видно, что в фазе вдоха площадь голосовой щели больше примерно в 2

---

<sup>39</sup>Термин “фонация” означает генерация звуковых колебаний голосовым аппаратом человека и общепринят в литературе по теории речеобразования. В дальнейшем мы будем постоянно им пользоваться.

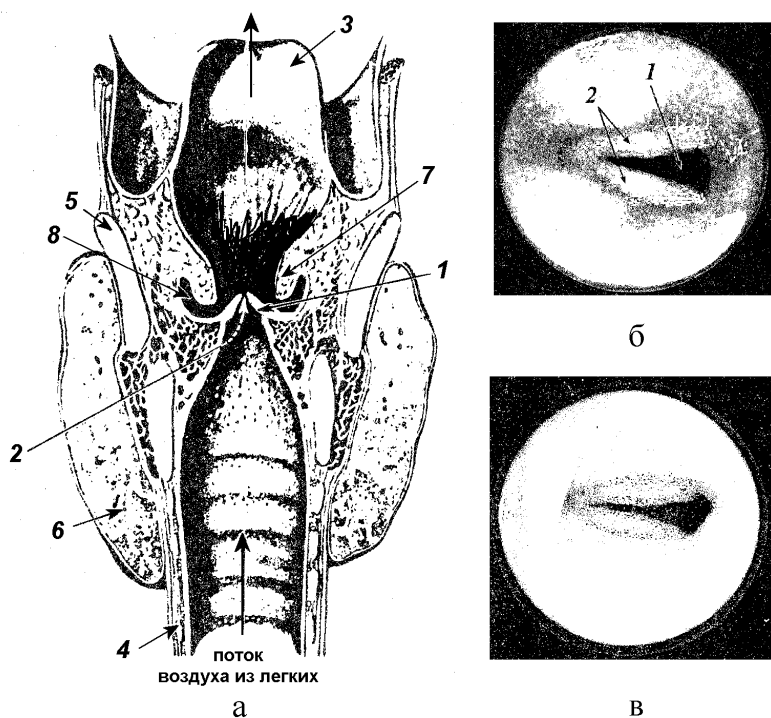


Рис. 6.9. Гортань человека:

а – полость гортани (фронтальный разрез через средние отделы голосовых связок); 1 – голосовые связки, 2 – голосовая щель, 3 – преддверие гортани, 4 – трахея, 5 – щитовидный хрящ, 6 – щитовидная железа, 7 – ложные голосовые связки, 8 – мортаниев желудочек; б, в – голосовые связки в расслабленном состоянии во время вдоха и выдоха соответственно (снимки, выполнены с помощью бронхоскопа - вид сверху); здесь 1 – голосовая щель, 2 – голосовые связки.

раза. При фонации, когда процесс дыхания останавливается, площадь щели становится еще меньше и она изменяется в зависимости от времени и характера речи или пения.

Вообще говоря, система управления голосовыми связками весьма сложная. Она состоит из целого мышечно-хрящевого комплекса, рефлекторно обеспечивающего во время процесса фонации необходимое натяжение и пространственное положение связок в реальном масштабе времени. Чтобы дать хотя бы самое общее представление об этом, на рис. 6.10 представлено три положения связок и, соответственно, занимаемые при этом положения основных хрящей. Черпаловидные хрящи связаны с перстневидным хрящом и соответствующими перстне-черпаловидными

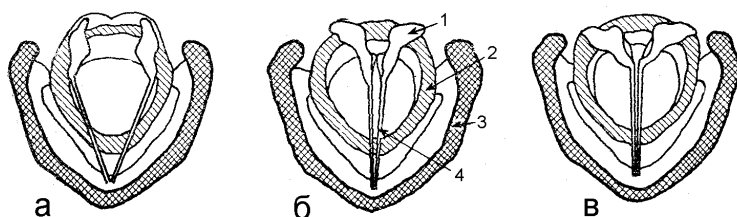


Рис. 6.10. Различные положения голосовых связок:  
а – полностью открытые, б – частично открытые, в – закрытые;  
1 – черпаловидный хрящ, 2 – перстневидный хрящ, 3 – щитовидный хрящ,  
4 – голосовые связки.

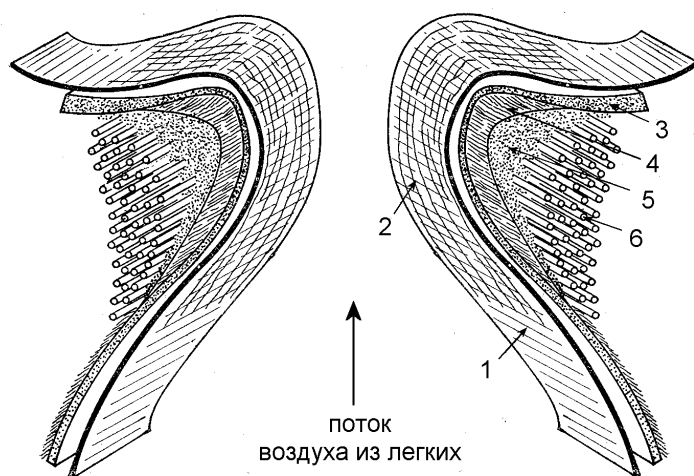


Рис. 6.11. Строение голосовых связок:  
1 – реснитчатый эпителий, 2 – слоистый эпителий,  
3 – поверхностный слой, 4 – промежуточный слой,  
5 – глубокий слой, 6 – голосовая мышца.

мышцами (здесь они не изображены). Черпаловидные хрящи могут поворачиваться в горизонтальной плоскости, расширяя или сужая голосовую щель (сравни положения черпаловидных хрящей и голосовых связок на рис. 6.10). А сокращение перстне-щитовидной мышцы приводит к смещению черпаловидных хрящей в заднем направлении и натяжению голосовых связок.

Теперь остановимся на строении и свойствах самих голосовых связок, которые представляют собой упругие мышечные “валики”. На рис. 6.11

изображено поперечное сечение связок и обозначена их внутренняя структура. Форма сечения связок хорошо видна на этом рисунке, а размеры связок следующие: толщина 8–13 мм, высота 12–16 мм, длина (в ненапряженном состоянии) у мужчин в среднем 15 мм, а у женщин 11 мм. Как видно, связки имеют сложную слоистую структуру, причем механические свойства слоев сильно отличаются друг от друга [123, 134–139] и, по-видимому, эти слои по-разному реагируют на натяжение голосовых связок. В одной из первых работ, посвященных измерениям механических параметров голосовых связок [147], была проведена оценка их упругости в поперечном и продольном направлениях относительно мышечных волокон. На основании полученных нагрузочных характеристик были вычислены осредненные эквивалентные значения модулей Юнга биоткани связок в продольном и поперечном направлениях мышечных волокон. Было установлено, что в поперечном направлении модуль Юнга лежит в диапазоне  $10^4 - 10^5$  Па, а в поперечном (вдоль волокон) раз в 10 выше. Модуль сдвига тканей голосовых связок находится в области  $(2 - 3) \cdot 10^4$  Па. Плотность равна  $1060 \text{ кг/м}^3$  (в ненапряженном состоянии). Скорость распространения поверхностной волны составляет примерно 1.5–2.5 м/с.

Время перехода связок из полностью расслабленного состояния, которое имеет место в процессе дыхания, в исходное положение для фонации не более 0.2 с, что в принципе для живых организмов достаточно быстро. Резонансная частота связок у мужчин 91–145 Гц (среднее значение – 128 Гц), а у женщин 115–167 Гц (среднее – 136 Гц). Добротность связок, как механической колебательной системы, лежит в диапазоне от 2 до 7. Для тех, кто интересуется более подробными сведениями о механических параметрах голосовых связок, рекомендуем обратиться к фундаментальной монографии [123] и к обширной библиографии, приведенной в ней.

Теперь можно приступить к анализу процесса автоколебаний голосовых связок, который базируется в первую очередь на обширных экспериментальных исследованиях голосового аппарата человека, а также на результатах изучения различных экспериментальных и теоретических моделей голосовых связок, построение которых не прекращается уже более 40 лет. Модели эти непрерывно совершенствуются по мере накопления новых экспериментальных данных (см., например, [122, 123, 126, 133, 134, 140–146, 148–153] и обширнейшую библиографию в них), а их

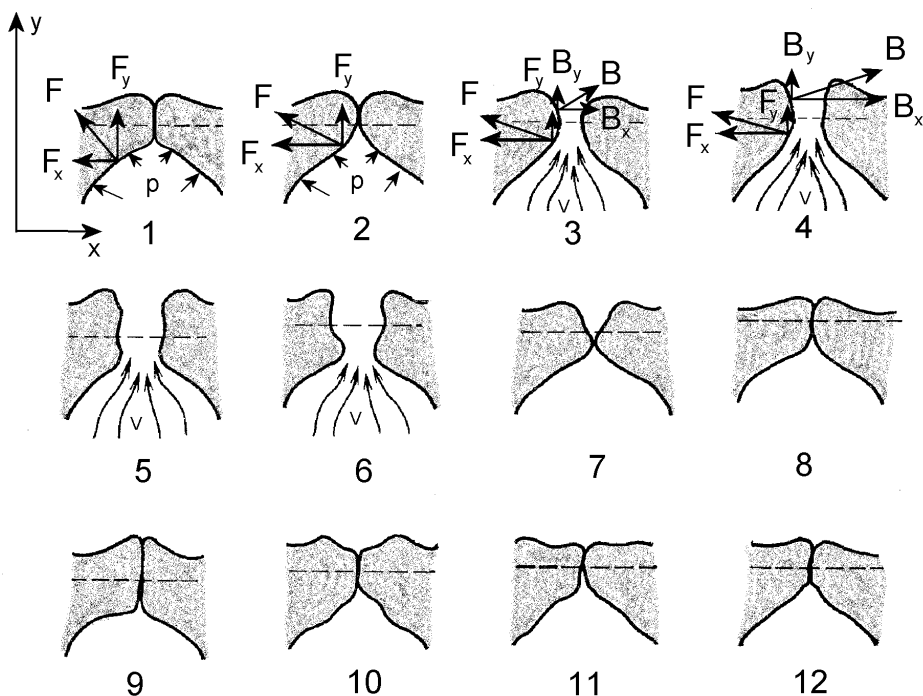


Рис. 6.12. Фазы форм и положений, которые принимают голосовые связки, в течение одного периода их колебаний и действующие силы.

построение и дальнейший количественный анализ преследует две цели: первая цель это глубже понять природу автоколебаний, возникающих в голосовом аппарате человека, а вторая, сугубо практическая, – создать эффективный синтезатор речи, который помог бы людям, по тем или иным причинам ставшими немыми, а также для использования в технике, связанной с приемом и передачей голосовой информации.

В результате накопленных за длительное время знаний, полученных усилиями многих ученых (см., например, [122–128] и библиографию в них), в настоящее время сложилось следующее общепринятое представление о механизме автоколебаний голосовых связок во время фонации. Обратимся к рис. 6.12, где изображены 12 фаз расположения связок, которые они принимают в течение одного периода колебаний [123], и к рис. 6.13, где изображены осциллограммы давления  $p$  под связками, скорости  $v$  потока воздуха в трахее и скорости  $v_1$  потока из щели<sup>40</sup>. Начнем

<sup>40</sup>Осциллограммы получены в эксперименте на физической модели гортани при средней объемной скорости потока воздуха 440 мл/с. При этом частота колебаний связок составляла около 100 Гц

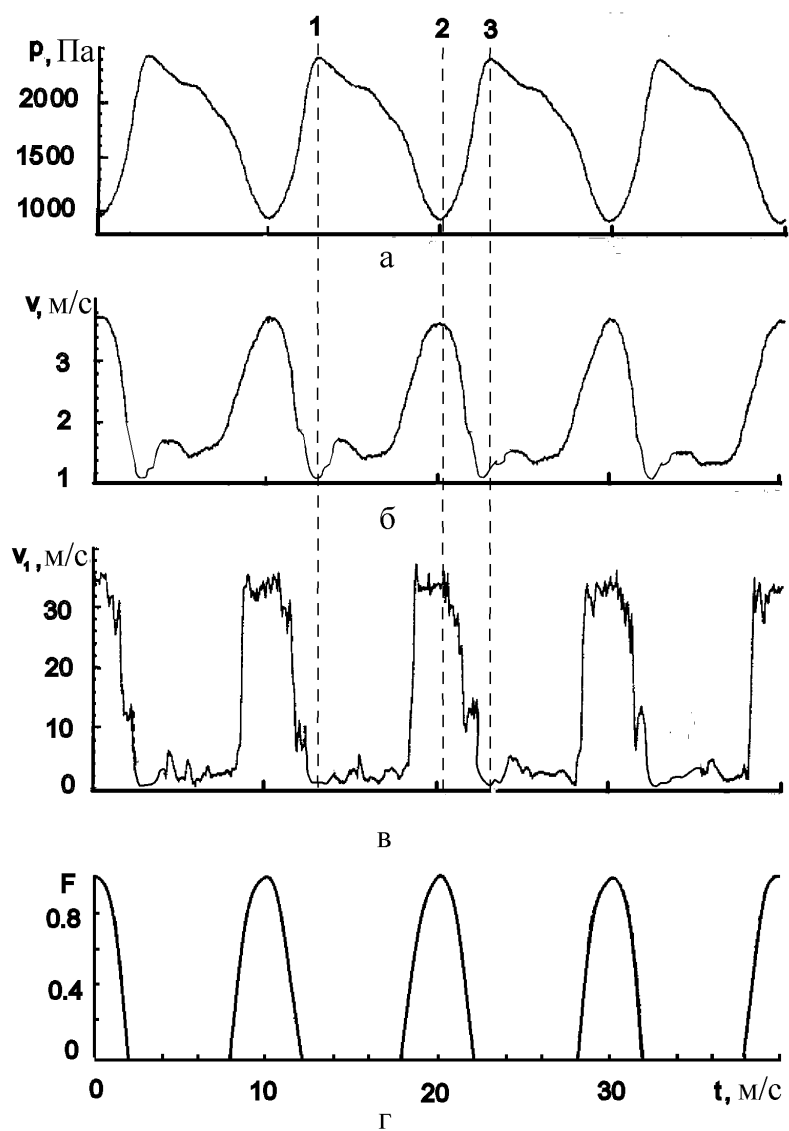


Рис. 6.13. Осциллограммы давления и скоростей потоков воздуха при колебаниях голосовых связок в процессе произнесения гласных звуков:

а – давление под связками, б – скорость потока в трахее,  
в – скорость струи из щели, г – импульс сжатия.

с момента времени, когда связки полностью сомкнуты (данному моменту соответствует фаза 1 на рис. 6.12 и штриховая линия 1 на рис. 6.13). В этот момент давление воздуха  $p$  под связками, которое создается за счет сжатия легких реберными мышцами, воздействует на нижнюю поверхность связок. В результате возникает равнодействующая сила  $F$ , точка приложения и направление которой условно показаны на фазе 1. Эта сила вызывает движение складок и они начинают расходиться в стороны и подниматься вверх. Одновременно вертикальная составляющая этой силы создает изгибающий момент, заставляющий внутренние края складок прогибаться вверх. Благодаря этому нижние кромки складок начинают размыкаться<sup>41</sup> (см. фазу 2) и площадь их соприкосновения уменьшается. По мере размыкания нижних кромок связок, сила  $F$  возрастает за счет увеличения площади, на которую воздействует подвязочное давление, точка ее приложения смещается несколько вверх, а угол между вектором силы и горизонтальной плоскостью уменьшается, приводя к уменьшению вертикальной составляющей  $F_y$  и увеличению горизонтальной составляющей  $F_x$ . Этот процесс завершается размыканием и верхних кромок связок, т.е. раскрытием голосовой щели. На фазе 3 представлен момент начальной стадии раскрытия щели, когда поток воздуха устремляется в образовавшуюся щель. При этом давление под связками начинает падать (см. на рис. 6.13а участок кривой сразу за штриховой линией 1), поскольку мощность мышц, сжимающих легкие, ограничена и ее недостаточно, чтобы поддерживать давление под связками постоянным в течении всего цикла их колебаний. С открытием голосовой щели появляются потоки воздуха в трахее и щели (см. рис. 6.13б,в), которые быстро нарастают. Поскольку площадь щели много меньше площади трахеи, скорость потока в щели относительно велика и, благодаря эффекту Бернулли, давление в щели значительно меньше давления  $p$  в трахее под связками. В результате возникает и начинает нарастать аэродинамическая сила  $B$ , горизонтальная компонента которой  $B_x$  направлена противоположно горизонтальной компоненте  $F_x$ . В противоположность этому, вертикальная компонента  $B_y$  по направлению совпадает с компонентой  $F_y$ , в силу чего вертикальное смещение связок увеличивается (фаза 4). Однако быстрое возрастание аэродинамической силы  $B$ , которая пропорциональна скорости потока в щели,

---

[128].

<sup>41</sup>Размыкание связок наступает при достижении давления в трахее около 3 – 4 см вод. ст.

приводит к тому, что вскоре после раскрытия щели сила  $B_x$  начинает превышать силу  $F_x$ , создавая тенденцию к смыканию связок. Однако компоненты  $F_y$  и  $B_y$ , а также силы инерции связок (в вертикальном направлении) заставляют связки еще некоторое время подниматься вверх и расходиться вплоть до максимального раскрытия голосовой щели, см. фазу 5. При этом скорости потоков в трахее и щели достигают своего максимума (см. рис. 6.13б, в штриховая линия 2). Наконец, горизонтальная компонента аэродинамической силы приводит к смыканию складок нижними кромками, хотя верхние кромки еще некоторое время продолжают по инерции расходиться (фазы 6 и 7). Скорости потоков в трахее и щели быстро падают, а давление под связками естественно начинает резко нарастать (см. участки кривых на рис. 6.13а, б, в правее от штриховой линии 2). При этом смыкание щели носит ударный характер, который вызывает поверхностную волну, хорошо видную при просмотре видеofilмов, записанных через бронхоскоп с большой скоростью съемки. Происходит “растекание” тканей связок в сторону свободных поверхностей – вверх и вниз (фаза 9). Затем колебательный процесс, связанный с поверхностной волной, затухает (фазы 10-11) и складки приходят в исходное состояние (фаза 12 и штриховая линия 3 на рис. 6.13). Далее весь, описанный выше, цикл движений связок повторяется до тех пор, пока поддерживается давление  $p$  в легких.

Здесь уместно обратить внимание на тот факт, что зависимость импульса скорости струи (см. рис. 6.13в), вытекающей из голосовой щели, от времени имеет практически прямоугольную форму, т.е. не зависит от текущей площади щели, что казалось бы противоречит уравнению Бернулли. Этот факт можно объяснить двумя причинами. Первая – наличие вязкого трения в щели, которое сдерживает нарастание скорости струи и особенно сильно в начальных фазах открытия щели и в конечных фазах ее закрытия, когда текущая площадь щели весьма мала. Вторая причина это падение давления воздуха в трахее (см. рис. 6.13а) при открытой щели из-за ограниченной мощности реберных мышц легких, о чем мы уже говорили выше. Таким образом, вполне можно допустить (также, как мы сделали это при рассмотрении сирен), что временная зависимость динамического давления струи определяется в основном временной зависимостью текущей площади голосовой щели. Справедливость этого допущения подтверждается также и работами [125, 126].

В результате рассмотренных выше циклических колебаний связок,



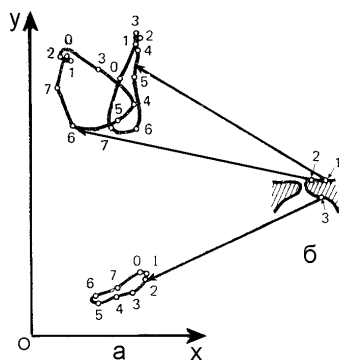


Рис. 6.14. Движения верхней и нижней поверхностей голосовых связок:  
а – траектории движения металлических частичек,  
б – расположения частичек на поверхностях связок.

над ними создается последовательность импульсов давления рис. 6.13г, которые порождают звуковые волны<sup>42</sup>. Как и следовало ожидать, временная зависимость последовательности импульсов имеет “пилообразный” характер [122], т.е. во многом такой же, как и у сирены. При этом отношение длительности импульсов сжатия к периоду их повторения составляет около 0.4, что хорошо согласуется с оценкой 0.3–0.7, приведенной в [128, 129].

Таким образом, возникновение автоколебаний связок обусловлено в основном игрой двух сил – силы давления сжатого воздуха на нижнюю поверхность сомкнутых связок, приводящей к их размыканию и образованию голосовой щели, и аэродинамической силы, возникающей за счет эффекта Бернулли в скоростном потоке, текущем в щели, и приводящей к смыканию голосовых связок. Поэтому, голосовые связки (и силы давления на них сжатого воздуха) можно рассматривать как прямой канал, а поток в щели (и возникающие в нем аэродинамические силы) – как канал обратной связи в этой автоколебательной системе.

По-видимому импульсы сжатия над связками, возникающие за счет описанного выше процесса, являются не единственной причиной возникновения звука в гортани. Какой-то, возможно сравнительно небольшой, вклад могут вносить и колебания верхней поверхности голосовых связок. Чтобы проверить эту гипотезу были проведены эксперименты [153],

<sup>42</sup>Эта временная зависимость расчетная (нормирована к своему максимальному значению) и выполнена нами в предположении, что временная зависимость площади голосовой щели во время фонации гласных имеет вид, изображенный на рис. 6.7а.

суть которых состояла в следующем. На верхнюю и нижнюю поверхности голосовых связок были нанесены три небольшие частички металла, как схематически показано на рис. 6.14б. Далее в процессе фонации была проведена скоростная кинорентгено съемка траекторий этих частичек, см. рис. 6.14а. Анализ этих траекторий убеждает, что верхняя поверхность голосовых связок действительно совершает вертикальные колебания, что в принципе может оказаться дополнительным источником звуковых колебаний.

Не исключено, что дополнительным источником звука при автоколебаниях связок может оказаться и удар (шлепок) связок друг о друга в фазе их смыкания (фазы 7 и 8 на рис. 6.12). Однако это предположение требует экспериментальной проверки.

Как мы уже говорили выше, колебания голосовых связок создают последовательность импульсов сжатия, временная зависимость которых имеет “пилообразный” характер. А это значит, что спектр возникающего над связками звукового сигнала будет содержать не только основной тон, частота которого равна частоте повторения импульсов сжатия, но и ряд гармонических составляющих, которые в теории речеобразования называются формантами. Важным моментом здесь является то, что амплитуда этих формант и их частота будет существенным образом зависеть от геометрических (морфологических) параметров верхних дыхательных путей, по которым проходит звук, прежде чем произойдет его излучение через ротовое отверстие. А так как эти параметры и параметры самих голосовых связок во многом индивидуальны, да еще зависят от пола и возраста, то именно это обстоятельство и является причиной неповторимости тембра (звуковой окраски) голоса каждого конкретного человека.

В процессе речи или пения происходит динамическое изменение геометрических параметров верхних дыхательных путей за счет движений глотки, языка, нижней челюсти и губ. Т.е. с точки зрения акустики, канал от связок до ротового отверстия представляет собой динамический нерегулярный акустический волновод и, соответственно, выполняет функцию динамического акустического фильтра, который в процессе речи непрерывно изменяет свою амплитудно-частотную характеристику. Кроме этого, в процессе речи оперативно изменяется режим работы голосовых связок. К этому остается добавить, что управление речью происходит за счет сложнейших (и во многом еще не изученных) пря-

мых и обратных связей мышц глотки с центральной нервной системой, которые вырабатываются и устанавливаются в процессе обучения ребенка речи. Но эти вопросы уже являются предметом изучения таких наук, как биология, физиология, биофизика, нейрофизиология и выходят за рамки нашей книги.

Теперь остановимся несколько подробнее на основных режимах работы голосовых связок. Выявлены три основных режима их работы. Первый режим связан с произношением гласных звуков при речи и пения. Гласные звуки с точки зрения акустики являются тональными (музыкальными) звуками с очень незначительной шумовой компонентой, которая возникает в струе воздуха, вышедшей из голосовой щели, за счет ее турбулизации<sup>43</sup>. В этом режиме процесс колебаний голосовых связок происходит так, как было описано чуть выше, и может непрерывно длиться от долей секунд (при речи) до десятков секунд (при пении). Здесь следует сказать, что пение на одних гласных звуках называется вокализацией и составляет одну из существенных сторон вокального исполнения и наиболее часто используется. Например, от простейшего распевания слога на два или несколько звуков, до обширных колоратурных пассажей – каденций. Заметим, что слово “вокал” происходит от итальянского “vocale”, т. е. гласная. А термин “вокализм” означает буквально – система гласных звуков какого-либо языка [154].

Спектр гласных звуков [155, 156] характеризуется ярко выраженным основным тоном и рядом гармонических составляющих, количество и амплитуда которых зависит от конкретного гласного звука. В качестве примера, на рис. 6.15 приведены сонограммы<sup>44</sup> трех гласных звуков “а”, “и” и “у”. Как можно увидеть из этого рисунка звук “а” обладает богатым спектром (имеет до 9 формант), а звук “и” имеет относительно бедный спектр (всего 3 форманты).

Замечательным свойством голосового аппарата человека является возможность плавно и непрерывно изменять частоту основного тона (соответственно и частоты формант) при фонации гласных звуков. Эта возможность реализуется за счет увеличения давления в легких и трахее (рост частоты с увеличением давления составляет около 10 Гц/см

<sup>43</sup>Эффект генерация шума при прохождении струи воздуха через голосовую щель в процессе дыхания и при отсутствии фонации сравнительно хорошо изучен. Уровень и характер этого шума имеет важное диагностическое значение при заболеваниях респираторной системы, см. например, [78, 81].

<sup>44</sup>Сонограмма это спектрограмма звукового сигнала, которая показывает как изменяется спектр сигнала во времени.

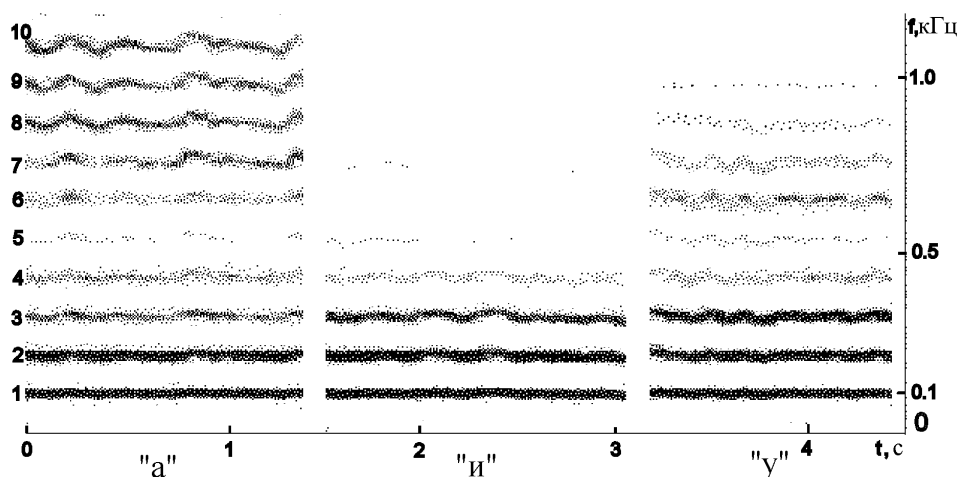


Рис. 6.15. Сонограммы трех гласных звуков “а”, “и” и “у”:  
1 – основной тон, 2–9 – форманты.

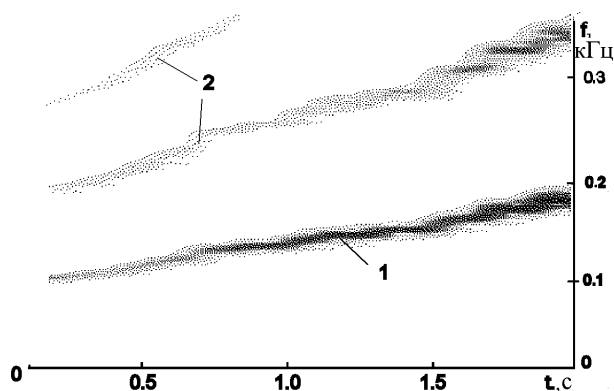


Рис. 6.16. Сонограмма гласного звука “и” при плавном повышении частоты фонации:  
1 – основной тон, 2 – форманты.

вод.ст. [125]), а также путем плавного изменения натяжения голосовых связок, что приводит к изменению их резонансной частоты. Если бы такое свойство отсутствовало мы никогда не смогли бы наслаждаться оперным искусством. В качестве примера на рис. 6.16 приведена сонограмма, которая показывает как изменяются частоты основного тона и две ближайшие форманты звука “и” при увеличении натяжения голосовых связок. Хорошо видно, что эти частоты увеличиваются почти на октаву. Заметим, что хорошие оперные певцы могут варьировать частоту

той резонанса связок в весьма широких пределах.

В оперном искусстве голоса певиц по охватываемому ими диапазону частот обычно подразделяют на контральто, меццо-сопрано и сопрано, а голоса певцов на бас, баритон и тенор. Диапазонах частот, которые охватывают эти голоса, проиллюстрированы на рис. 6.17.

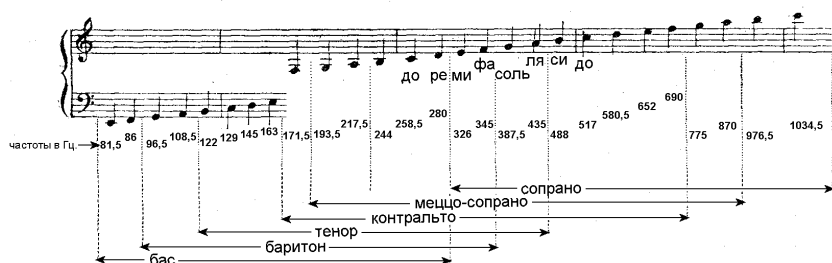


Рис. 6.17. Диапазоны частот, охватываемые основными типами голосов оперных певиц и певцов [106].

Второй и третий режимы работы голосовых связок реализуются при произнесении согласных звуков. Прежде всего рассмотрим так называемый “взрывной” режим. В этом режиме в легких создается более высокое давление, по сравнению с давлением при произнесении гласных звуков. Поэтому при резком открытии голосовой щели возникает сильная воздушная струя, которая турбулизируясь генерирует достаточно заметный

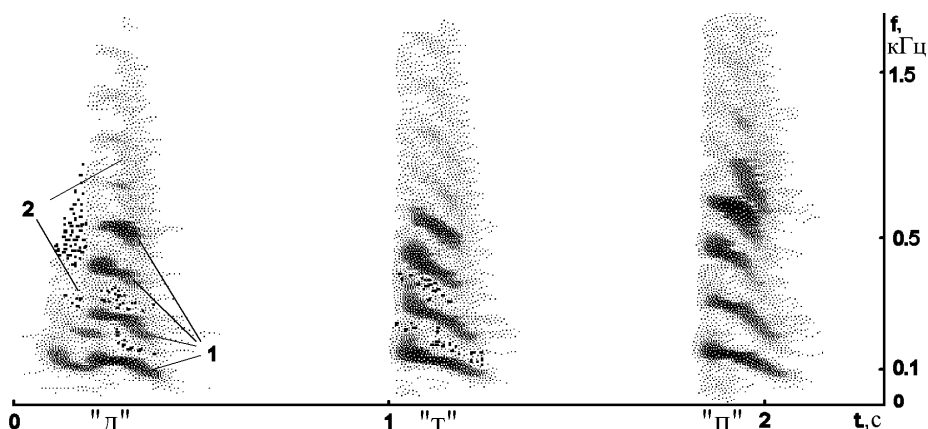


Рис. 6.18. Сонограммы трех согласных звуков “д”, “т” и “п”:  
1 – основной тон и форманты, 2 – шум.

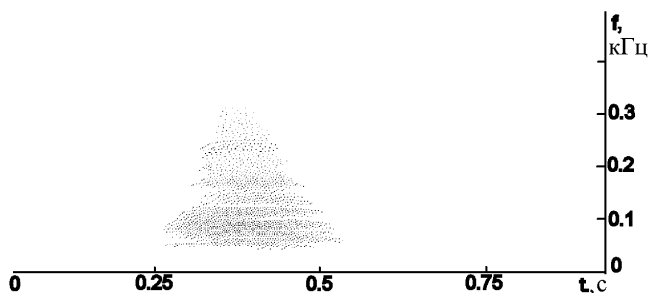


Рис. 6.19. Сонограмма согласного звука “ш”.

уровень шума. Но поскольку голосовые связки в процессе произнесения согласных звуков до конца не смыкаются, наряду с тональным звуком, генерируемым за счет колебаний связок, присутствует также и шум, генерируемый струей, вытекающей из щели. В качестве иллюстрации на рис. 6.18 приведены сонограммы трех согласных звуков “д”, “т” и “п”. Здесь хорошо заметно, что наряду с основным тоном и несколькими его формантами присутствует шум, который на сонограмме выглядит как обволакивающий их серый туман. Заметим, что спектр шумовой компоненты несколько шире спектра тональной компоненты.

Третий режим отличается от первых двух тем, что голосовые связки практически не колеблются и реализация согласных звуков происходит только за счет шума, генерируемого струей, вытекающей из голосовой щели. Согласные, в которых присутствует только шумовая компонента, называются фрикативными или щелевыми. На рис. 6.19 приведена сонограмма типичной фрикативной согласной “ш”. Как видно, здесь присутствует лишь типичная спектральная картина шума. Заметим, что при разговоре шепотом голосовые связки не колеблются. Фонация и разборчивость речи в этом случае обеспечивается исключительно за счет генерации в открытой голосовой щели турбулентного шума и соответствующего движения языка, нижней челюсти и губ.

На этом мы заканчиваем анализ механизмов, лежащих в основе генерации звука при речеобразовании и пении. В заключение остановимся лишь на одной, как нам кажется, до сих пор не использованной возможности естественного моделирования колебаний голосовых связок, которая могла бы способствовать дальнейшему повышению уровня понимания механизма возникновения их автоколебаний.

Речь идет о том, что губы человека в первом приближении сходны

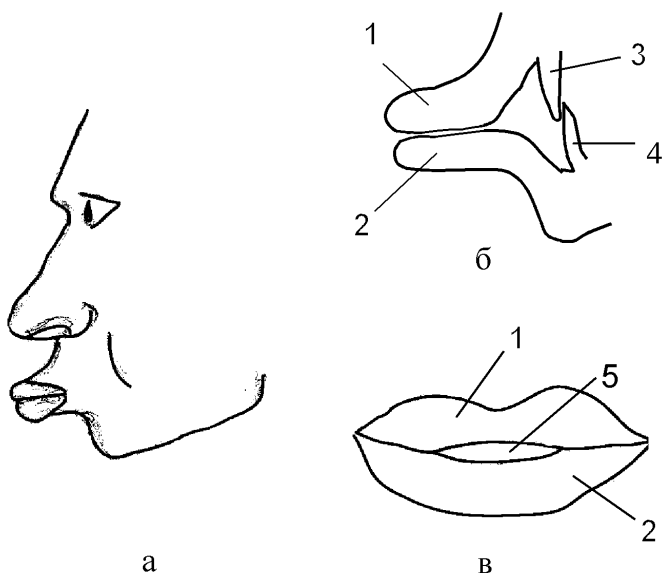


Рис. 6.20. Колебательные движения губ как естественная модель колебательных движений голосовых связок:

- а – положение губ для проведения эксперимента,  
 б – разрез губ в профиль, в – вид губ анфас;  
 1 – верхняя губа, 2 – нижняя губа, 3, 4 – зубы,  
 5 – щель между губами при продувании воздуха.

с голосовыми связками, причем, как по форме (см. рис. 6.11), так и по параметрам биотканей. Более того, все с детства знают, как заставить губы совершать колебательные движение. Для этого губы достаточно вытянуть вперед (как показано на рис. 6.20а), расслабить их и начать несильно продувать воздух. Губы сразу приходят в автоколебательный режим и возникает характерный трепещущий низкочастотный (не более 40–50 Гц) звук<sup>45</sup>. При этом, регулируя силу продувки воздуха и степень натяжения губных мышц, можно в сравнительно широких пределах регулировать как силу звука, так и его частоту. Поскольку губы расположены на поверхности лица (а не глубоко в организме, как голосовые связки) инструментальное изучение их автоколебаний не связано с большими трудностями и может быть проведено в любой акустической лаборатории.

Мы заинтересовались причинами возникновения автоколебаний губ и установили, что эти причины аналогичны причинам, приводящим к воз-

<sup>45</sup>Как нам кажется, изучение механизма возникновения автоколебаний губ при продувке воздуха может иметь вполне самостоятельный научный интерес.

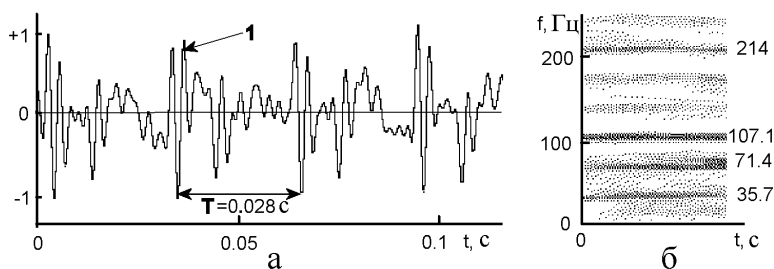


Рис. 6.21. Временные и спектральные характеристики звуков, возникающих при автоколебаниях губ:  
а – осциллограмма, б – сонограмма.

никновению автоколебаний голосовых связок. Автоколебания губ начинают возникать при весьма низком давлении воздуха в ротовой полости (около 5–6 мм рт. ст.). При этом максимальная площадь щели между губами достигает величины около  $10 \text{ мм}^2$ , а амплитуда вертикальной компоненты колебательных движений губ – около 2 мм. При увеличении давления до 15 мм рт. ст. площадь щели достигает  $20 \text{ мм}^2$ , а амплитуда вертикальной компоненты колебательных движений губ – около 4 мм.

На рис. 6.21 приведены осциллограмма и сонограмма звуковых колебаний, излучаемых губами в режиме автоколебаний. На осциллограмме легко обнаруживается основной период  $T$  автоколебаний, который в данном случае равен 0.028 с, что соответствует основной частоте 35.7 Гц. Наличие этой частоты также хорошо просматривается на сонограмме (значения основной частоты и нескольких гармоник указаны справа от сонограммы). Характерным элементом осциллограммы является короткий импульс 1 (длительностью примерно 0.004 с) в виде отрезка синусоиды, который присутствует в каждом основном периоде колебаний губ. Можно предположить, что этот звук вызван ударом (шлепком) верхней и нижней губ друг о друга в момент их смыкания. Не исключено, что скоростная видеомакросъемка колебаний губ позволила бы установить и ряд других интересных закономерностей.

### 6.3. Эоловы тона

Выше мы уже говорили об истории, связанной с эоловой арфой и эоловыми тонами или звуками. Мы рассказали, что эти мелодичные звуки



возникают в процессе обтекания потоком длинных цилиндрических тел, таких, как тросы, провода, стержни и пр. Был упомянут чешский ученый Струхаль, который первый положил начало подлинно научным исследованиям этого интересного и физически содержательного явления, а также были перечислены имена ученых, внесших весомый вклад в его изучение в XIX веке. Теперь мы уделим более серьезное внимание этому явлению и попытаемся дать ему объяснение с учетом современных знаний.

Судя по всему, повторный интерес к проблеме генерации звука удлинёнными телами, при размещении их в потоке, возник в XX веке в связи с необходимостью оценивать силу звука, генерируемого винтами самолетов, различных вентиляторов, винтами аэродинамических труб и пр. В связи с этим, необходимо было прежде всего уточнить величину числа Струхала. Экспериментальные работы, проведенные на протяжении первой половины XX века, показали удивительную стабильность этой величины в широчайшем диапазоне значений числа Рейнольдса. Чтобы в этом убедиться, мы специально приводим полученные разными авторами (и в разное время) экспериментальные данные о зависимости числа Струхала от числа Рейнольдса, которые были собраны в статье [158]. На рис. 6.22, заимствованного из этой статьи, хорошо видно, что в диапазоне  $4 \cdot 10^2 \leq Re \leq 4 \cdot 10^5$  число Струхала составляет  $0.2 \pm 0.02$ . А этот факт однозначно указывает на то, что в широчайшем диапазоне чисел Рейнольдса частота эоловых тонов прямо пропорциональна скорости потока среды. И только при малых и больших числах Рейнольдса число Струхала начинает соответственно несколько уменьшаться и увеличиваться.

В 1936 г. вышла экспериментальная работа [164], которая возможно положила начало систематическим исследованиям акустических характеристик эоловых тонов. В этой работе экспериментально изучалось звукообразование при обтекании длинных цилиндрических стержней<sup>46</sup>. Были измерены уровни излучения звука при различных скоростях обтекания, а главное были измерены диаграммы направленности. Оказалось, что источник звука, который появляется при обтекании цилиндрических стержней, является источником дипольного типа. Причем ось диполя расположена перпендикулярно вектору потока. На рис. 6.23 представлен

---

<sup>46</sup>Кстати, методика постановки эксперимента во многом повторяла методику, разработанную Струхалем в [82], но, конечно, с применением более совершенной измерительной аппаратуры.

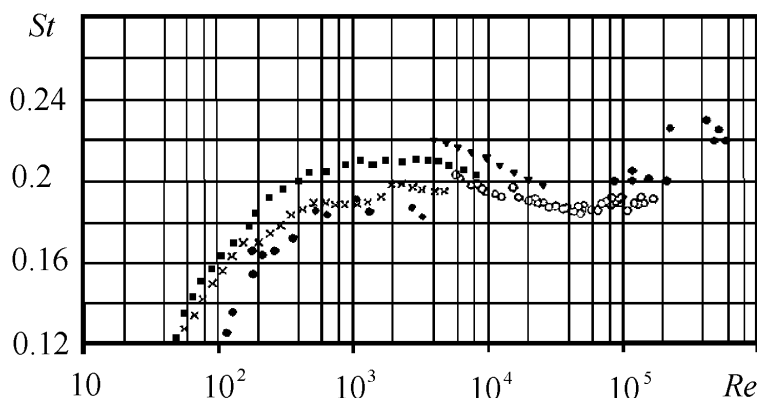


Рис. 6.22. Экспериментальные зависимости числа Струхала от числа Рейнольдса, полученные разными авторами в разное время: крестики – Strouhal (1878), треугольники – Hiebtone (1919), точки – Relf (1924), квадратики – Roshko (1924), окружности – UTIA (1955).

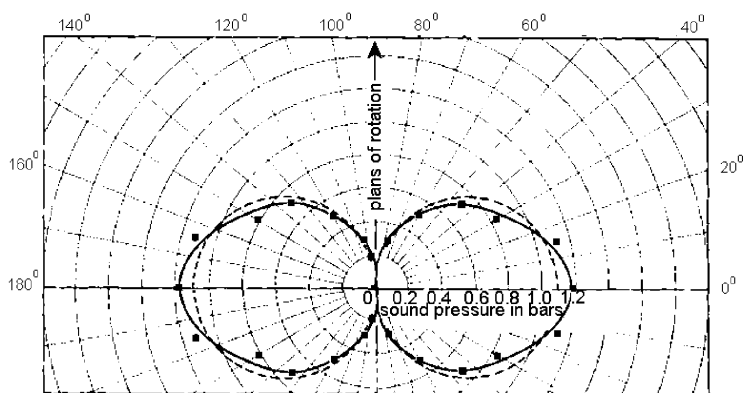


Рис. 6.23. Диаграмма направленности источника эолового звука, образующегося при обтекании цилиндрического стержня:

сплошная (с нанесенными точками) – эксперимент,  
штриховая – расчет для идеального диполя;  
стрелкой указано направление движения стержня.

заимствованный из [164]) график измеренной диаграммы направленности, а также расчетный график диаграммы направленности для идеального диполя. Заметим, что экспериментальный график не нормирован и поэтому на горизонтальной оси отложены значения акустического давления.

Как видно, экспериментальная диаграмма направленности весьма близ-

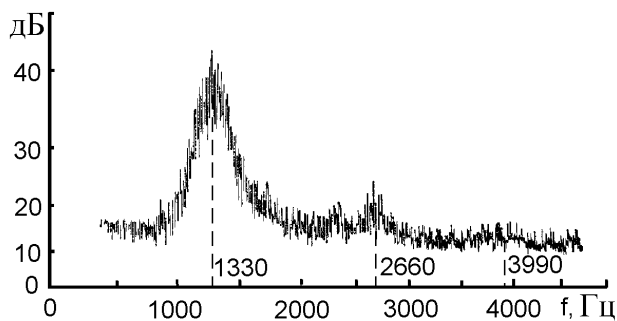


Рис. 6.24. Экспериментальный спектр золотого звука.

ка к расчетной. Позже, результаты, полученные другими авторами, полностью подтвердили этот факт (см. например [53, 71, 87] и библиографию в них). Этот весьма важный факт однозначно указывал, что вектор колебаний источника звука направлен поперек вектора потока.

Таким образом, при силовом воздействии потока на жесткую поверхность цилиндра, на ней действительно образуются дипольные источники звука, что хорошо согласуется с теоретическими выводами, полученными выше в четвертом разделе.

Следующий важный шаг был сделан Holle W. в 1938 году. К сожалению, его работы недоступны, однако в [53] приведены некоторые результаты его работы. Наиболее важными из них являются экспериментальные спектры звуков, возникающих при размещении длинного тонкого стержня в воздушном потоке. На рис. 6.24 представлен заимствованный из [53] спектр звука, генерируемого потоком при обтекании стержня диаметром 5 мм. Скорость потока составляла 33 м/с, что соответствовало числу Рейнольдса, равному  $1.08 \cdot 10^4$ . Как видно, частота основного тона на спектре ярко выражена и составляет 1330 Гц. С учетом этих данных число Струхала равно 0.2, что хорошо коррелирует с результатами, приведенными выше. Обратим внимание, что кроме основного тона присутствуют и две гармоники. Однако их уровень значительно ниже уровня основного тона (соответственно на 20 и 25 дБ). Этот факт дает основание сделать вывод о том, что формула Струхала должна быть следующим образом обобщена, чтобы учесть гармоники основной частоты [53]

$$f_n = StVn/d; \quad n = 1, 2, 3... \quad (6.4)$$

Анализ спектра, приведенного на рис. 6.24, позволяет установить еще один факт, имеющий с точки зрения акустики очень большое значение. Поскольку основная частота, генерируемого звука в эксперименте Holle W., равнялась 1330 Гц и эксперимент он проводил в воздушной среде, то длина звуковой волны должна была составлять около 0.25 м. А это значит, что волновой размер источника эолового звука весьма мал и составляет величину не более 0.02. Оценка волновых размеров эоловых источников, проведенная нами по другим литературным данным, однозначно подтвердила этот факт.

Таким образом, волновой размер области пространства за цилиндром, где происходит эффективное преобразование энергии потока в звуковую энергию, существенно мал, а это значит, что источник компактный, если использовать терминологию, принятую в гидроаэромеханике.

Дальнейшие усилия были направлены на получение оценок интенсивности эоловых звуков. Эту проблему, судя по всему, одним из первых теоретически решил И. Д. Блохинцев в 1946 году [53]. Приведем полученную им оценку интенсивности звука в направлении оси диаграммы направленности

$$I \approx \frac{\pi^2 \alpha^2 \rho V^6}{2r^2 c^3} L^2 (1 - U/V)^4. \quad (6.5)$$

Здесь  $\rho$  – плотность среды,  $V, U$  – скорость потока и скорость сноса вихрей, образующих дорожку Кармана за стержнем,  $c$  – скорость звука в среде,  $L$  – длина цилиндрического стержня,  $r$  – расстояние до точки наблюдения,  $\alpha \approx 0.44 \cdot 10^{-2}$ . Величина  $1 - U/V$  в случае цилиндра примерно равна 0.86. Заметим, что все параметры, входящие в эту формулу, необходимо подставлять в системе единиц CGSE.

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 были бы сосредоточиться на выяснении механизма преобразования энергии потока в звуковую энергию. Иными словами, нужно было найти в процессе обтекания цилиндрического стержня те локальные гидродинамические явления, которые приводят к образованию такого дипольного источника, и выяснить что же физически представляет собой этот источник. Однако в доступной нам литературе мы не нашли исчерпывающего ответа на эти вопросы. Вместе с этим, на некоторые частные вопросы ответы все-таки были полу-

чены. Во-первых, было твердо установлено, что эолов звук порождается непосредственно в области, прилегающей к кормовой части поверхности стержня, а не в следе за стержнем, где сформировалась дорожка Кармана [53]. Действительно, пульсации давления, которые можно инструментально наблюдать в дорожке Кармана, не имеют никакого отношения к образованию звука. Это, как мы уже разбирали выше, является псевдозвук, поскольку скорость распространения этих пульсаций равна скорости сноса вихрей, которая на порядки меньше скорости звука в среде [53]. Во-вторых, было 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 [53] сделал вывод: "...Периодический срыв вихрей порождает периодические импульсы малых сжатий и разрежений, которые и распространяются вдали от тела в виде звуковой волны...". Этому же мнения придерживаются и другие авторы. Например, А. А. Харкевич в книге [87] говорит "...каждый раз при срыве вихря в области непосредственно за препятствием создается импульс давления...". И 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.

Поэтому мы начнем с анализа расчетных и экспериментальных данных, характеризующих локальные особенности структуры течений в окрестности цилиндра, расположенного в потоке [24, 157, 159 – 163, 165]. Проследим внимательно еще раз за эволюцией этой структуры течений с изменением скорости потока.

Мы уже говорили выше, что начиная с определенных чисел Рейнольдса, в результате срыва потока, за цилиндром начинают образовываться два симметричных вихря, см. рис. 3.5 и рис. 6.25а. С ростом скорости потока размер этих вихрей постепенно увеличивается и они вытягиваются вдоль направления потока. Далее течение становится неустойчивым и один из вихрей быстро увеличивается в размерах, а второй, наоборот, уменьшается. Поэтому картина течения непосредственно за цилиндром становится асимметричной (см. рис. 6.25б). Когда размер вихря начинает превышать 1.5–2.0 диаметра цилиндра, происходит его отрыв от ци-

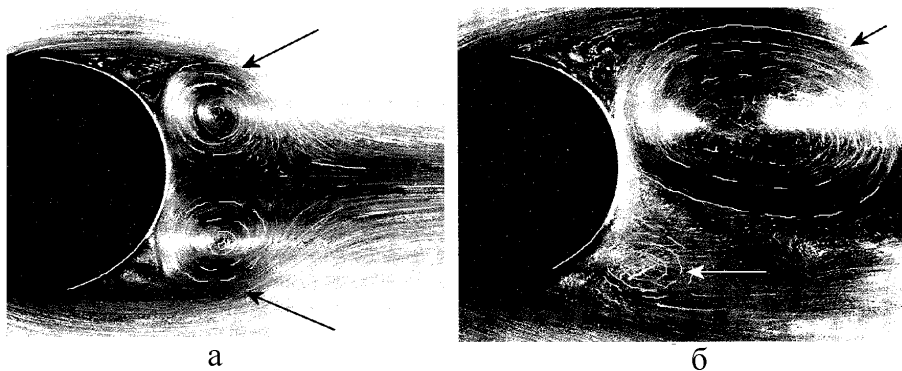


Рис. 6.25. Вихри, образующиеся за цилиндром при его обтекании потоком (эксперимент) [24]:

а – два симметричных вихря, б – два асимметричных вихря; стрелками указаны сами вихри.

линдра и он начинает дрейфовать вниз по потоку. После отрыва вихря, начинает быстро расти второй вихрь и весь описанный процесс повторяется. Поочередно отрываясь то с одной, то с другой тыльной (кормовой) стороны цилиндра, вихри дрейфуют вниз по потоку, образуя дорожку Кармана (см. рис. 3.6).

Описанный сценарий появления и срыва вихрей хорошо известен и дает нам внешнюю, качественную картину гидродинамического процесса, но не дает нам ответа на вопрос о причинах и механизме возникновения эолового звука. Поэтому обратимся к расчетным данным, отражающим процесс обтекания цилиндра, из которых можно почерпнуть не только качественные, но и некоторые количественные сведения. На рис. 6.26, который заимствован из [165], изображены характерные особенности течений вокруг неподвижного цилиндра при различных числах Рейнольдса. Здесь линии тока построены по расчетным значениям мгновенных полей скорости в потоке. Напомним, что линии тока есть векторные линии поля скоростей, т.е. такие линии, в каждой точке которых скорость в данный момент направлена по касательной к ним. При стационарном обтекании тел потоком линии тока совпадают с траекториями движущихся частиц среды, а при нестационарном могут и не совпадать [39].

Такой способ построения картин линий тока движущейся среды позволяет сразу количественно оценивать относительную скорость потока в различных точках зоны обтекания. В местах, где линии тока сгущаются, скорость движения среды высокая и тем выше, чем сильнее сгущение

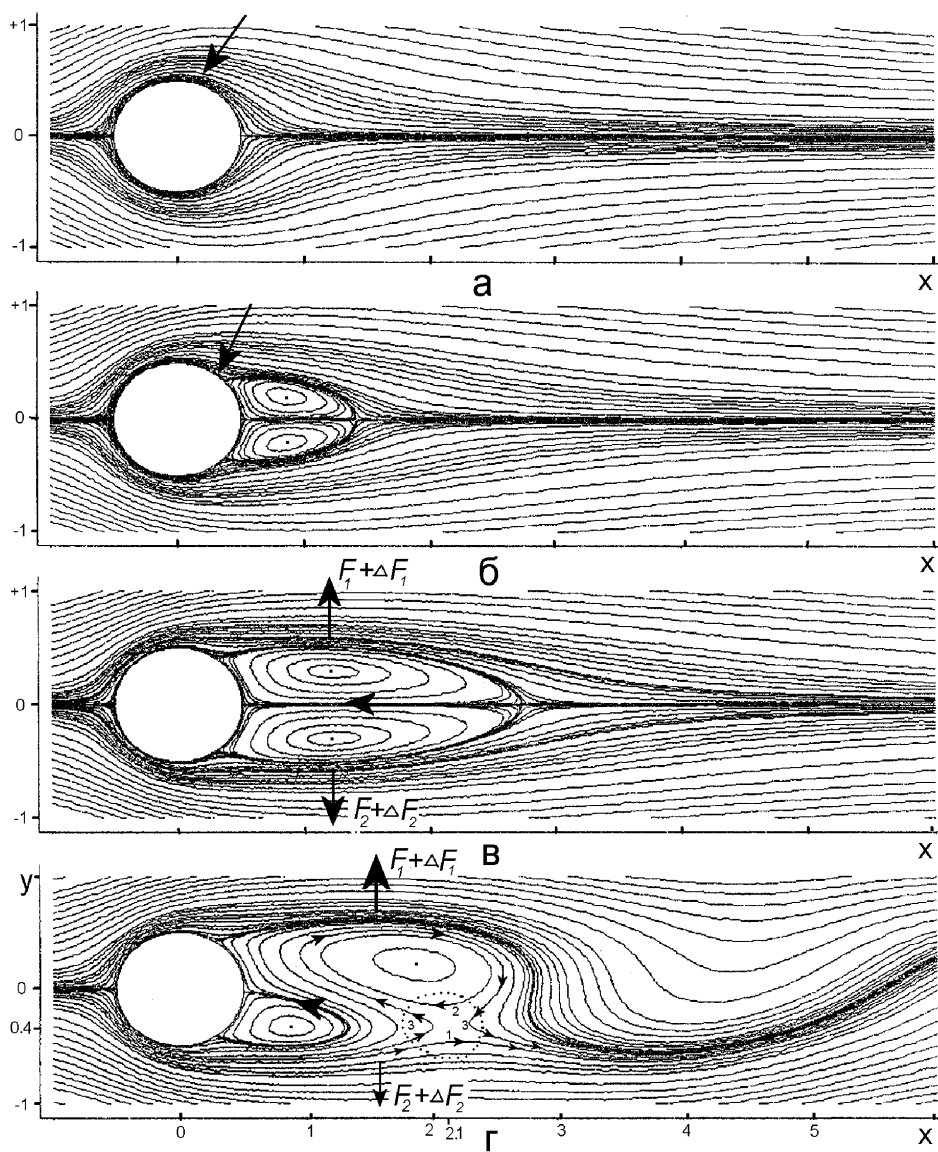


Рис. 6.26. Поток, обтекающий цилиндр (расчет):  
а,б,в – при стационарном обтекании, г – при нестационарном обтекании;  
а –  $Re = 5$ , б –  $Re = 20$ , в –  $Re = 40$ , г –  $Re = 50$ .

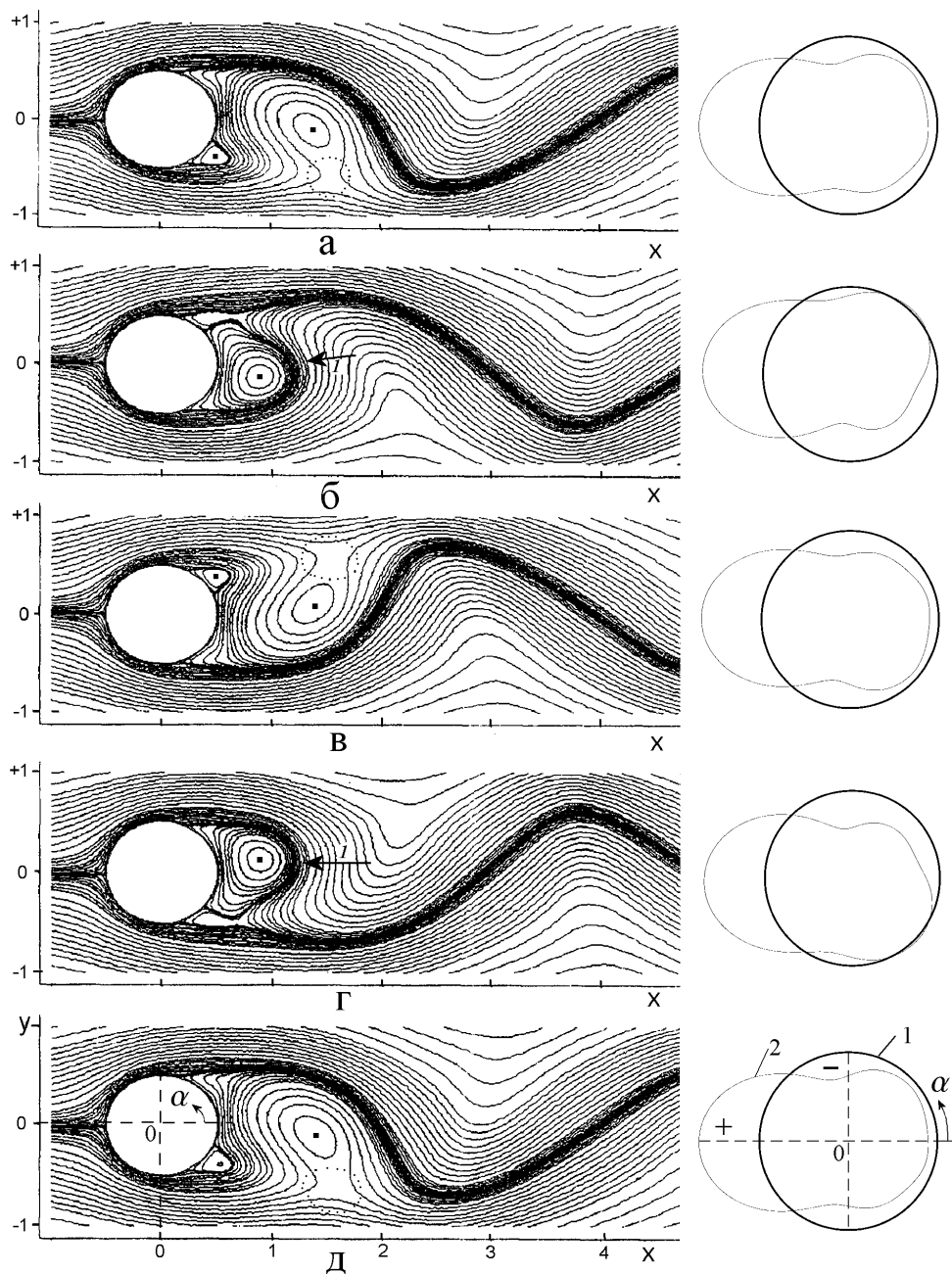


Рис. 6.27. Поток, обтекающий цилиндр при нестационарном обтекании (расчет для  $Re = 200$ ); линии тока построены для моментов: а -  $t=0$ , б -  $t=T/4$ , в -  $t=T/2$ , г -  $t=3T/4$ , д -  $t=T$ . Справа от картин линий тока схематически показаны распределения давлений 2 по поверхности цилиндра 1.



этих линий тока. А там, где линии тока разряжаются, – скорость понижается. Как видно, полученные таким способом расчетные картины вполне реалистично отражают все характерные особенности обтекания цилиндра (сравни рис. 6.26 с рис. 6.25, рис. 3.5 и рис. 3.1).

Имея в виду указанные преимущества полученных расчетных данных в терминах линий тока, проведем более детальный анализ локальных особенностей потока, обтекающего цилиндр. Начнем с рис. 6.26а, где изображено ламинарное обтекание цилиндра при низкой скорости потока ( $Re = 5$ ). Как видно, скорость слоя движущейся жидкости, вблизи поверхности (но не самой поверхности) цилиндра (этот слой на рисунке указан стрелкой), высока по сравнению со скоростью слоев, расположенных вдали от цилиндра. На этот факт непосредственно указывает сгущение линий тока вблизи поверхности цилиндра, которое также прекрасно видно в эксперименте (сравни рис. 6.26а и рис. 3.1). Здесь уместно вспомнить, что в силу эффекта Бернулли, в области, где скорость потока повышается, давление падает. Поэтому в слое среды вблизи поверхности цилиндра давление будет ниже, чем вдали от цилиндра. Вместе с этим следует помнить, что на самой поверхности цилиндра, в силу свойства прилипания среды, скорость среды равна нулю. Поэтому непосредственно у поверхности образуется относительно тонкий пограничный слой в котором скорость среды по мере удаления от поверхности быстро нарастает. Иными словами вблизи поверхности, в радиальном направлении, в среде существует значительный градиент скорости.

Если скорость потока увеличить до  $Re = 20$  (см. рис. 6.26б), то, как и следовало ожидать, возникает отрыв потока с поверхности цилиндра (зона отрыва указана стрелкой) и за цилиндром образуются два, симметрично расположенных относительно оси  $x$  и вытянутых вдоль нее, вихря. Длина их составляет чуть меньше диаметра цилиндра, а общая ширина около 0.7 его диаметра. Важной и характерной особенностью здесь является то обстоятельство, что потоку приходится обтекать не только сам цилиндр, но и образовавшиеся за ним вихри. Вспомним, как выше мы специально обращали внимание на тот факт, что вихри зачастую ведут себя подобно некоему компактному обособленному от окружающей их среды телу, стремящемуся сохранить свою форму, хотя сами и состоят из этой же среды.

Таким образом, эффективный размер всего обтекаемого потоком “тела” (теперь это “тело” состоит из цилиндра с вихрями) увеличился в дли-

ну почти в два раза. Естественно увеличилась почти в два раза и длина участка, прилегающая к поверхности цилиндра и к внешней поверхности вихрей, где скорость слоев жидкости велика, а давление низкое. Это важный факт, который далее нам понадобится.

Можно сказать, что цилиндр и вихри заключены в единую оболочку, стенки которой представляют собой сравнительно тонкий слой быстро текущей жидкости (так называемый сдвиговый слой), в сечении которого существуют значительные градиенты скорости и давления. Благодаря тому, что этот слой непосредственно контактирует с внешней поверхностью вихрей, он (из-за наличия вязкости в среде) вынуждает вихри вращаться. Причем верхний вихрь – по часовой стрелке, а нижний против. По этой причине внутренние, соприкасающиеся с друг другом поверхности вихрей (те которые расположены на оси  $x$ ) движутся с равной скоростью, но против направления движения потока (на рис. 6.26в это движение указано стрелкой).

Пойдем дальше. На рис. 6.26в показана конфигурация вихрей при еще большей скорости потока  $Re = 40$ . Продольный размер вихрей достиг примерно двух диаметров цилиндра, а поперечный стал почти равным диаметру цилиндра. Потoku теперь приходится обтекать довольно удлиненное “тело” (цилиндр вместе с вихрями), общий размер которого достигает почти трех диаметров цилиндра. Начиная с таких значений чисел Рейнольдса у обтекающих сдвиговых слоев появляется тенденция к потере устойчивости за счет дальнейшего роста градиентов скорости и давления в их сечении. Как уже было отмечено, цилиндр и вихри практически полностью окружены оболочкой из слоя быстро движущейся жидкости. А это значит, что давление в этих слоях более низкое по сравнению с давлением внутри вихрей (здесь линии тока разряжены) и, поэтому, возникшие за счет эффекта Бернулли две гидродинамические силы  $F_1$  и  $F_2$  (указаны на рис. 6.26в стрелками), стараются оттянуть вихри друг от друга в поперечном, по отношению к потоку, направлении. Пока числа Рейнольдса были невелики, а продольный размер вихрей мал (не более диаметра цилиндра), силы, обусловленные флуктуациями градиента давления в сдвиговых слоях, обтекающих внешние поверхности вихрей, будут относительно малы <sup>47</sup>. Поэтому вклады, возникающие

---

<sup>47</sup>Эти флуктуации вызваны тем, что распределение скорости в набегающем на цилиндр потоке (в плоскости, нормальной к направлению самого потока) не является идеально равномерным. В реальности оно имеет некоторую, относительно небольшую, неравномерность, которая вдобавок зависит от времени, т.е. флуктуирует. В сравнительно недавно вышедшей работе [167] показано,

за счет флуктуаций дополнительных сил  $\Delta F_1$  и  $\Delta F_2$ , в силы  $F_1$  и  $F_2$  окажутся весьма невелики и они будут продолжать уравнивать друг друга. Именно за счет этого все еще обеспечивается достаточная стабильность и стационарность процесса обтекания.

При дальнейшем увеличении скорости потока размеры вихрей растут, а вместе с этим растут и естественные флуктуации градиентов давления в скоростных сдвиговых слоях, обтекающих внешние поверхности вихрей. Поэтому силы  $F_1 + \Delta F_1$  и  $F_2 + \Delta F_2$  начнут отличаться друг от друга за счет вклада указанных дополнительных (флуктуирующих) сил и тем заметней, чем выше скорость потока. Таким образом, в некотором узком переходном диапазоне значений чисел Рейнольдса, может устанавливаться “хрупкое” неустойчивое равновесие этих сил. Поэтому, даже небольшое дальнейшее повышение скорости потока, приведет к тому, что в какой-то момент одна из сил ( $F_1 + \Delta F_1$  или  $F_2 + \Delta F_2$ ) окажется несколько больше другой и неустойчивое равновесие моментально разрушится. И, с той стороны, где эта сила оказалась больше, у вихря появится возможность увеличивать свой размер (объем) быстрее другого вихря поскольку давление на его внешней поверхности оказалось более низким. Давление внутри большего вихря с ростом его размера также падает, вследствие чего процесс увеличения объема вихря идет в основном за счет перекачки (отсоса) среды, заключенной в другом (меньшем) вихре (см. рис. 6.26г и сравни с экспериментом на рис. 6.25). Характерно, что линия, по которой теперь соприкасаются внутренние стороны поверхности вихрей, становится короткой и уже не совпадает с осью  $x$  (на рис. 6.26г она обозначена стрелкой).

Здесь следует отметить, что падение давления внутри большего вихря обусловит падение давления на той части поверхности цилиндра, где он с ней соприкасается. Это очень важный момент и его роль в появлении золотых тонов мы обсудим ниже.

В силу всех описанных выше процессов общий объем вихревой области за цилиндром практически не увеличивается, но ее симметрия относительно оси  $x$  полностью нарушается. Теперь внешняя поверхность большего вихря становится выпуклой и, как следствие, скорость слоя жидкости, который ее обтекает, еще больше увеличивается, а давление, соответственно, еще более уменьшается. На это непосредственно ука-

---

что дополнительные флуктуации давления в обтекающем слое могут возникать также за счет колебаний поверхности вихрей.

зывает повышение здесь сгущений линий тока. Со стороны меньшего вихря скорость обтекающего его внешнюю поверхность слоя жидкости, как видно, заметно упала и, следовательно, давление здесь возросло. Поскольку сила  $F_1 + \Delta F_1$  стала значительно больше силы  $F_2 + \Delta F_2$ , то возникает подъемная (результатирующая) сила  $F_1 + \Delta F_1 - (F_2 + \Delta F_2)$ , направленная вверх (в положительную сторону оси  $Y$ ), которая приподымает верхний вихрь и приводит к еще большей асимметрии картины потока за цилиндром относительно оси  $x$ . Любопытно, что теперь, когда расположение вихрей за цилиндром стало несимметричным, конфигурация внешнего контура, внутри которого разместились цилиндр и оба вихря, стала напоминать широкопрофильное крыло, но с сильно скругленными передней и задней кромками (сравни рис. 6.26г с рис. 3.15а).

Теперь обратим внимание на еще один важный факт, имеющий принципиальное значение. Снова обратимся к рис. 6.26г, а именно к области с координатами  $x \approx 2, 1; y \approx -0.4$ , которая заключена нами в окружность из точек. Это особое место, где нижняя поверхность большего вихря стала непосредственно контактировать с внешним потоком. Но, поскольку вихрь вращается по часовой стрелке, то в этом месте направление движения частиц жидкости, принадлежащих вихрю (линия тока 2), и направление движения частиц жидкости, принадлежащих внешнему потоку (линия тока 1), прямо противоположные и практически равные по величине. Как результат, во внутренней области, между линиями тока 1, 2 и 3, жидкость не движется, т.е. здесь возникает резкое торможение вращательного движения вихря. И часть слоя потока, обтекающего нижнюю поверхность малого вихря, вынуждена резко изменить направление движения (проследи, например, внимательно за линией тока 3) почти на  $150^\circ$ , обойти большой вихрь, выйти из него и, снова резко изменив направление движения, влиться во внешний поток.

К чему же приведет торможение вращательного движения нижней части большого вихря, в то время, как его верхняя часть продолжает вынужденное вращательное движение под действием обтекающего сдвигового слоя? Совершенно очевидно, что возникнет момент, относительно точки с координатами  $x \approx 2, 1; y \approx -0.4$ , который будет направлен по часовой стрелке и который будет стараться оторвать большой вихрь от цилиндра. С дальнейшим ростом скорости потока зона торможения нижней части большого вихря еще несколько увеличивается и момент достигает той критической величины, которая достаточна для

срыва вихря.

Выше мы рассмотрели на рис. 6.26а,б,в случаи, когда скорость течения, обтекающих цилиндр, была относительно невелика и течение имело стационарный характер, т.е. конфигурация вихрей за цилиндром была стабильно осесимметрична и со временем не изменялась. При таких условиях генерация эоловых звуков, разумеется, не возникает. Для того, чтобы началась генерация звука, необходимо повысить скорость потока до критической величины, когда начнется отрыв вихрей от цилиндра. Т.е. необходимо, чтобы течение приняло нестационарный характер. Имея это в виду, обратимся к расчетным данным, полученным в [165] для больших скоростей потока, когда обтекание цилиндра носит явно нестационарный характер и подробно проанализируем их.

На рис. 6.27 изображен ряд картин линий тока при  $Re = 200$ , рассчитанных для следующих друг за другом фиксированных моментов времени. При такой скорости потока вихри, образующиеся за цилиндром, циклически отрываются от него, образуя вниз по потоку дорожку Кармана. Моменты времени, для которых производились расчеты картин линий тока, были подобраны таким образом, чтобы полностью охватить всего один цикл процесса. Если время одного цикла принять за  $T$ , то пять картин линий тока, изображенных на рис. 6.27, соответствуют сдвигу по времени на четверть цикла  $T/4$ . Заметим, что продолжительность одного цикла определил еще Струхаль (см. формулу (5.1)) и, если учесть, что частота  $f = 1/T$ , то из этой формулы следует  $T \approx 5d/V$ , где  $d$  – диаметр цилиндра, а  $V$  – скорость потока вдали от цилиндра.

Как видно, все картины линий тока существенно несимметричны относительно оси  $x$ . На картине рис. 6.27а (она практически идентична только что проанализированной картине рис. 6.26г) 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 находится в зачаточном состоянии. Через четверть цикла рис. 6.27б верхний вихрь уже оторвался, а нижний быстро растет. Через половину цикла рис. 6.27в картина стала полностью антисимметрична первой картине рис. 6.27а, относительно оси  $x$ . Здесь приготовился оторваться уже нижний вихрь. Через  $3/4$  цикла рис. 6.27г нижний вихрь уже оторвался и стал расти верхний вихрь и картина стала полностью антисимметричной картине рис. 6.27б. И, наконец, через

цикл рис. 6.27д процесс возвращается к своему исходному состоянию (сравни с рис. 6.27а).

Таким образом, рассмотрев основные особенности процесса нестационарного обтекания цилиндра, можно убедиться, что процесс носит явно автоколебательный характер. Роль канала обратной связи выполняют силы, возникающие за счет эффекта Бернулли, которые разрушают осевую симметрию процесса обтекания, что обуславливают преимущественный рост одного из вихрей за счет другого. Когда разбухший вихрь достигает размеров, несколько превышающих диаметр цилиндра, вторая из его боковых поверхностей также начинает соприкасаться с внешним потоком. Поскольку вектор скорости потока и вектор окружной скорости вихря в месте соприкосновения примерно равны по величине, но направлены в противоположные стороны, 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 причины и особенности возникновения автоколебательного процесса с чисто гидродинамической точки зрения. Поэтому возникает естественный вопрос: так за счет чего же генерируется зловещий звук? Ответить на этот вопрос после вышеприведенного анализа можно однозначно: сложные движения вихрей, которые непосредственно взаимодействуют с поверхностью цилиндра, обуславливают появление на этой поверхности сложных, изменяющихся во времени, распределений давления. Поскольку процесс движения вихрей носит автоколебательный характер, зависимость изменения распределений давления от времени будет иметь циклический характер, что и станет причиной порождения звуковых волн в окружающую среду. Чтобы убедиться в этом обратимся к рис. 6.27, где справа от каждой картины линий тока схематически изображены контур поверхности цилиндра 1 и кривая 2, характеризующая распределение по этой поверхности давления, возникающего за счет силового воздействия на цилиндр набегающего потока. Здесь участки кривой 2, выходящие за контур поверхности цилиндра 1 (обозначены значком “+”), соответствуют повышенному давлению, а участки, находящиеся внутри этого контура (обозначены значком “-”), – пониженному давлению. Проследим за эволюцией кривой 2 в течение одного цикла автоколебаний. Как видно, при  $t = 0$  (см. рис. 6.27а) распределение давления по поверхности цилиндра практи-

чески симметрично относительно оси  $x$ . Как и следовало ожидать, на носовой части поверхности цилиндра при  $135^0 \leq \alpha \leq 225^0$  наблюдается зона относительно высокого и мало зависящего от времени давления, что обусловлено естественным постоянным напором набегающего потока на цилиндр. Совершенно очевидно, что такая зона будет присутствовать в течение всего цикла автоколебаний  $0 \leq t \leq T$  (см. рис. 6.27б-д). В отличие от этого, на боковых и кормовой частях поверхности цилиндра при  $t = 0$  наблюдается симметричная относительно оси  $x$  область небольшого пониженного давления, что вызвано относительно низким давлением внутри вихрей. Учитывая сказанное, можно сделать вывод, что в этот момент времени на цилиндр будет действовать только сила, направленная вдоль оси  $x$ .

Перейдем к рис. 6.27б, т.е. сдвинемся на четверть периода. Как видно, здесь нижний вихрь (указан стрелкой 1) уже сформировался у поверхности кормовой части цилиндра и прилегает к ней в области  $\alpha \approx 315^0$ . Благодаря этому, теперь в нижней части поверхности цилиндра образовалась сравнительно мощная зона пониженного давления, а в его верхней части поверхности уровень пониженного давления весьма невелик. В результате появится поперечная сила, которая будет действовать на цилиндр в направлении отрицательных значений оси  $y$ .

Продвинемся еще на четверть периода автоколебаний (см. рис. 6.27в). Здесь снова распределение давления по поверхности цилиндра становится симметричным относительно оси  $x$  и поперечная сила исчезает. Еще через четверть периода (см. рис. 6.27г) картина изменится на прямо противоположную по сравнению с рис. 6.27б. Как нетрудно заметить, здесь снова появится поперечная сила, но уже направленная в сторону положительных значений оси  $y$ . Заметим, что в гидромеханике эта поперечная сила называется подъемной и характеризуется коэффициентом подъемной силы  $c_y$ , а продольная сила называется силой сопротивления набегающему потоку и характеризуется коэффициентом сопротивления  $c_x$ . Если выполнить расчеты этих сил за один период автоколебаний с достаточно мелким шагом по времени, то мы получим два графика, которые изображены на рис. 6.28а. Проанализируем поведение этих графиков в зависимости от времени.

Как видно величина  $c_y$  имеет осциллирующий практически синусоидальный характер с амплитудой  $0.69^{48}$ . Период осцилляций  $c_y$  точно

---

<sup>48</sup>Величина амплитуды растет с ростом числа Рейнольдса

равен периоду  $T$  автоколебательного процесса и обусловлен, как мы уже видели выше, циклическим изменением давления на боковых поверхностях цилиндра. С акустической точки зрения, циклическое антисимметричное изменение давления (или колебательной скорости) на противоположных стенках тела (в данном случае цилиндра) и составляет суть диполя, как источника звука, о чем мы уже достаточно много говорили выше. Именно в силу этих причин автоколебательный процесс при обтекании цилиндра потоком и вызывает появление дипольного акустического источника (эолового звука), акустическая ось которого перпендикулярна направлению потока. На рис. 6.28б как раз и изображена его нормированная диаграмма направленности. Эти данные полностью согласуются с экспериментальной диаграммой направленности на рис. 6.23, которая заимствована из [164], а также подтверждается результатами, полученными позже другими авторами [53, 71, 87].

Следует однако сказать, что интенсивность возникающих эоловых звуков весьма низкая и связано это в первую очередь с тем, что размер цилиндра, на поверхности которого под воздействием потока возникает циклическое изменение давления, существенно мал по сравнению с длиной излучаемой звуковой волны. Действительно, как показал Струхаль (см. формулу (5.1)), частота эоловых звуков определяется выражением  $f \approx 0.2V/d$ , где  $V$  – скорость потока, а  $d$  – диаметр цилиндра. Учитывая, что  $f = c/\lambda$ , где  $c$  – скорость звука в среде, а  $\lambda$  – длина излучаемой звуковой волны, имеем

$$c/\lambda \approx 0.2V/d \quad \Rightarrow \quad d/\lambda \approx 0.2V/c = 0.2M. \quad (6.6)$$

Здесь  $M$  – число Маха.

Таким образом волновой размер цилиндра не превышает  $0.2M$ . Поскольку эоловый звук возникает при небольших или умеренных числах Маха, то очевидно, что размер цилиндра всегда будет значительно меньше длины излучаемой звуковой волны и мощность эолового звука окажется крайне низка и будет составлять весьма малую долю от мощности набегающего на цилиндр потока. Иными словами эффективность преобразования энергии потока, обтекающего неподвижный цилиндр, в звуковую энергию очень мала.

Выше мы основное внимание уделили случаю, когда цилиндр, обтекаемый потоком, по всей своей длине был закреплен полностью неподвижно. В реальности, имеется много ситуаций, когда цилиндрическое тело



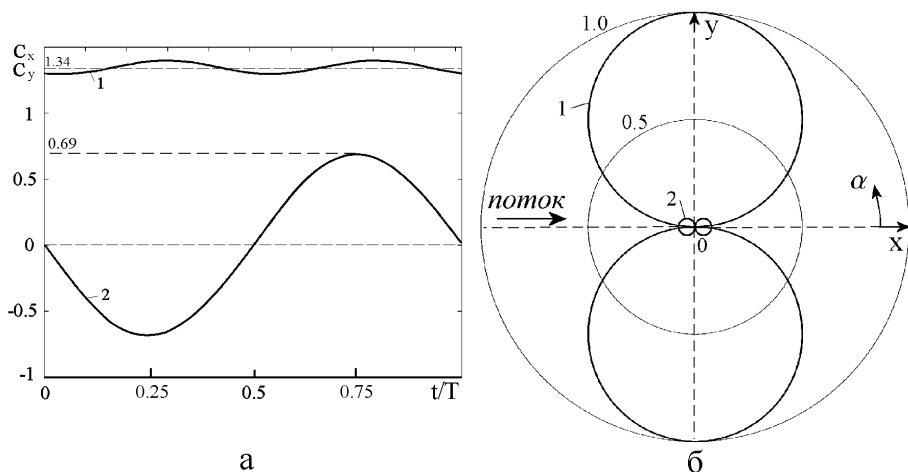


Рис. 6.28. Изменение коэффициента сопротивления (кривая 1) и коэффициента подъемной силы (кривая 2) для цилиндра за один период автоколебаний (а); диаграмма направленности эоловых тонов, возникающих за счет подъемной силы (кривая 1) и силы сопротивления (кривая 2) (б);  $Re = 200$ .

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, воздействуя на эти тела, вынуждает их колебаться в поперечном направлении относительно направления потока, см., например [157, 168]. Эффективность излучения эоловых звуков при этом значительно возрастает и особенно сильно в случаях, когда собственная частота поперечных колебаний этих тел близка к частоте Струхала или совпадает с ней. Это обусловлено резким увеличением амплитуды поперечных колебаний тел. В таких случаях говорят о “ветровом резонансе”. Поскольку мощность эоловых звуков в этих случаях резко увеличивается, он становится хорошо слышим, что и было подмечено еще много веков назад и о чем мы уже говорили выше.

Более драматические события могут произойти, когда такие явления появляются при обтекании воздушными или водяными потоками достаточно высоких сооружений, например, дымовых труб, телевизионных башен, а также мостовых опор и особенно высоких опор, на которых устанавливаются морские шельфовые платформы для добычи газа и нефти. Если собственная частота изгибных колебаний этих сооружений

при некоторой скорости ветра (или морского течения) окажется близка к частоте Струхаля, то их амплитуда колебаний может достичь критической величины, при которой возникнут опасные механические напряжения, способные привести к разрушению сооружения [157]. Поэтому гидроаэродинамическая устойчивость такого типа сооружений становится важным условием, которое необходимо учитывать при их проектировании. В связи с этим, весьма любопытно заметить, что гидроаэродинамическая устойчивость значительно повышается, если диаметр сооружения выполнять разным по высоте. Тогда частота срыва вихрей будет неодинаковой на разной высоте сооружения и сила, приводящая к раскачиванию сооружения, не будет коррелирована по высоте и амплитуда раскачивания не достигнет критических значений. На практике, при сооружении высоких фабричных дымовых труб и телевизионных башен, именно это является одной из причин почему их диаметр плавно уменьшают начиная от основания до их верхушки [157]. Здесь уместно заметить, что при обтекании таких сооружений также возникают эоловы тона, но их частота (из-за больших поперечных размеров сооружений) как правило лежит в области инфразвука (ниже 20 Гц) и поэтому они не слышны. Однако их воздействие на человека, находящегося долго вблизи от таких сооружений, может весьма негативно повлиять на его здоровье и особенно сильно в тех случаях, когда частота эолового тона совпадет с частотой резонанса какого-либо внутреннего органа человека.

Однако вернемся снова к рис. 6.28а и проследим за поведением коэффициента лобового сопротивления  $c_x$  (кривая 1) от времени. Здесь можно выделить две составляющие этой кривой. Прежде всего постоянную составляющую, с большой амплитудой, равной 1.34. По сути эта составляющая и характеризует силу напора потока на цилиндр. Однако имеется и переменная составляющая, амплитуда которой примерно на порядок меньше амплитуды постоянной составляющей. Характер ее поведения от времени также, как и у кривой 2, осциллирующий и близок по форме к синусоидальному, однако период ее колебаний в два раза меньше периода колебаний кривой 2. Наличие переменной составляющей у коэффициента лобового сопротивления  $c_x$  указывает на тот факт, что отношение давления на лобовой части поверхности цилиндра к давлению на его кормовой части поверхности немного изменяется в течение цикла автоколебаний. Однако зафиксировать такие изменения визуально на представленных на рис. 6.27 распределениях давлений по поверхности

цилиндра, к сожалению, не представляется возможным из-за мелкого масштаба картинок. Тем не менее очевидно, что относительные колебания давлений на лобовой и кормовой частях поверхности цилиндра также будут порождать звуковой источник дипольного характера. Но в этом случае его акустическая ось уже будет совпадать с осью  $x$  (см. рис. 6.28б кривая 2), а частота излучаемых звуковых колебаний будет в два раза выше частоты Струхаля.

Картина обтекания существенно усложняется, если в потоке находится не один а несколько цилиндров, расположенных близко друг от друга. Такая ситуация вполне реальна, например, для морских шельфовых платформ или мостов, где используется несколько близко расположенных опор. Для примера, на рис. 6.29 показана конструкция опор для морской шельфовой платформы, которая состоит из четырех железобетонных цилиндров. Как нетрудно заметить, и здесь диаметр опор вы-

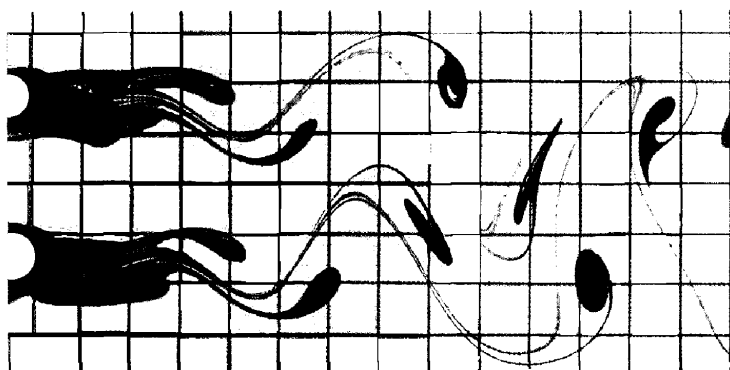


Рис. 6.29. Опоры в процессе буксировки к месту монтажа морской платформы.

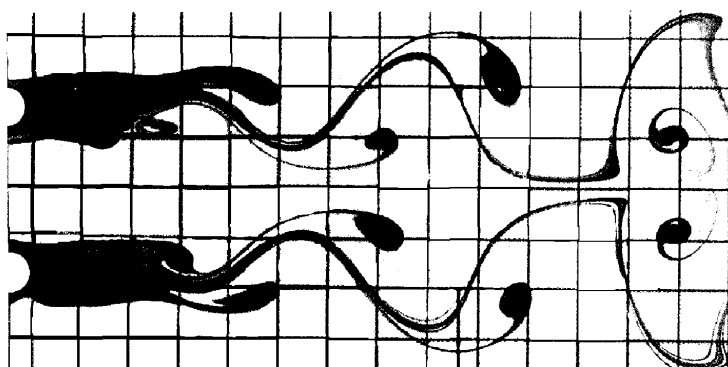
полнен не постоянным по их высоте. С чем это связано мы обсуждали чуть выше.

Таким образом, потребности практики стимулировали интерес к изучению особенностей процесса обтекания нескольких тел, расположенных достаточно близко друг от друга. В одной из ранних экспериментальных работ [170] было рассмотрено обтекание двух, относительно близко расположенных одинаковых цилиндров, и обнаружено несколько любопытных явлений, связанных с взаимным влиянием (взаимодействием) кормовых вихрей и вихревых дорожек за цилиндрами. В частности обнаружено, что существует несколько режимов (типов) взаимодействия.

На рис. 6.30 представлены некоторые, наиболее характерные, из этих режимов.



а



б

Рис. 6.30. Вихри, образующиеся за двумя цилиндрами (эксперимент):  
а – синфазное колебание кормовых вихрей в следе, б – контрфазное колебание  
кормовых вихрей в следе;  $Re = 200$ ,  $L/d = 2.4$ ; здесь  $d$  – диаметр цилиндров,  
 $L$  – расстояние между центрами цилиндров.

Как видим, при одних и тех же значениях числа Рейнольдса, диаметров цилиндров и расстояния между ними, колебания кормовых вихрей и расположение вихрей в дорожке Кармана синхронизируются. Причем синхронизация движений вихрей может существовать либо строго в фазе, либо в противофазе. Позже, это явление было изучено теоретически на основе использования метода прямого численного решения уравнения Навье–Стокса (DNS), см., например, [171] и библиографию в ней. На рис. 6.31 представлены заимствованные из этой работы расчетные

картины вихревых движений за двумя одинаковыми цилиндрами, расположенными вблизи друг от друга.

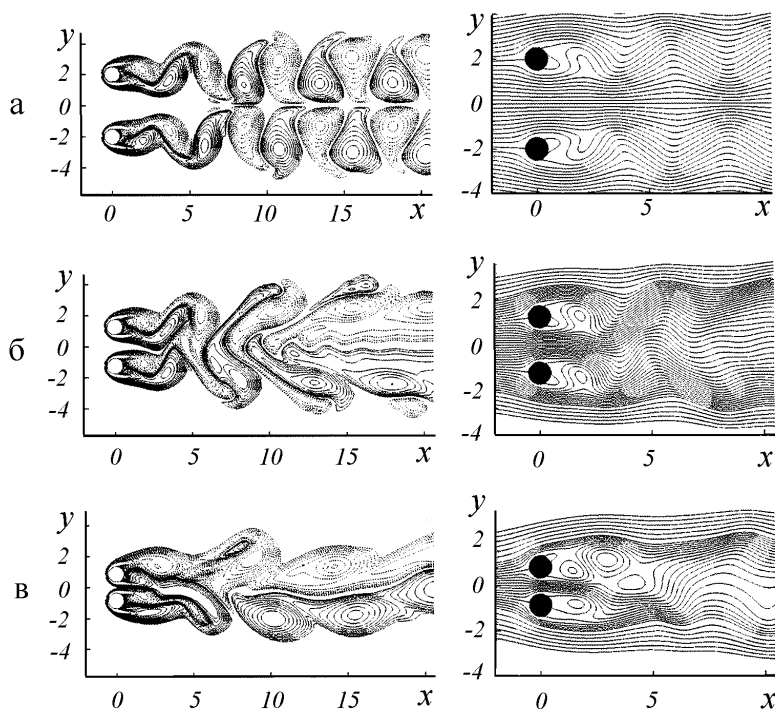


Рис. 6.31. Картины обтекания двух цилиндров (теория), левый столбец рисунков выполнен в терминах вихрей, правый столбец – в терминах линий тока; а – контрфазное движение вихрей,  $L/d = 4$ ; б – синфазное движение вихрей при  $L/d = 2.5$ ; в – “шлепающее” (flip-flopping) движение вихрей при  $L/d = 1.7$ ; здесь везде  $Re = 100$

Что касается расчетного синфазного и контрфазного движения вихрей в следе за цилиндрами, то они хорошо совпадают с экспериментом (сравни рис. 6.30 и рис. 6.31а,б). Однако теория предсказала появление еще одного типа взаимодействия, которое появляется при более близком расположении цилиндров. Это так называемое “шлепающее”<sup>49</sup> движение кормовых вихрей (см. рис. 6.31в), которое носит достаточно иррегулярный характер. Можно предположить, что столь экзотическое движение вихрей обусловлено наличием скоростной струи в зазоре между цилиндрами (см. правую картину на рис. 6.31в, где в зазоре наблюдается рез-

<sup>49</sup>В англоязычной литературе такое движение принято называть flip-flopping, что в буквальном переводе означает “шлепающее”. К сожалению, в русскоязычной литературе какой-либо более благозвучный термин отсутствует

кое сгущение линий тока), которая нарушает периодичность срыва вихрей.

Таким образом, характер движения кормовых вихрей существенно зависит от расстояния между телами. Чем они ближе, тем естественно больше взаимное влияние этих вихрей и процесс обтекания усложняется.

Если проследить за изменением коэффициентов подъемной силы каждого из двух цилиндров от времени (см. рис. 6.32), то можно заметить, что в отличие от одиночного цилиндра (см. рис. 6.28) эти кривые уже не являются симметричными относительно оси  $c_y = 0$ . Для верхнего цилиндра график  $c_y = f(t)$  сдвигается в положительную сторону оси ординат, а для нижнего цилиндра – в отрицательную. Как и следовало ожидать, при контрфазном движении кормовых вихрей зависимости коэффициентов подъемной силы от времени для верхнего и нижнего цилиндров сдвинуты относительно друг друга строго на  $180^\circ$ , а при синфазном сдвиг отсутствует. Весьма любопытно поведение коэффициентов подъемной силы в случае “шлепающего” движения кормовых

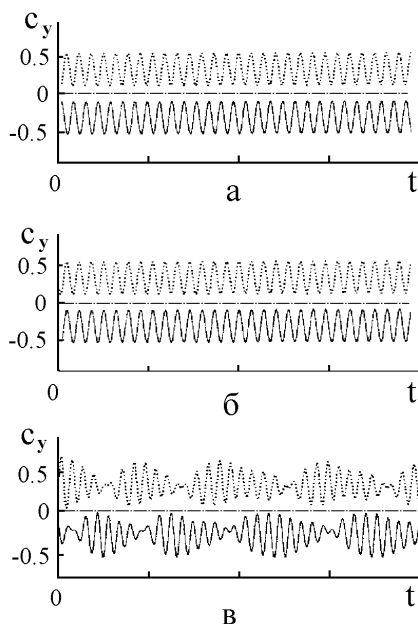


Рис. 6.32. Зависимость коэффициента подъемной силы от времени: а – контрфазное движение вихрей, б – синфазное движение, в – “шлепающее” (flip-flopping) движение; значения  $Re$  и  $L/d$  соответствуют тем же, что и на рис. 6.31; верхние (штриховые линии) и нижние (сплошные линии) кривые соответствуют верхнему и нижнему цилиндру.

вихрей. Здесь зависимости коэффициентов подъемной силы от времени, которые (как и для синфазного и контрфазного режимов) осциллируют с частотой Струхала, промодулированы некоторым, значительно более низкочастотным, сигналом. Причем модулирующие сигналы у верхнего и нижнего цилиндров сдвинуты относительно друг друга приблизительно на угол  $\sim 180^\circ$ .

Таким образом, в спектре эоловых тонов, в случае “шлепающего” движения кормовых вихрей, должна появиться дополнительная составляющая, частота которой почти на порядок ниже частоты Струхала. Если обратиться к рис. 6.33, то легко убедиться в справедливости этого предположения. Действительно, число Струхала модулирующего сигнала почти на порядок ниже числа Струхала основного эолового тона.

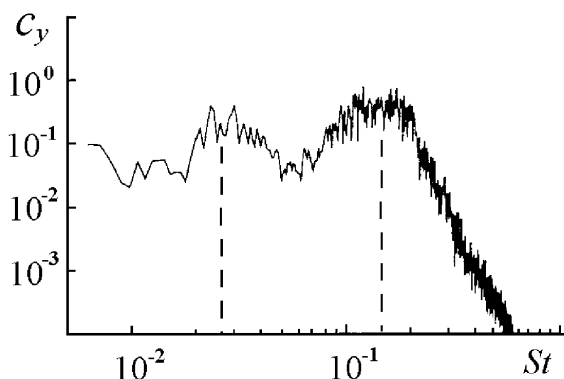


Рис. 6.33. Спектр зависимости коэффициента подъемной силы от числа Струхала при “шлепающем” режиме.

Следует также отметить, что в силу довольно значительной иррегулярности движения кормовых вихрей при “шлепающем” режиме обтекания, спектр в областях основного эолового тона и модулирующего его сигнала довольно сильно “размазан” по оси абсцисс. Интересно, что на слух такой модулированный эоловый тон может восприниматься как иррегулярно пульсирующий (изменяющийся по громкости) звук.

Выше мы подробно рассмотрели механизм генерирования эоловых тонов при обтекании потоком таких классических тел, как цилиндр. Однако эоловы тона возникают и при обтекании протяженных тел, имеющих и другую форму сечения. Например, в [169] рассмотрено обтекание протяженного тела, имеющего в сечении форму квадрата. Было уста-

новлено, что и в этом случае генерируются эоловы тона и механизм их возникновения аналогичен рассмотренному выше случаю, когда тело имело круговую форму сечения. Однако число Струхала здесь оказалось несколько ниже, чем у цилиндра<sup>50</sup>. Поэтому и частота эолового тона, возникающего при обтекании тела квадратного сечения оказывается несколько ниже, чем при обтекании тела кругового сечения (разумеется если скорости потоков одинаковы).

Обратимся к работам [172, 173], где на основе использования метода DNS изучаются особенности обтекания и генерации эоловых тонов при наличии в потоке двух, сравнительно близко расположенных друг к другу, протяженных тел квадратного сечения, см. рис. 6.34. Для бо-

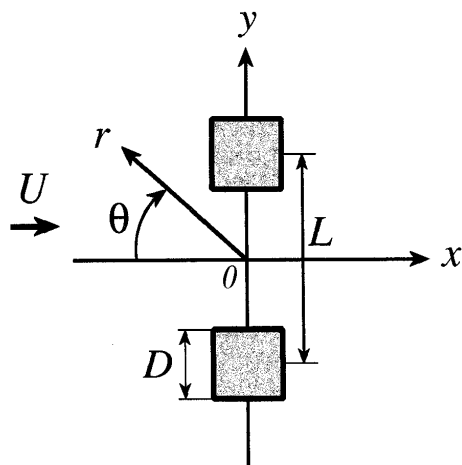


Рис. 6.34. Расположение тел квадратного сечения в потоке.

лее наглядного и подробного анализа этих особенностей обратимся к рис. 6.35, на котором показано как изменяется вихревой след за телами и дальнейшее поле звукового источника эоловых тонов при изменении расстояния между телами (данные заимствованы из [173]). Начнем со случая  $L/D = 0$ , когда пара тел по-существу превращается в одно тело рис. 6.35а. Хорошо видно, что характер обтекания одиночного тела квадратного сечения практически не отличается от такового для тела круглого сечения. Поэтому источник эолового тона остается дипольным и его диаграмма направленности имеет характерный вид “восьмерки”, ось которой нормальна к направлению потока. Перейдем к рис. 6.35б,

<sup>50</sup>При условии равенства грани квадрата диаметру цилиндра, число Струхала снижается примерно в  $\sim 1.2$  раза.



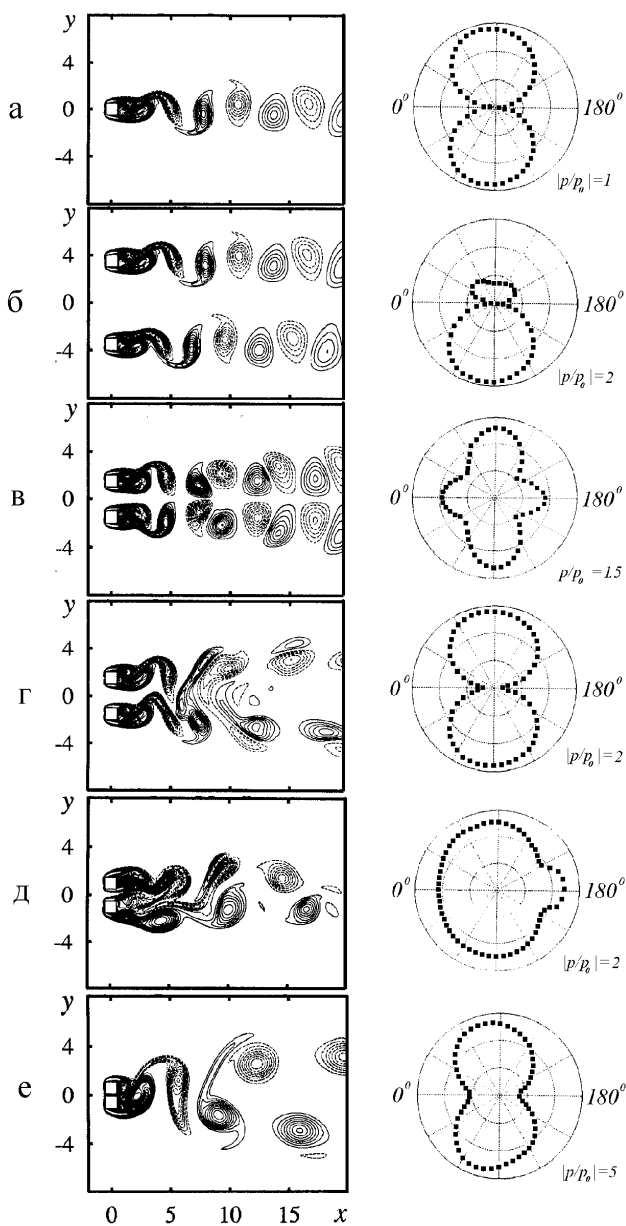


Рис. 6.35. Вихревой след, образующийся за двумя телами квадратного сечения (левый столбец), и соответствующие диаграммы направленности, возникающих источников эоловых тонов (правый столбец) при  $Re = 150$  и  $M = 0.2$ : а – одиночное тело ( $L/d = 0$ ), б – несинхронизированное движение вихрей ( $L/D = 7$ ), в – контрфазное движение вихрей ( $L/D = 3$ ), г – синфазное движение вихрей ( $L/D = 3$ ), д – “шлепающее” движение вихрей ( $L/D = 2$ ), е – движение вихрей при полном сближении тел ( $L/D = 1$ ).

на котором уже представлена картина обтекания двух тел, но разнесенных на относительно большее расстояние ( $L/D = 7$ ). При таких и больших расстояниях между телами взаимное влияние кормовых вихрей и дорожек Кармана практически отсутствует. Поэтому какая-либо корреляция между движениями кормовых вихрей и порождаемых ими эоловых источников звука, принадлежащих каждому телу, отсутствует. Как результат, фазовый сдвиг между эоловыми источниками имеет случайный характер, который в первую очередь зависит от начальных условий. Это обстоятельство приводит к тому, что суммарная диаграмма направленности (от двух эоловых источников) может иметь весьма причудливый характер, зависящий от разности фаз, которая реализовалась при конкретных начальных условиях.

Далее, когда тела размещаются ближе друг к другу ( $L/D = 3$ ), могут реализоваться, как мы уже видели выше, два режима взаимодействия кормовых вихрей. Первый режим обуславливает контрфазное колебание кормовых вихрей, см. рис. 6.35в, а второй – их синфазное колебание, см. рис. 6.35г. При синфазном колебании, как и следовало ожидать, диаграмма направленности остается в виде “восьмерки”, как в случае обтекания только одного тела. Причина этого очевидна – разность фаз между колебаниями кормовых вихрей (а следовательно, и порождаемых ими источников эоловых тонов) равна нулю. Этому виду колебаний кормовых вихрей можно дать простую акустическую интерпретацию. Заменим условно кормовые вихри двумя пластинами, которые совершают

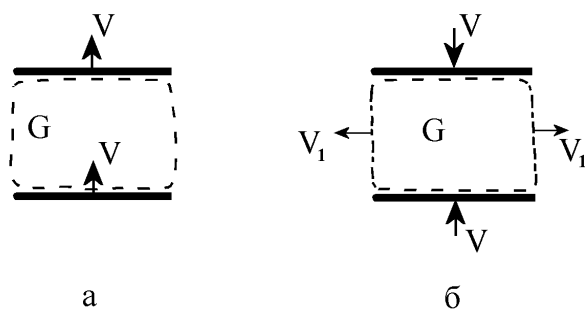


Рис. 6.36. Колебания двух пластин:  
а – синфазное, б – контрфазное.

синфазные вертикальные колебания с некоторой (одинаковой) колебательной скоростью  $V$ , см. рис. 6.36а. Очевидно, что объем среды  $G$ , за-

ключенный между пластинами (он охвачен штриховой линией), также будет колебаться синфазно с пластинами и не будет претерпевать изменения, т.е. будет колебаться как одно целое. Следовательно, вся система, состоящая из двух пластин и среды, заключенной между ними, в первом приближении, будет колебаться в вертикальном направлении как одно целое, т.е. совершать движения, присущие дипольному акустическому источнику звука. Как результат, мы должны получить диаграмму направленности в виде “восьмерки”.

Совершенно иначе обстоит дело, когда кормовые вихри колеблются в противофазе (см. рис. 6.35в). Тогда объем среды, находящийся между вихрями, уже не сможет колебаться как одно целое, а будет претерпевать некоторую деформацию. Обратимся снова к рис. 6.36. Совершенно очевидно, что при контрфазном колебании пластин (см. рис. 6.36б) объем среды  $G$ , заключенный между ними, будет подвергаться сжатию (растяжению), из-за чего он вынужден будет совершать движения в горизонтальном направлении с некоторой скоростью  $V_1$ . Таким образом, грани системы, состоящей из двух пластин и среды, заключенной между ними, будут совершать контрфазные колебания, как в вертикальном направлении  $V$ , так и в горизонтальном направлении  $V_1$ . Причем сдвиг фаз между колебательными скоростями  $V$  и  $V_1$  будет составлять  $\approx 180^\circ$ . Если бы горизонтальные и вертикальные грани системы “пластины – среда между ними” были строго одинаковы и к тому же выполнялось условие  $V = V_1$ , то мы имели бы классический квадрупольный источник звука и, соответственно, четырехлепестковую диаграмму направленности с равными по величине лепестками. Однако в реальной ситуации, при контрфазном движении кормовых вихрей, эти два условия вряд ли могут быть точно выполнимы. Поэтому диаграмма направленности эолового источника звука, возникающего при этом режиме обтекания двух тел, имеет горизонтальные лепестки не достаточно ярко выраженные (рис. 6.35в).

При “шлепающем” режиме обтекания, который имеет место при еще более близком расположении тел (см. рис. 6.35д), возникающий эоловый источник звука становится практически ненаправленным, что указывает на преобладание в нем колебаний, характерных для акустического источника звука монопольного типа. Наконец, при полном сближении тел (см. рис. 6.35е), когда зазор между ними равен нулю, эоловый источник звука становится снова дипольным.

В заключение следует сказать, что при обтекании цилиндрических тел в среде также появятся и квадрупольные источники звука, в том числе и в следе за телом. Однако, как мы уже говорили выше, мощность их на порядки ниже мощности дипольных источников. Поэтому в спектре, генерируемого при обтекании цилиндра звука, естественно будут доминировать резко выделяющиеся тональные составляющие. А шумовые составляющие, характерные для квадрупольных источников, будут лежать существенно ниже и будут более или менее “размазаны” по всему диапазону частот.

#### 6.4. Звукообразование при взаимодействии потока с нишей

Под нишей<sup>51</sup> мы будем понимать некоторое углубление в плоской жесткой поверхности, конфигурация которого в общем случае может быть любая. Однако мы ограничимся рассмотрением ниши, имеющей прямоугольную форму, см. рис. 6.37. С появлением скоростных транс-

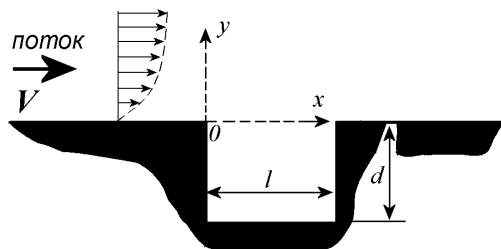


Рис. 6.37. Ниша и набегающий поток.

портных средств было обнаружено, что наличие на их поверхностях различных конструктивных углублений (например, ниш для уборки шасси в самолетах, бомболюков, зазоров между вагонами скоростных железнодорожных поездов и др.) может приводить к увеличению лобового сопротивления и генерации звуковых колебаний сравнительно большой мощности. Очевидно, что такие эффекты весьма нежелательны, поскольку увеличение лобового сопротивления снижает экономичность транспортных средств, а возникающий мощный звук неблагоприятно

<sup>51</sup>В англоязычной литературе вместо термина “ниша” чаще всего используется термин “каверна” (cavity).

воздействуют на пассажиров и обслуживающий персонал. Поэтому эти проблемы стимулировали интерес к гидроаэродинамическим процессам, зарождающимся в нишах, и, в частности, к процессам генерации звука. Попробуем разобраться в физике этих процессов.

По-видимому одна из первых наиболее полных и обширных экспериментальных работ по изучению генерации звуковых колебаний при обтекании ниши потоком была выполнена еще в 1956 году Krishnamurty К. [174]. С помощью шлирен-метода<sup>52</sup> он непосредственно наблюдал гидродинамические процессы в нише и образующиеся при этом звуковые волны в широком диапазоне геометрических параметров ниши и скоростей потока. В качестве иллюстрации, на рис. 6.38 приведена одна из полученных им теневых картин.

Представленная теневая картина позволяет увидеть вихрь 1, образующийся в нише около ее кормовой стенки, а также вихрь 2, выброшенный из ниши. Прекрасно видны звуковые волны 3, как бы исходящие от кормовой стенки ниши.

Здесь уместно напомнить, что картина распространения звуковых волн в движущейся среде отличается от таковой в неподвижной среде и тем сильнее, чем больше скорость потока. Чтобы более наглядно представить себе эти отличия, обратимся к рис. 6.39, где схематически изображены мгновенные картины распространения звуковых волн от обычного чисто акустического точечного монопольного источника, лежащего на жесткой полуплоскости, для двух случаев, когда среда покоится и когда она движется.

Если среда покоится, т.е. скорость потока  $V = 0$ , то мы имеем хорошо знакомую картину разбегания волн от источника  $S$  равномерно во всех направлениях  $\theta$  ( $0 \leq \theta \leq \pi$ ). Иными словами, скорость распространения волн (гребни их обозначены штриховыми линиями) во всех направлениях одинакова и равна скорости распространения звука  $c$  в окружающей источнике среде. Расстояние между гребнями во всех направлениях равно длине волны  $\lambda = c/f_0$ , где  $f_0$  – частота звуковых колебаний. Поэтому наблюдатель, где бы он не находился относительно источника звука, будет слышать звуковые колебания с частотой  $f_0$ .

Совершенно иначе обстоит дело, если скорость потока  $V$  отлична от

---

<sup>52</sup>Шлирен-метод или теневой метод используется для визуализации распределения плотности потоков жидкости или газа в гидроаэродинамике и дифракции звуковых волн в акустике. Метод основан на том, что пучок света, проходя через слой жидкости или газа, изменяет свою яркость в зависимости от величины плотности среды [83].

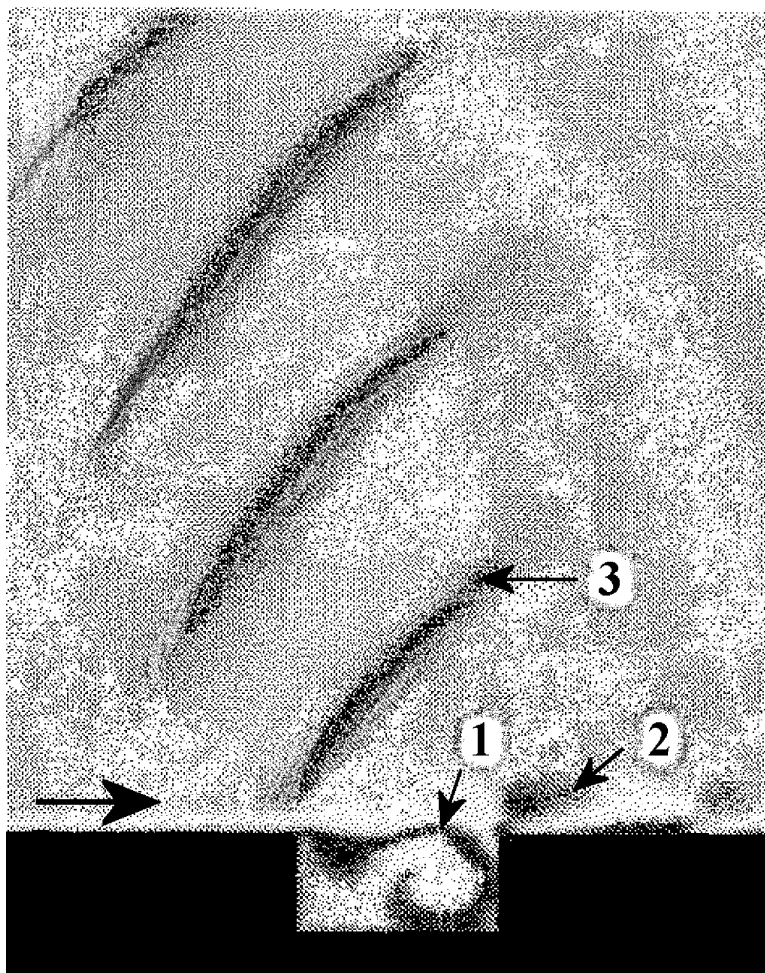


Рис. 6.38. Мгновенная теневая картина гидродинамических и акустических процессов, возникающих при взаимодействии потока с нишей: здесь  $l/d = 2$  и  $M = 0.8$ ; 1 – вихрь внутри ниши, 2 – вихрь, выброшенный из ниши, 3 – звуковые волны [174].

нуля и направлена, к примеру, в сторону положительных значений оси  $x$ . В этом случае поток сносит волны (гребни их обозначены сплошными линиями) вдоль оси  $x$ . В результате в области  $\pi \leq \theta < \pi/2$  расстояния между гребнями волн будут уменьшаться, а в области  $\pi/2 > \theta \geq 0$  увеличиваться. Поэтому, если наблюдатель находится слева от источника звука, то он будет слышать звуковые колебания с частотой  $f > f_0$ , а если справа, то с частотой  $f < f_0$ . Это явление в акустике носит на-

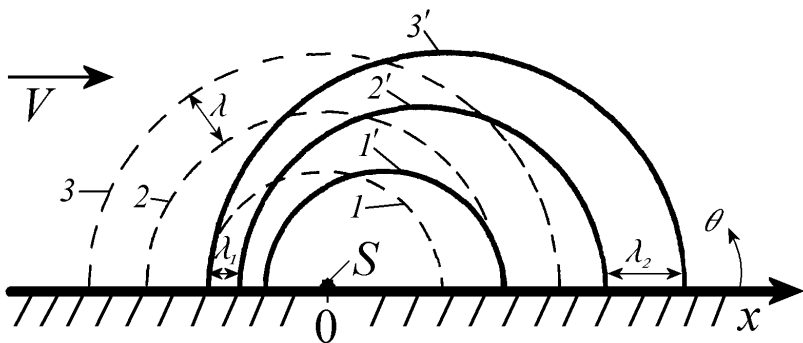


Рис. 6.39. Схематические картины распространения звуковых волн от точечного источника  $S$  в покоящейся среде (штриховые) и в движущейся среде (сплошные) при  $M = 0.5$ .  
Здесь 1, 2, 3 – расположение гребней волн при покоящейся среде, 1', 2', 3' – расположение гребней волн при движущейся среде.

звание эффекта Доплера<sup>53</sup>. Заметим, что эффект Доплера наблюдается также при движении источника звука относительно наблюдателя в покоящейся среде [83] и в литературе часто приводится пример непрерывно издающего гудок поезда, проносающегося мимо перрона, на котором стоит наблюдатель. При приближении поезда наблюдатель будет слышать более высокий тон гудка, а при удалении – более низкий.

Но вернемся снова к работе [174]. Полученные в ней количественные результаты дали возможность установить ряд интересных закономерностей. В частности было установлено, что частота возбуждаемых потоком звуковых колебаний практически пропорциональна скорости потока и обратно пропорциональна длине ниши  $l$ . Позже, в 1964 году, Розитэ (Rossiter)<sup>54</sup> вывел следующую полуэмпирическую формулу для оценки числа Струхала в случае прямоугольной ниши

$$St_n = \frac{f_n l}{V} = \frac{n - \gamma(l/d)}{M + 1/k}; \quad n = 1, 2, \dots \quad (6.7)$$

Здесь  $k = 0.57$ , а величина  $\gamma(l/d)$  может быть определена из графика [177], изображенного на рис. 6.40, или с помощью следующей приближенной формулы

$$\gamma(l/d) \approx 0.018 l/d + 0.0132(l/d)^2 - 0.00092(l/d)^3.$$

<sup>53</sup>Христиан Доплер (1803–1853) – австрийский физик и астроном.

<sup>54</sup>К сожалению, его оригинальная работа недоступна, однако основные, полученные им результаты, изложены в статье [176].

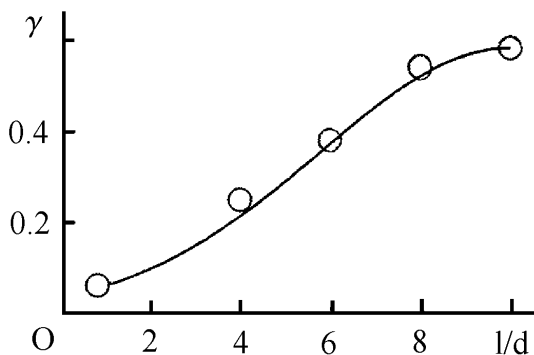


Рис. 6.40. Зависимость величины  $\gamma$  от  $l/d$ :  
сплошная линия – расчет, кружочки – эксперимент.

Из выражения (6.7) можно легко определить частоты звуковых колебаний, которые генерируются при обтекании ниши потоком

$$f_n = \frac{V}{l} \frac{n - \gamma(l/d)}{M + 1/k}. \quad (6.8)$$

Это соотношение позволяет оценить волновые размеры ниши, как “источника” звуковых колебаний. Учитывая, что частота  $f_n = c/\lambda_n$  ( $c$  – скорость звука в среде, а  $\lambda_n$  – длина волны), получим

$$l/\lambda_n = M \frac{n - \gamma(l/d)}{M + 1/k}. \quad (6.9)$$

Откуда следует, что при  $M < 1$ , по крайней мере для основной частоты ( $n = 1$ ), волновой размер ниши  $l/\lambda_1 < 0.3$ . Т.е. размер ниши, как звукового “источника”, значительно меньше длины излучаемой звуковой волны. И это свойство, как мы уже убедились ранее, весьма типично для гидроаэродинамических источников звука. В качестве примера, на рис. 6.41 приведены графики, показывающие зависимость волновой длины ниши от числа Маха (или, с точностью до постоянной, зависимость частоты от скорости потока). Как видно, для  $n = 1$  волновая длина ниши действительно мала и только для  $n > 1$  и при больших числах Маха она может приближаться к длине волны<sup>55</sup>. Как мы уже отмечали

<sup>55</sup>Мы ограничимся рассмотрением случаев, когда  $d/l \leq 1$ . При  $d/l > 1$  и  $d/\lambda \geq 1/4$  начнут проявляться резонансные свойства ниши и ее свойства, как гидроаэродинамического источника звука, могут резко измениться. Такие случаи мы рассмотрим в последующих разделах.



выше, частота генерируемых звуковых колебаний в нише растет практически линейно с увеличением скорости потока, что непосредственно подтверждается графиками на рис. 6.41. Это очень важное и характерное свойство гидроаэродинамических источников звука, с которым мы неоднократно будем встречаться ниже.

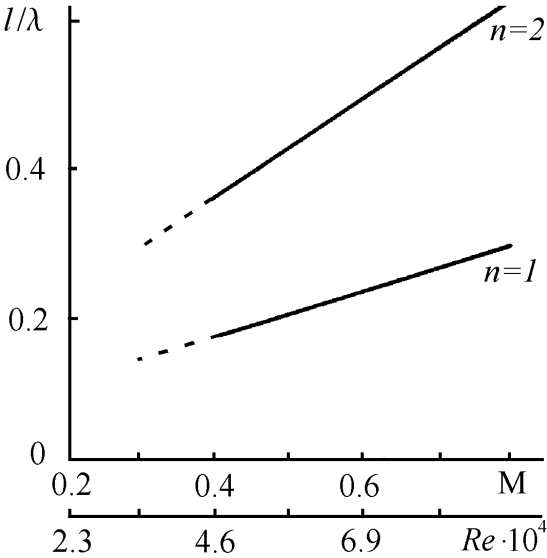


Рис. 6.41. Зависимость волновой длины ниши от числа Маха для  $l/d = 2$  (в области  $M < 0.4$ , где графики обозначены штриховыми линиями, наблюдается срыв звуковых колебаний).

Теперь рассмотрим более подробно особенности движения среды при обтекании ниши потоком и механизмы возбуждения звука. Для начала понаблюдаем, что происходит в нише в случае малых скоростей потока, когда числа Рейнольдса  $Re = Vl/\nu$  не превышают 10–15. Для таких случаев, в качестве примера, на рис. 6.42 представлены экспериментальные [24] и расчетные [178] картины, характеризующие движения среды внутри ниши, которые вполне удовлетворительно совпадают.

Анализируя эти картины, можно убедиться, что для всех, рассмотренных отношений длины ниши к ее глубине, внутри ниши образуются устойчивые (стационарные) вихри, конфигурация которых не изменяется со временем. Причем, при  $l/d = 1$  образуется только один вихрь, а при больших значениях  $l/d$  – два вихря. Поток над вихрями несколь-

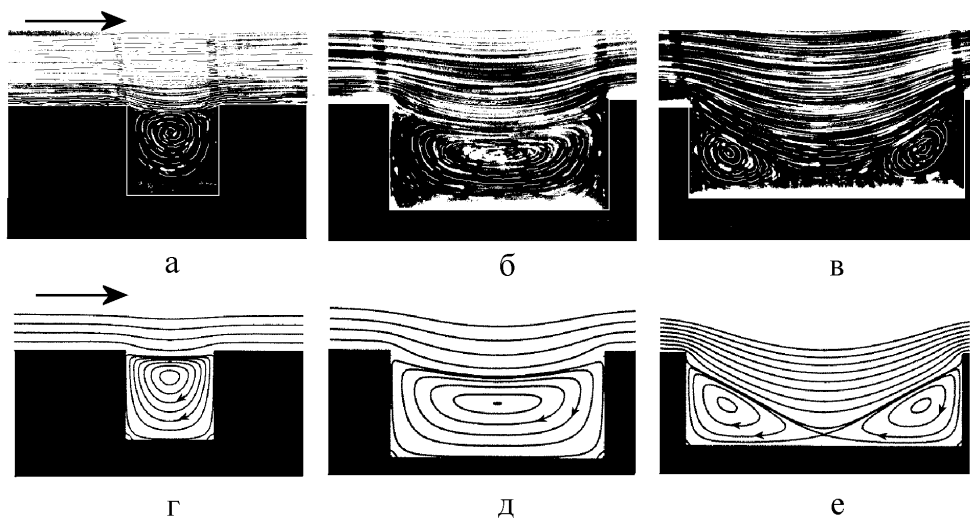


Рис. 6.42. Стационарное движение среды (линии тока) в прямоугольной нише: а,б,в – эксперимент, г,д,е – теория, а,г – для  $l/d = 1$ , б,д – для  $l/d = 2$ , в,е – для  $l/d = 3$ .

ко “проваливается” вглубь ниши, но в целом остается весьма плавным и стационарным. Важно отметить, что при таком режиме обтекания ниши никаких эффектов, связанных с генерацией звука, не возникает.

Посмотрим, что будет происходить в нише при значительно больших числах Рейнольдса, когда движения среды над нишей и в самой нише становится нестационарным, т.е. зависящим от времени. Для этого обратимся к рис. 6.43, на котором изображена рассчитанная нами серия картин, показывающих 8 фаз движения среды в нише, происходящих за один период  $T$ . Прежде всего необходимо сказать, что движение среды на этих картинах представлено в терминах завихренности. Напомним, что завихренность является векторной величиной и определяется как  $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{v}$ . Здесь, как принято в векторной алгебре

$$\nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}.$$

С физической точки зрения вектор  $\vec{\omega}$  является угловой скоростью вращения элементарного объема среды  $dV$ , величина которой зависит от координат и времени, и имеет размерность радиан/с.

На представленных картинках более темные зоны соответствуют большей

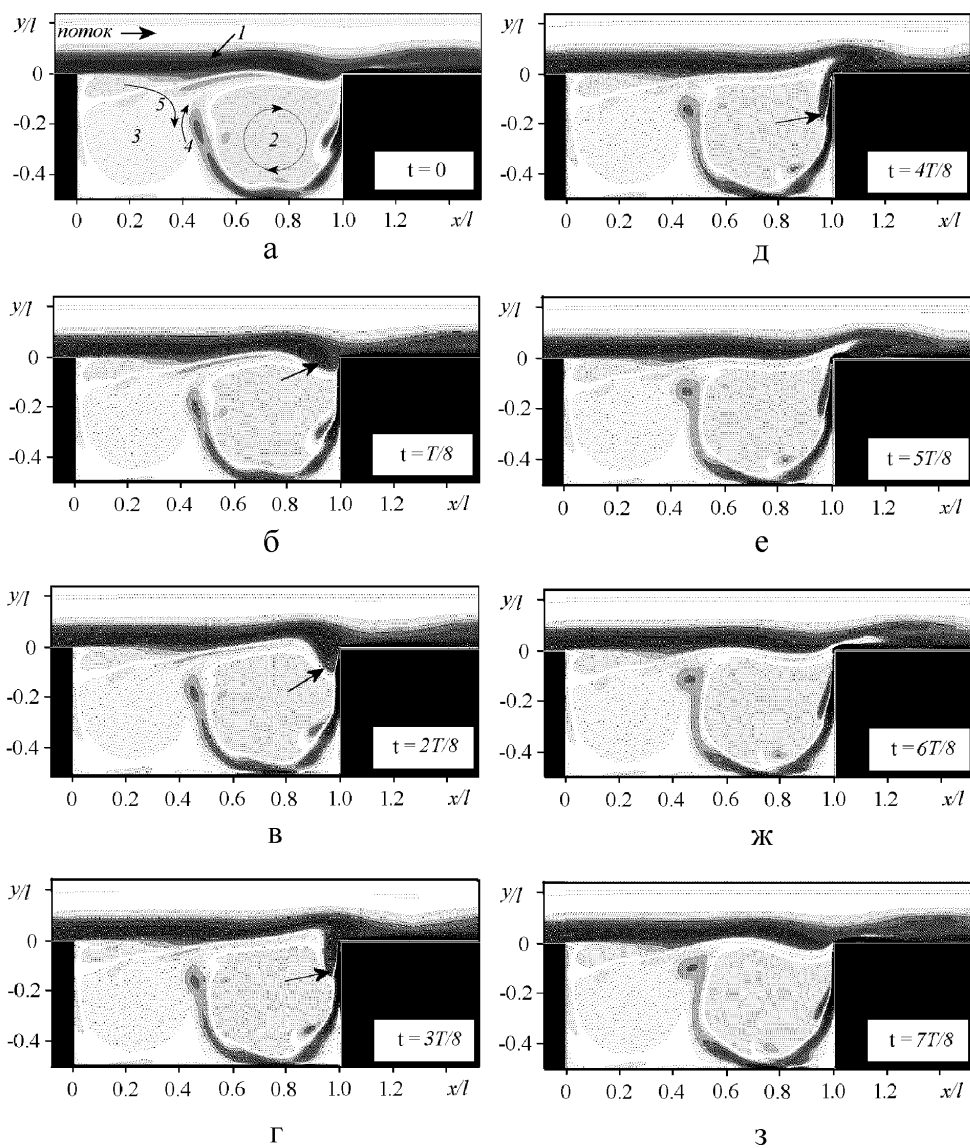


Рис. 6.43. Нестационарное движение среды в прямоугольной нише при  $Re = 15620$  (расчет):  
а,б,в,г,д,е,ж,з – соответственно для моментов времени  
 $t = 0$ ;  $t = T/8$ ;  $t = 2T/8$ ;  $t = 3T/8$ ;  $t = 4T/8$ ;  $t = 5T/8$ ;  $t = 6T/8$ ;  $t = 7T/8$ .

завихренности, а светлые – меньшей.

Обратимся к рис. 6.43а. Как видно, непосредственно над нишей движется характерный слой жидкости 1 с сильной завихренностью, который по-сути является продолжением пограничного слоя, сформировавшегося у поверхности плоскости  $x/l < 0; y = 0$  вверх по потоку. Этот слой является сдвиговым слоем<sup>56</sup>, подчеркивая тем самым существования в слое как продольной скорости  $v_x$  частиц среды, так и их поперечной скорости  $v_y$ . Как мы уже говорили в предыдущем разделе, сдвиговый слой характеризуется наличием в его сечении градиента скорости.

По мере продвижения над нишей сдвиговый слой несколько расширяется по толщине, что обусловлено наличием вязкости, приводящей к появлению спутного потока у нижней поверхности слоя. За счет этого, внутри ниши у кормовой ее стенки образуется сравнительно большой вихрь 2, который вращается по часовой стрелке и немного приподымает сдвиговый слой в области  $x \approx 0.7; y \approx 0$ . В отличие от этого, у носовой стенки ниши (при данном числе Рейнольдса) образуется застойная зона 3, где среда практически не движется. Отсутствие движения среды в этой зоне обусловлено тем, что среда на внешней поверхности вихря 2 (стрелка 4) и среда в области нижней поверхности сдвигового слоя (стрелка 5) движутся в противоположные стороны, тем самым тормозя друг друга.

Достигая ребра кормовой стенки ниши, несколько расширившийся по толщине сдвиговый слой вынужден раздвоиться, см. рис. 6.43б,в,г. При этом верхняя часть слоя уходит дальше по потоку, а его нижняя часть (обозначена стрелкой) скользит вниз по кормовой стенке ниши. За счет этого, большой вихрь у кормовой стенке во-первых подпитывается энергией для вращения, а во-вторых, что особенно важно, увеличивает свой размер за счет поступления дополнительного объема среды от сдвигового слоя. Последнее обстоятельство приводит к тому, что сдвиговый слой вынужден приподняться для того, чтобы выбросить излишек среды из ниши, см. рис. 6.43б-ж. Далее весь этот описанный цикл заканчивается, все приходит в исходное состояние (сравни рис. 6.43а и рис. 6.43з) и начинается новый цикл.

Таким образом, пульсации объема вихря у кормовой стенки ниши и связанные с этим вертикальные колебания сдвигового слоя в зоне  $0.6 < x/l < 1.0$  имеют циклический автоколебательный характер с

---

<sup>56</sup>В англоязычной литературе “shear-layer”, а колебания сдвигового слоя – “shear-layer mode”.

некоторым периодом  $T$ . Именно эти объемные пульсации вихря в нише совместно с осцилляциями сдвигового слоя и являются источником звуковых колебаний, причем источником монопольного типа.

Механизм обратной связи этого автоколебательного процесса очевиден и имеет чисто гидродинамическую природу<sup>57</sup>. Действительно, как мы видели, нижняя часть среды сдвигового слоя у кормовой стенки ниши возвращается назад в центральную зону ниши, по сути образуя канал обратной связи. Это приводит к увеличению здесь объема среды, в результате чего сдвиговый слой приподымается и излишек среды выбрасывается в поток, движущийся над нишей. Как только излишек среды удален, сдвиговый слой опускается и начинается новый цикл этого колебательного процесса.

То, что автоколебания в нише обусловлены главным образом гидродинамическим механизмом обратной связи убеждают нас и расчеты, выполненные в предположении, что сжимаемость среды отсутствует (имеется только вязкость). При этом автоколебания сдвигового слоя, описанные выше, не исчезают, хотя излучение звука при этом, естественно, не может возникать.

Выше мы рассмотрели сравнительно простую форму колебаний сдвигового слоя. При увеличении скорости потока характер таких колебаний может существенно усложниться. Обратимся к рис. 6.44, на котором представлены две характерные фазы движения сдвигового слоя и среды внутри ниши при числе Рейнольдса равном 22000. Здесь, в отличие от рис. 6.43, мы не приводим много фаз движения среды в нише, которые шаг за шагом характеризовали бы весь цикл автоколебаний, а даем лишь две наиболее интересные фазы. Первая фаза на рис. 6.44а показывает начальный момент расщепления сдвигового слоя на ребре кормовой стенки ниши, а вторая (рис. 6.44б) – момент приподымания сдвигового слоя и выброса в поток излишка среды из ниши. Рассмотрим более подробно эти фазы движения среды.

Сначала обратимся к рис. 6.44а. Здесь хорошо видно как сдвиговый слой начинает расщепляться (указано стрелкой 2) и его нижняя часть начинает скользить вниз вдоль кормовой стенки ниши. Как и в предыдущем случае (см. рис. 6.43), образуется вихрь 3, вращающийся по часовой стрелке. Однако, благодаря большей скорости потока, движение

---

<sup>57</sup>Некоторые исследователи считают, что в случаях, когда размеры ниши становятся сравнимыми с длиной излучаемой волны, в механизме обратной связи определенную роль начинают играть и возникающие звуковые колебания [100].

среды в нише усложняется. Возникают еще два вихря: вихрь 4, который вращается против часовой стрелки и вихрь 5, вращающийся по часовой стрелке. К чему же это приводит? А приводит это к следующему. В области  $0.4 < x/l < 0.6$ , где вихри 3 и 4 касаются друг друга, среда движется вверх и толкает сдвиговый слой снизу. В результате слой в этой области приподымается и таким образом подготавливаются условия для выброса излишков среды из ниши. В отличие от этого, в области  $0.2 < x/l < 0.3$ , где соприкасаются вихри 4 и 5, среда движется вниз, увлекая за собой сдвиговый слой. Благодаря этому, сдвиговый слой в этой области несколько опускается. В результате сдвиговый слой деформируется, приобретая форму волны, имеющей максимум (гребень) при  $x/l \approx 0.7$  и минимум (впадину) при  $x/l \approx 0.2$ . А расстояние между гребнем и впадиной будет составлять  $\Delta(x/l) \approx 0.5$ .

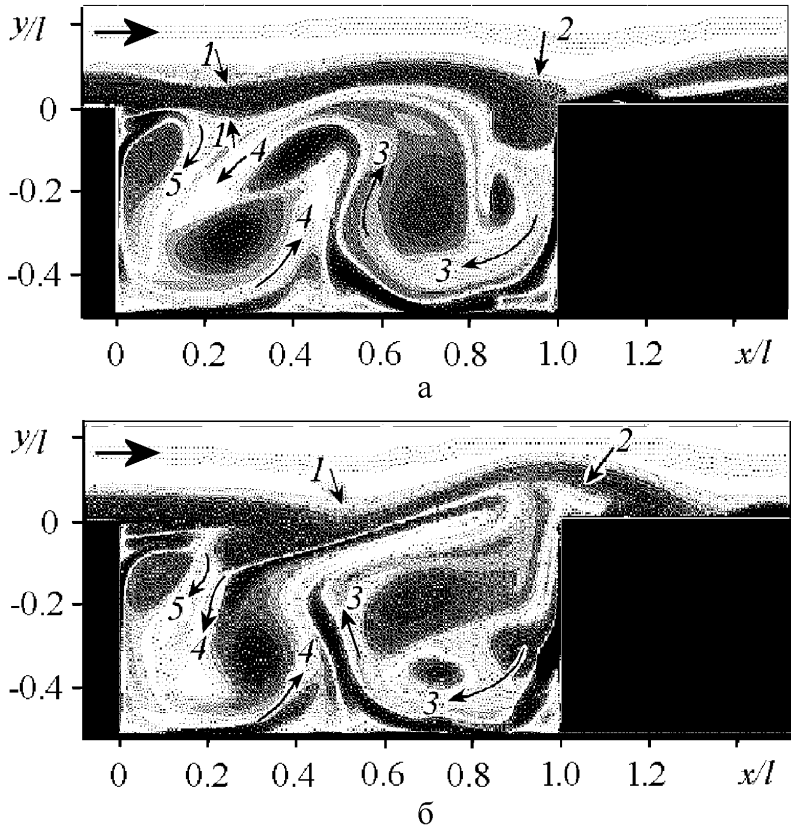


Рис. 6.44. Две фазы нестационарного движение среды в нише при  $Re = 22000$  для  $l/d = 2$ .

Не будем забывать, что сдвиговый слой движется слева направо со скоростью, близкой к скорости потока. Поэтому, через некоторый небольшой отрезок времени деформированный указанным образом сдвиговый слой переместится вправо, как изображено на рис. 6.44б. При этом гребень уже будет находится при  $x/l \approx 1.0$  а впадина при  $x/l \approx 0.5$ . Как видно, расстояние между гребнем и впадиной сохранилось. Этот факт указывает на то, что возникшие поперечные деформации сдвигового слоя без существенных изменений снеслись вниз по потоку. За счет того, что сдвиговый слой теперь приподнят над кормовой стенкой ниши излишек среды (указан стрелкой 2) из ниши выбрасывается в поток. Через некоторое время впадина (обозначена стрелкой 1) в сдвиговом слое достигнет ребра кормовой стенки ниши и сдвиговый слой вынужден будет снова делиться по толщине на две части: нижняя часть начнет скользить вниз по стенке, а верхняя двигаться вниз по потоку. И весь цикл начнет повторяться сначала.

Таким образом, при больших числах Рейнольдса имеют место более сложные движения среды в нише и более сложные поперечные колебания сдвигового слоя. Однако механизм обратной связи в целом остается прежним. Прежними остаются и причины, обуславливающие генерацию звуковых колебаний.

Как мы видим, форма поперечных колебаний сдвигового слоя усложняется с ростом скорости потока. При этом, усложнение формы идет за счет увеличения количества гребней и впадин. В определенном смысле можно говорить о наличии неких условных “собственных форм колебаний”, присущих сдвиговому слою [175, 176], по аналогии с собственными формами колебаний, например, упругих пластин, стержней и т.д. Именно конкретный вид таких “собственных форм колебаний” сдвигового слоя во многом определяет эффективность ниши, как источника звуковых колебаний. Действительно, из теоретической акустики хорошо известно, что при прочих равных условиях наибольшая эффективность акустического источника звука достигается в случае, если каждая точка его поверхности двигается с одинаковой фазой и с одинаковой амплитудой. Хорошим примером может служить классический поршень или монополь. В случае сдвигового слоя очевидно, что каждая его точка имеет свою амплитуду и фазу, величины которых зависят от скорости потока и отношения  $l/d$ . Поэтому эффективность ниши как источника звука в целом должна быть сравнительно невелика. Однако, как показы-

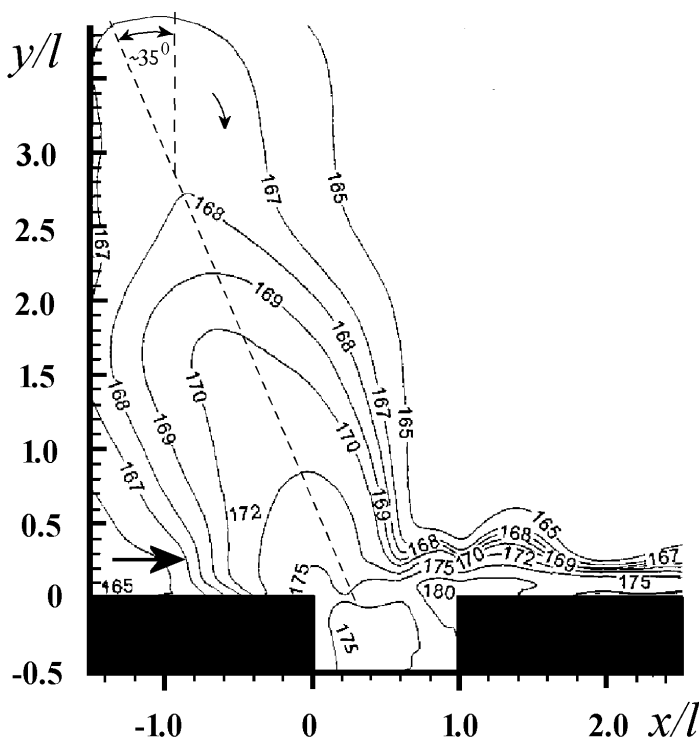


Рис. 6.45. Кривые равных уровней звукового давления (в дБ относительно  $2 \cdot 10^{-5}$  Па) при  $M = 0.6$  для  $l/d = 2$ .

вает практика, при определенных скоростях потока может возникнуть “удачная” форма колебаний сдвигового слоя, которая хорошо согласована с окружающей средой. В результате могут появиться довольно мощные звуковые колебания. Именно такие случаи иногда и происходят в авиации, например, во время полетов с открытыми бомболоками или нишами для уборки шасси [175, 177]. В связи с этим приведем довольно любопытный и содержательный пример – картину распределения уровней звукового давления в самой нише и ее ближайших окрестностей, см. рис. 6.45, заимствованный из [175]. На этом рисунке хорошо видно, что зона, где находится максимальный уровень звукового давления, расположена непосредственно около ребра кормовой стенки ниши. Этого и следовало ожидать, поскольку именно здесь, как мы видели выше, наблюдаются максимальные амплитуды колебаний сдвигового слоя. Да-



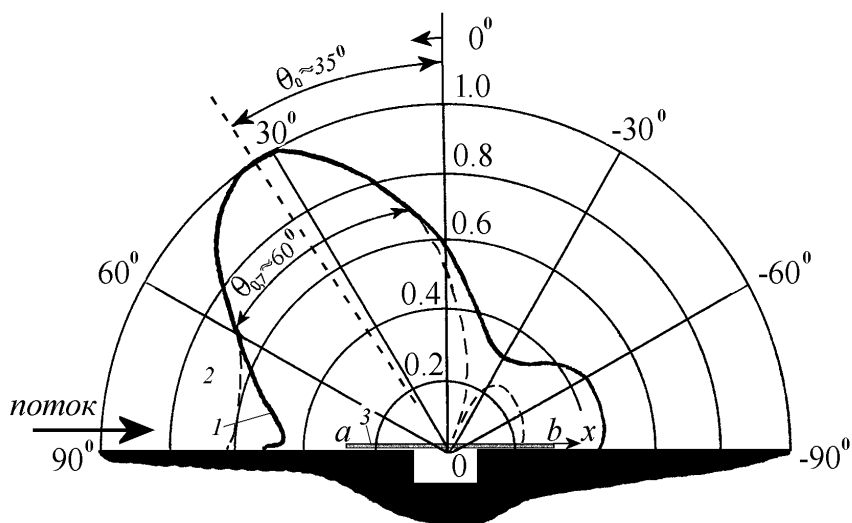


Рис. 6.46. Диаграммы направленности:  
1 – ниши, как источника звука, 2 – источника звука  
в виде отрезка прямой  $ab$  (он обозначен цифрой 3).

лее, звуковое давление весьма неравномерно распределено вокруг ниши. При этом направление оси, при котором наблюдается максимум звукового давления не совпадает с направлением оси  $y/l$ , как можно было предполагать, а сдвинуто от нее против часовой стрелки на угол  $\sim 35^\circ$ . Каковы причины этого неожиданного явления? Попробуем разобраться в них.

Для начала, используя эти данные, построим нормированную диаграмму направленности звукового источника, которым является в данном случае ниша. Она обозначена на рис. 6.46 кривой 1. Как и следовало ожидать, ось основного лепестка диаграммы направленности практически совпадает с осью максимального звукового давления, т.е. отклонена от нормали на угол около  $\sim 35^\circ$ . Ширина диаграммы направленности (на уровне 0.7 от максимального значения) составляет около  $\sim 60^\circ$ , т.е. значительно уже, чем можно было ожидать от такого малого по сравнению с длиной волны источника звука как ниша.

Таким образом, мы имеем два факта, которые явно противоречат установившемуся мнению о компактности гидроэродинамических источников звука. Теперь посмотрим какой же акустический источник может обладать такой диаграммой направленности. В самом простейшем слу-

чае это может быть классический источник (акустическая антенна) в виде отрезка прямой  $ab$ , каждая точка которой представляет собой точечный монополь (на рис. 6.46 такой отрезок прямой обозначен цифрой 3 и схематически изображен чуть выше ниши, симметрично относительно центра  $O$ ). Диаграмма направленности такой антенны определяется простой хорошо известной формулой [112]

$$D(\theta) = \left| \frac{\int_a^b \tau(x) \exp^{-ikx \sin \theta} \exp^{ikx \sin \theta_0} dx}{\int_a^b \tau(x) dx} \right|. \quad (6.10)$$

Здесь  $\tau(x)$  и  $kx \sin \theta_0$  – соответственно распределение амплитуд и фаз монополей, размещенных вдоль отрезка прямой  $ab$ , а  $\theta_0$  – так называемый угол компенсации антенны, т.е. угол, на который мы бы хотели повернуть основной лепесток диаграммы направленности, за счет введения фазового распределения для монополей (а не за счет поворота самого источника вокруг центра  $O$ ). Физически величина  $kx \sin \theta_0$  показывает насколько излучение звука каждым монополем запаздывает по отношению к монополю, расположенному в точке  $x = 0$ .

Полагая  $\theta_0 = 35^\circ$  и  $\tau(x) = 1$  (к сожалению, об амплитудном распределении источников звука в нише и ее окрестностях мы знаем мало, поэтому для определенности будем полагать, что оно равномерное), с помощью выражение (6.10), нетрудно определить, что длина отрезка  $ab$  по отношению к длине излучаемой волны должна составлять около  $\sim 1.2$ . На рис. 6.46, кривая 2, приведена (с учетом принятых допущений) расчетная диаграмма направленности отрезка  $ab$ . Как видно, его диаграмма направленности в главных чертах вполне удовлетворительно совпадает с диаграммой направленности ниши. В частности, совпадают направления основных лепестков и значения их ширины, а также направления боковых лепестков и в какой-то мере их уровни.

Какие же можно сделать выводы из выполненного сопоставления диаграмм направленности? Во-первых, эффективная область генерации звука не может ограничиваться только самой нишей, поскольку ее волновой размер слишком мал, чтобы обеспечить такую, сравнительно высокую, концентрацию звука в направлении  $\theta \approx 35^\circ$ . Поэтому, должна существовать еще одна область, где генерируется звук. Логично предположить, что она должна находиться сразу за кормовой стенкой ниши вблизи по-

верхности  $y/l = 0$ . И длина ее должна составлять как минимум 1 – 2 длины ниши. Во-вторых, фаза звуковых источников, расположенных в этой области, должна отставать от фазы источников в самой нише, иначе не возможно обеспечить наблюдаемый наклон основного лепестка на угол  $\theta \approx 35^\circ$ .

Имея в виду эти предположения, мы попытались найти в литературе какие-либо факты, подтверждающие их справедливость. Мы обнаружили, что в прекрасной работе [174] имеются любопытные экспери-

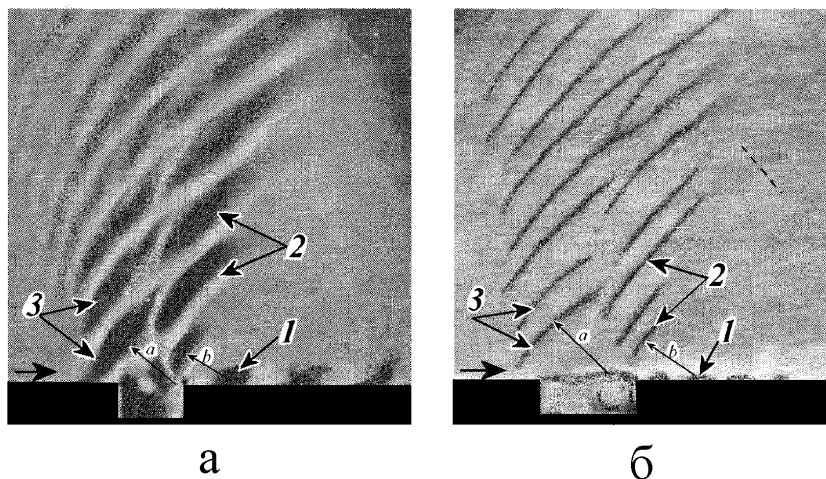


Рис. 6.47. Мгновенные теневые картины гидродинамических и акустических процессов, возникающих при взаимодействии потока с нишей при  $M = 0.8$ :

а – для  $l/d = 2$ , б – для  $l/d = 3$ .

ментальные теневые картины, которые показывают, что звуковые волны порождаются не только в нише, но и за нишей вниз по потоку. Обратимся к рис. 6.47, который заимствован из [174]. Здесь хорошо видно, что существуют две группы звуковых волн: группа волн 3, источник которых явно находится в нише недалеко от ее кормовой стенки (стрелка “а” схематически указывает зону, откуда исходят эти волны) и группа волн 2, источник которых без сомнения находится за нишей (стрелка “б” указывает примерно зону откуда эти волны исходят). Очевидно, что группа волн 3 возникла за счет поперечных колебаний сдвигового слоя, которые особенно велики в области кормовой стенки ниши, о чем мы много говорили выше. Что касается группы волн 2, то, без сомнения, они порождаются поперечными колебаниями среды за нишей, примерно

в зоне 1. Эти колебания являются по-сути колебаниями того же сдвигового слоя, который переместился за нишу из-за того, что его сносит потоком. Его колебания ничем не поддерживаются и быстро затухают на дистанции  $\sim (1-2)l$  от кормовой стенки ниши. Поскольку эти возмущения должны по времени запаздывать, по отношению к возмущениям в нише, становится ясной причина наклона основного лепестка диаграммы направленности на рис. 6.46.

Таким образом, наши предположения о том, что при обтекании ниши звук порождается не только в самой нише, но и за нишей, подтвердились. И причиной этого являются продолжающиеся некоторое время колебания сдвигового слоя, сносимого потоком за нишу.

Следует сказать, что кроме рассмотренного выше механизма генерации звука потоком за счет автоколебаний сдвигового слоя, существует еще один механизм, связанный с резким периодическим выбросом вихря, сформированного в нише, в поток. Такой механизм реализуется в случаях, когда отношение  $l/d > 2$ .

Рассмотрим кратко и этот механизм автоколебаний (в англоязычной литературе он известен как “wake mode”, что можно перевести как “мода следа”). Обратимся к рис. 6.48, на котором представлены четыре фазы движения среды в нише, происходящие в течение одного цикла автоколебаний. Начнем с исходной фазы, изображенной на рис. 6.48а. Здесь хорошо видно, как около носовой стенки ниши начинает образовываться первоначальный вихрь 1, вращающийся по часовой стрелке. Вместе с этим, под ним, образуется вихрь 2 значительно меньших размеров, вращающийся в обратную сторону. Поскольку отношение  $l/d$  сравнительно велико, вихрь 1 не может быстро занять всю нишу и поэтому у него есть возможность какое-то время расти в объеме. Важно отметить, что вертикальный размер вихря 1 несколько превышает глубину ниши и поэтому скорость слоя среды  $s$ , которая его обтекает сверху, увеличивается, по сравнению со скоростью потока вдали от ниши. Перейдем к следующей фазе, изображенной на рис. 6.48б. Вихрь 1 вырос настолько, что по длине стал занимать всю нишу, а по высоте превосходить глубину ниши примерно в полтора раза. Скорость обтекающего его слоя среды  $s$  еще более увеличивается и, в силу эффекта Бернулли, давление здесь падает. В результате появляется сила  $F$ , стремящаяся вырвать вихрь 1 из ниши. Этому способствует также и то обстоятельство, что выросший вихрь 2 своей верхней поверхностью начал контактировать со слоем среды  $s$ .

А поскольку он вращается против часовой стрелки, движение среды  $s_2$  на этой его поверхности направлено против движения слоя  $s$ . Как результат, движение среды в этой зоне затормаживается, что способствует формированию в нише нового вихря 3 и выбросу из ниши вихря 1, см. рис. 6.48в. Наконец вихрь 1 выброшен из ниши, а с появлением вихря 3 весь автоколебательный процесс начинается сначала. Что касается звука, то он генерируется во временном отрезке, когда вихрь 1 выбрасывается из ниши и возникает значительный импульс градиента скорости среды, связанный с ускоренным движением вихря в направлении оси  $y/l$ . На рис. 6.48д как раз и показано пространственное распределение

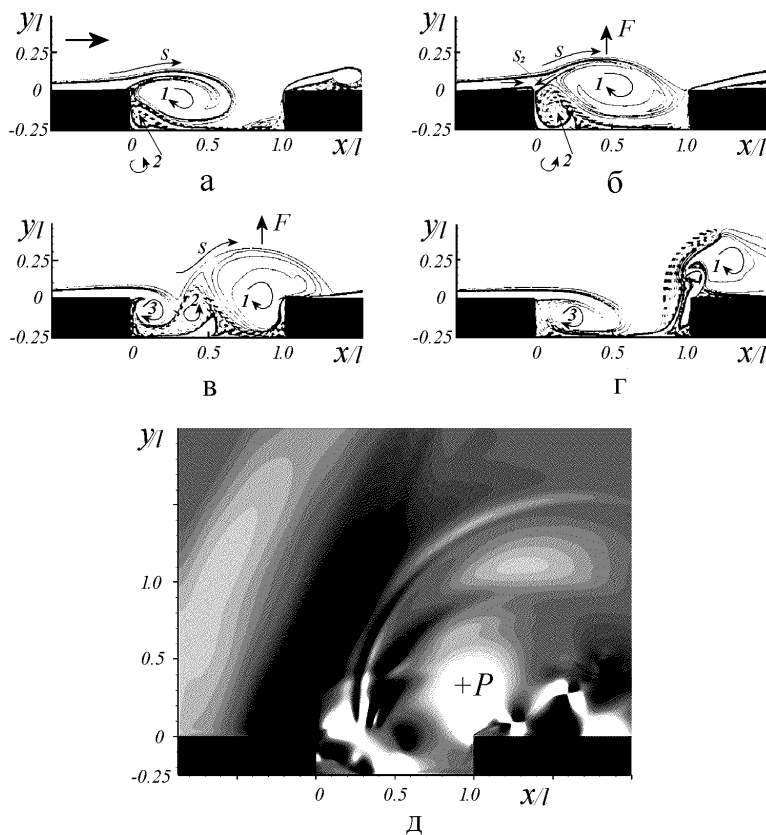


Рис. 6.48. Нестационарное движение среды в прямоугольной нише для  $l/d = 4$  при  $Re = 6000$  (расчет):

а, б, в, г – соответственно для моментов времени  $t = 0$ ;  $t = T/4$ ;  $t = T/2$ ;  $t = 3T/4$ ;  
д – пространственное распределение звукового давления в момент времени  $t = T/2$ .

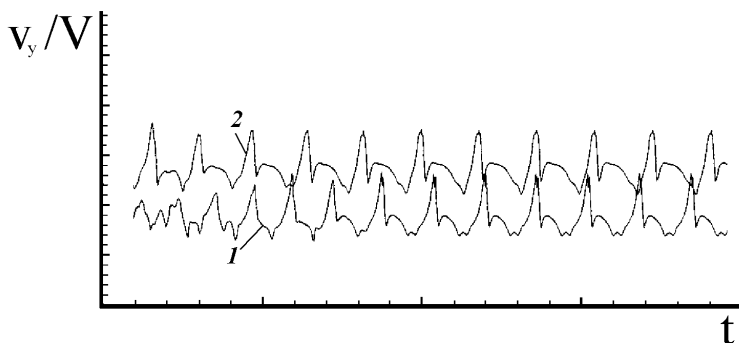


Рис. 6.49. Зависимость поперечной скорости от времени в точке  $y/l = 0$ ;  $x/l = 0.8$ :  
1 – для  $l/d = 4$  при  $Re = 6000$ , 2 – для  $l/d = 5$  при  $Re = 7500$ .

звукового давления в момент  $t = T/2$ , т.е. когда вихрь выбрасывается из ниши. Здесь светлые зоны соответствуют сжатию среды, а – темные ее разряжению (значком  $+P$  как раз и обозначена сильная зона сжатия среды, связанная с выбросом вихря из ниши).

В дополнение к приведенным количественным данным, на рис. 6.49 представлена временная зависимость относительной поперечной скорости среды в области расположения вихря 1 для двух размеров ниш. Здесь хорошо видно, как при каждом выбросе вихря из ниши возникает резкий бросок поперечной скорости среды и этот процесс носит исключительно периодический характер.

Вполне прозрачен и механизм обратной связи в этой автоколебательной системе. Рост вихря 1 приводит к росту сил, обусловленных эффектом Бернулли, которые в конечном счете и обеспечивают выброс вихря из ниши. Заметим, что этот процесс в определенной мере аналогичен процессу, с которым мы сталкивались при рассмотрении обтекания цилиндра и возникновения эоловых тонов, и он также носит чисто гидродинамический характер.

В заключение расскажем об одном интересном явлении, возникающем на морской поверхности, и связанной с ним любопытной гипотезе. В 1932 году во время гидрофизической экспедиции, которую возглавлял академик В. В. Шулейкин<sup>58</sup>, его сотрудники заметили странный эффект: в ухе, когда к нему подносили обычный шар-зонд, надутый водородом, возникало ощущение тупой боли. Шулейкин оценил низшие собственные

<sup>58</sup> Академик В. В. Шулейкин (1895–1979 г.) – известный советский гидрофизик.

колебания резиновой оболочки шар-зонда и обнаружил, что они находятся в области 8–10 Гц. Он пришел к выводу, что эти колебания возбуждаются инфразвуковыми волнами, рождающимися при взаимодействии ветра с волнующейся поверхностью моря при шторме [179,180]. Это явление он назвал “голосом моря”. С открытием этого явления начались исследования, направленные на разработку методов раннего оповещения о надвигающемся шторме, поскольку скорость звука намного превышает скорость ветра. Позже Шулейкин установил, что провалы между соседними гребнями морских волн по сути образуют ниши своеобразной формы (см. рис. 6.50) и ветер, который создает воздушный поток над такими нишами, генерирует инфразвуковые волны. Естественно, что при этом механизм генерации звука совершенно аналогичен механизму, ко-

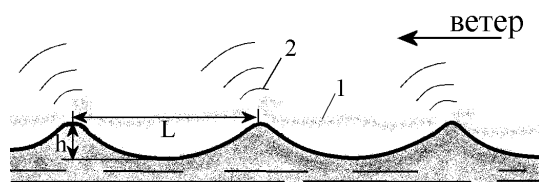


Рис. 6.50. Волны на поверхности моря, возбуждаемые ветром:  
1 – сдвиговый слой, 2 – возникающие инфразвуковые волны

торый мы рассмотрели выше для ниши прямоугольной формы. Отличие состоит лишь в том, что на поверхности моря образуется громадное количество таких “ниш”, в результате чего общая мощность генерируемого инфразвука может стать весьма значительной. В частности, В. В. Шулейкин показал, что при скоростях ветра<sup>59</sup> 20 м/с мощность инфразвука с одного квадратного метра может достигать 3-х Вт. Таким образом, учитывая, что шторм обычно захватывает довольно большую площадь поверхности моря, суммарная мощность генерируемого инфразвука может составить десятки киловатт и более.

Следует сказать, что мощный инфразвук в целом негативно действует на организм человека и на его психическое состояние. Поэтому ряд ученых считает, что генерируемый за счет взаимодействия ветра с морскими волнами инфразвук может быть причиной трагедий, иногда случающихся с моряками на морских просторах. Действительно, хорошо

<sup>59</sup>Эта скорость ветра соответствует сильному шторму. Вообще оценка скорости ветра производится по шкале Бофорта (Francis Beaufort (1774–1875 г.) – английский адмирал, который в 1806 г. разработал 12-ти бальную шкалу, где за 0 баллов принят штиль, а за 12 баллов ураган со скоростью ветра до 30 м/с и более и высотой волн до 16 м.)

известны и документально подтверждены ряд трагедий, когда на совершенно исправном корабле находят либо мертвой всю команду моряков без каких-либо телесных повреждений, либо полностью покинутый корабль. Например, в 1872 году в Атлантическом океане был обнаружен двухмачтовый бриг “Мария Целеста”, на котором полностью отсутствовала команда. При этом все было в абсолютной целости и груз в трюмах и запасы продовольствия в кладовой. А сам бриг был полностью исправен. Больше всего удивляло отсутствие какого-либо беспорядка на судне, следы которого хотя бы косвенно могли свидетельствовать о причине, заставившей команду срочно покинуть корабль. Расследование трагедии, которое длилось 11 лет, ни к каким определенным выводам не пришло. Или вот еще один случай. В феврале 1948 года береговая радиостанция засекла в Малаккском проливе сигнал бедствия с парохода “Уранг Медан”. После многократного сигнала SOS с борта прозвучало “Погибли все”. Поднявшиеся на борт спасатели увидели жуткую картину: мертвый капитан лежал на мостике, офицеры – в штурманской и рулевой, а трупы матросов по всему пароходу. Лица их были искажены гримасой ужаса. Но при этом ни у кого на теле не было следов насилия. Есть много и других фактов аналогичного характера, но причины этих трагедий так и остались невыясненными. Поэтому гипотеза, согласно которой причиной трагедий является мощный инфразвук, генерируемый штормовым ветром над волнующейся поверхности моря, вполне допустима. Особенно, если предположить, что в определенных случаях инфразвук с большой площади поверхности моря случайно концентрируется именно в том направлении, где в этот момент находится какое либо-судно. При этом могут возникать не только негативные физиологические и психические явления у команды, но и сильные вибрации обшивки корабля, что создает иллюзию, что корабль рассыпается. Последнее обстоятельство как раз и может быть причиной срочной эвакуации команды с судна.

## **6.5. Струйные гидроаэродинамические генераторы звука**

Свирели, сопилки, дудки, волынки и подобные им народные музыкальные инструменты можно отнести к струйным гидроаэродинамическим генераторам звуковых колебаний. Многие из них известны с незапамятных времен. Так, например, в 2009 году археологи из г. Тюбингена



(Германия) вели раскопки в Швабских Альпах и нашли древний музыкальный инструмент наподобие свирели. Возраст этой находки оценивается в 35000 лет [85]. Простейший струйный генератор звука схематически изображен на рис. 6.51 и состоит всего из двух элементов: воздуховода, заканчивающегося соплом, и расположенного напротив него жесткого препятствия, в виде клина. Если к воздуховоду подвести сжатый воздух от компрессора или просто взяв его в рот начать дуть, то из сопла появится струя воздуха, которая будет обдувать клин. По достижении определенной скорости струи возникнет довольно слабый, но отчетливый тональный звук<sup>60</sup>. Постепенно повышая давление, подаваемого к соплу воздуха, и, тем самым, увеличивая скорость струи, можно услышать как частота тонального звука плавно повышается. Именно та-

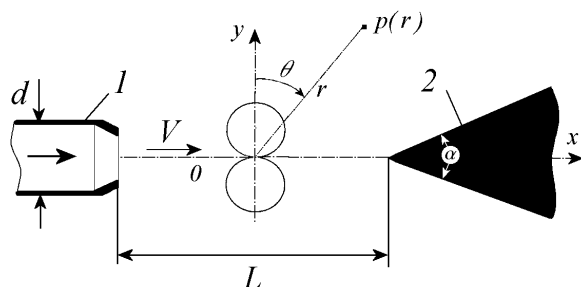


Рис. 6.51. Схема простейшего струйного генератора звука:  
1 – воздуховод, заканчивающийся соплом, 2 – жесткий клин.

кой простейший струйный генератор звука является главным конструктивным узлом большинства газоструйных излучателей звука, используемых в технике и музыкальных инструментах. Например, его легко обнаружить в обычном свистке, паровом гудке и гудке локомотива. Он присутствует в мощных струйных генераторах Гальтона и Гартмана, которые предназначены для интенсификации различных технологических процессов [6, 8]. В органной трубе, флейте, сопилке, свирели и некоторых других духовых музыкальных инструментах основным узлом также является этот простейший струйный генератор звука.

Напомним, что выше мы уже рассматривали динамику свободной затопленной струи при отсутствии каких-либо препятствий на ее пути и

<sup>60</sup>Часто этот тональный звук называют клиновым или ножевым тоном [52], а в англоязычной литературе используется термин “edge tone”, а иногда “jet-ton”.

познакомились с некоторыми, возникающими при этом эффектами. В частности, выяснили, что благодаря наличию вязкости в среде, вблизи поверхности струи возникает спутный поток, который притормаживает движение струи и способствует ее расширению и турбулизации. При этом возникает характерный широкополосный шум, обусловленный порождением в турбулизированной струе квадрупольных источников звука. Совсем иначе ведет себя затопленная струя, если на ее пути, на определенном расстоянии, разместить клин. Тогда, при натекании струи на клин, начинают возбуждаться колебания струи и возникает звук, спектр которого характеризуется дискретными тонами.

Необходимо сказать, что исследованию струйных генераторов звука в XX веке уделялось достаточно много внимания (см., например [71, 88–93, 100, 102, 181–183, 185] и библиографию в них). В частности, еще в 1912 году W. König [52, 184] оценил частоту звука, генерируемой струей, набегающей на клин, как

$$f_n \approx nV/2L; \quad n = 1; 2; 3..., \quad (6.11)$$

где  $V$  – скорость струи, а  $L$  – расстояние между соплом и клином.

Позже, в 1937 году Brown G.B. [182, 183] предложил следующую эмпирическую формулу для оценки частоты клинового тона:

$$f_n \approx 0.466n(V - 40)(L^{-1} - 0.07); \quad n = 1; 2.3; 3.8; 5.4... \quad (6.12)$$

Наконец в 1961–1962 годах A. Powell [88, 89] предложил еще одну эмпирическую формулу для оценки клинового тона:

$$f_n \approx (n + 1/4)V_k/L; \quad n = 0; 1; 2..., \quad (6.13)$$

где  $V_k$  – конвективная скорость вихрей, образующихся на гранях клина.

И хотя последние 3 формулы отличаются друг от друга константами, из них однозначно следует, что частота звука, возникающего при натекании струи на клин, пропорциональна скорости струи и обратно пропорциональна расстоянию между соплом и клином. Заметим, что структура приведенных формул подобна структурам формул для оценки частоты звука, возникающего при обтекании ниши и цилиндра. И это подобие является наиболее характерной чертой большинства гидроаэродинамических генераторов звука.

Надо сказать, что кроме оценок такой интегральной характеристики, как частота клинового тона, много внимания уделялось также изучению

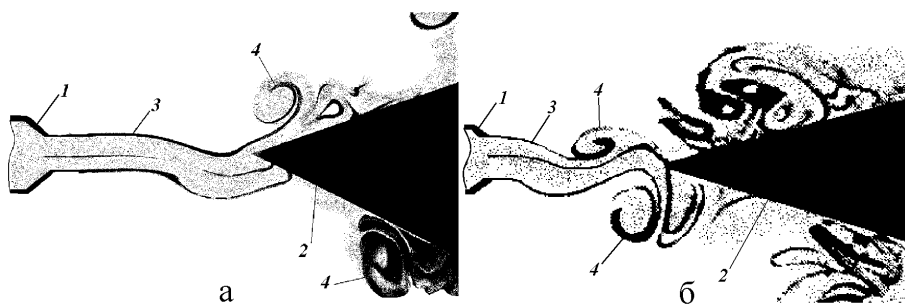


Рис. 6.52. Поперечные колебания струи (фото):

1 – сопло, 2 – клин, 3 – струя, 4 – вихри;

а –  $L/d = 6.5$ ,  $\alpha = 24^\circ$ , б –  $L/d = 4.66$ ,  $\alpha = 18^\circ$ .

динамики движения струи на участке от сопла до клина. Различными методами визуализации, в том числе теневыми методами, методами скоростной кино и видео-съемки [71, 91, 92] было установлено, что струя совершает сложные поперечные (относительно оси сопло-клин) автоколебания, форма которых главным образом зависит от скорости струи и расстояния от сопла до клина. Чтобы иметь наглядное представление об этих колебаниях, обратимся к рис. 6.52. На нем даны 2 фото, выполненные с очень короткой экспозицией, благодаря чему удалось зафиксировать колебательные движения затопленной водяной струи в момент, когда она прогнулась вниз (в указанных выше работах фотографии были выполнены для разных расстояний от сопла до клина и для разных углов клина). Чтобы лучше была видна струя, внутри сопла (по его краям и в центре) были расположены тончайшие трубочки, в которые подавались темные чернила. Благодаря вытекающим тонким чернильным струйкам, края водяной струи и ее центр на обоих фото четко обозначены, что позволяет легко проследить за всеми особенностями изгиба струи на всей дистанции от сопла до клина.

Хорошо видно, что в момент съемки струя изогнулась вниз и ее амплитуда изгиба достигла максимального нижнего положения. В следующие моменты времени струя начнет движение вверх пока ее амплитуда изгиба не достигнет максимального верхнего положения. Эти периодические поперечные колебания струи, естественно, возбуждают колебания окружающей ее среды<sup>61</sup>, в результате чего и порождаются звуковые ко-

<sup>61</sup>В какой-то мере колебания струи напоминают поперечные колебания, закрепленной с одной стороны тонкой пластинки.

лебания и волны. Таким образом, сама колеблющаяся струя и является источником звука.

С акустической точки зрения колебания струи носят осциллирующий характер, поэтому очевидно, что диаграмма направленности такого излучателя звука должна быть такой же, как и у акустического диполя, т.е. иметь вид “восьмерки” (характер колебаний диполя и его направленные свойства мы подробно рассматривали выше). На рис. 6.51 схематически показано как ориентирована дипольная диаграмма направленности относительно оси “сопло - клин”. Отметим, что еще в 1961 году А. Powell в своих статьях [88,89] привел экспериментальные данные, которые полностью подтверждают дипольный характер излучения звука при автоколебаниях струи, натекающей на клин. В частности, он также показал, что звуковое давление, создаваемое осциллирующей струей в дальнем поле, может быть представлено следующим выражением:

$$p(r) \equiv \frac{1}{2} \frac{\rho \omega G}{rc} \cos \theta,$$

где  $\rho$  – плотность среды,  $\omega$  – круговая частота,  $c$  – скорость звука в окружающей среде,  $r$  – расстояние до точки наблюдения,  $\theta$  – угол, отсчитываемый от нормали к оси сопло–клин (см. рис. 6.51),  $G$  – некоторая величина, характеризующая амплитуду колебаний струи.

Но вернемся снова к вопросу оценки частот клинового тона. Выше мы видели, что ряд авторов предлагали свои эмпирические формулы для оценки частоты (сравни (6.11), (6.12) и (6.13)), которые дают заметно отличающиеся друг от друга результаты. Почему же наблюдается такой разницей и с чем это связано? Ответ на эти вопросы дали в 1980 году В. И. Кондратьев и Т. И. Назаренко в своей, прецизионно выполненной экспериментальной работе [185]. Они предположили, что разницей в эмпирических оценках частот клинового тона связан с низким качеством регистрации клинового тона в проведенных ранее экспериментах. Дело в том, что уровень звукового давления, создаваемого колеблющейся струей, в целом весьма мал (порой его трудно уловить на слух). Поэтому, если в помещении, где проводятся эксперименты, имеется некоторый уровень посторонних шумов, то часть слабых по интенсивности клиновых тонов может быть просто не зафиксирована, поскольку их уровень оказывается ниже уровня шумов в помещении. Забегая вперед скажем, что их догадка полностью подтвердилась. Для того, чтобы радикально снизить посторонние шумы, эти исследователи поместили



Рис. 6.53. Типичная безэховая камера.  
Хорошо видны клинья из звукопоглощающего материала.

экспериментальную установку для регистрации клиновых тонов в специальную акустически заглушенную комнату, где и выполнили серию экспериментов. Такие комнаты называются безэховыми камерами [186]. Стены, потолок и пол этих камер покрывают клиньями из специального материала, который эффективно поглощает звуковую энергию. Благодаря этому уровень шума внутри камер исключительно низок. Камеры такого типа широко используются для проведения прецизионных акустических измерений, когда нужно обеспечить высокое отношение сиг-

нал/шум и отсутствие отражений звука от стен, потолка и пола. Чтобы иметь некоторое общее представление о камерах такого типа на рис. 6.53 представлено фото интерьера типичной безэховой камеры. А на рис. 6.54 представлены данные по частотам клинового тона, полученные в результате экспериментов в безэховой камере. Как видно, благодаря принятым мерам по снижению шумов, авторам впервые удалось четко зарегистрировать клиновые тона вплоть до их 31-й гармоники в довольно широком диапазоне скоростей истечения струи из сопла.

Анализ представленных графиков позволяет убедиться, что в спектрах частот клинового тона одновременно присутствуют все гармоники и при изменении скорости струи не наблюдается выпадения каких-либо гармоник и появления в результате этого резких скачков по частоте, о которых ранее достаточно много писали другие исследователи (см., например, [71, 88, 89] и др.). Вместе с этим ярко наблюдается перераспределение интенсивности излучения клинового тона при переходе с одной гармоники на другую при одновременном существовании всего ряда гармоник (здесь жирными линиями отмечены те гармоники, амплитуда которых значительно превышает амплитуды других гармоник, а стрелками указаны места, где интенсивность может резко изменяться). На-

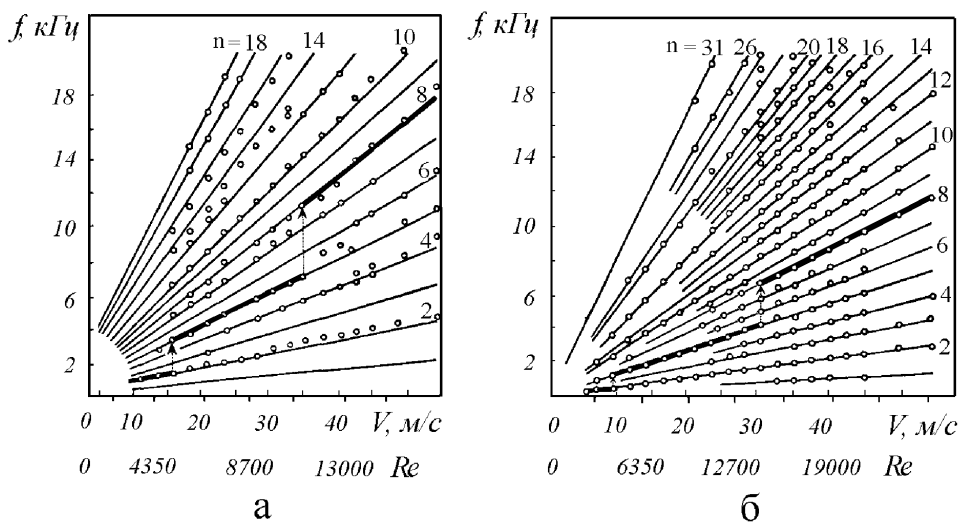


Рис. 6.54. Зависимость частот клинового тона от скорости истечения струи для  $\alpha = 9.4^0$ : а –  $L/d = 4.63$ , б –  $L/d = 6.47$ ; кружочками обозначены экспериментальные значения частот, сплошными линиями – расчетные значения, оцененные по формуле (6.14)

пример, на рис. 6.54а хорошо видно, что при низких скоростях струи, примерно от 10 до 16 м/с, наибольшую интенсивность имеет вторая гармоника. Далее, при скоростях до 36 м/с – пятая, а после этого – восьмая. Легко проследить как чередуется интенсивность гармоник и при большем расстоянии между соплом и клином, см. рис. 6.54б.

Теперь становится совершенно понятным, почему авторы более ранних работ наблюдали резкие скачки частоты клинового тона при изменении скорости струи. Из-за повышенного уровня окружающих шумов, их аппаратура могла регистрировать только те гармонические составляющие клинового тона, которые имели относительно большúю интенсивность. Все прочие гармоники просто “тонули” в окружающих шумах и поэтому не могли быть обнаружены. Любопытно, что если на рис. 6.54 убрать все тонкие линии и оставить только жирные линии, то мы и будем наблюдать скачкообразное изменение частоты клинового тона при изменении скорости истечения струи. Т. е. будет создаваться впечатление, что частота клинового тона, при некоторых скоростях струи, резко (скачком) изменяет свое значение.

Остается один важный вопрос: почему так сильно отличается интенсивность гармонических составляющих клинового тона? На это есть две причины. Прежде всего существует одна общая закономерность, которая хорошо известна многим исследователям, связанным с изучением генерирования колебаний и волн различной физической природы. Она заключается в том, что интенсивность гармонических составляющих таких колебаний и волн имеет тенденцию снижаться с ростом их номера. Вторая причина связана с тем, насколько хорошо согласованы формы колебаний этих составляющих с окружающей их средой. И об этом мы уже неоднократно говорили выше. Если форма поперечных колебаний, в данном случае такого объекта, как струя, будет иметь противофазные участки, то ее интенсивность излучения звука будет низка и тем ниже, чем больше имеется противофазных участков. К этому вопросу мы еще вернемся несколько позже.

Полученные в заглушенном помещении экспериментальные данные позволили установить, что при скоростях струи до 50 м/с частота клинового тона практически не изменяется в диапазоне углов  $\alpha$  клина от  $90^\circ$  до  $90^\circ$ , а также окончательно уточнить формулу для оценки частот клинового тона. В результате она приобрела следующий вид

$$f_n = n\chi V/4L; \quad n = 1; 2; 3..., \quad (6.14)$$

где  $\chi \approx 0.7675$ . Последняя формула позволяет легко оценить волновой размер источника звука, каковым является осциллирующая струя. Действительно, учитывая, что  $f_n = c/\lambda_n$  (здесь  $c$  – скорость звука, а  $\lambda_n$  – длина волны  $n$ -той гармоники), получим

$$L/\lambda_n = n\chi M/4, \quad (6.15)$$

где  $M$  – число Маха.

Как следует из последней формулы, при умеренных числах Маха волновой размер осциллирующей струи значительно меньше единицы вплоть до ее десятой гармоники. Поэтому обратная связь в процессе автоколебаний струи должна иметь чисто гидродинамический характер. В связи с этим весьма любопытен и поучителен эксперимент, поставленный Э. Ричардсоном еще в 1931 году, о котором он упоминает в своей книге [71]. В экспериментах с клиновым тоном он разместил рядом два сопла. Но клин расположил напротив только одного из сопел. Когда под напором стали вытекать из сопел струи, то струя, напротив которой был размещен клин, начала совершать ритмичные поперечные колебания. У второй струи, перед которой не было клина, никаких колебаний не возникло. Расстояния между соплами и между соплами и клином составляли весьма малую часть длины излучаемой волны. Поэтому если бы обратная связь формировалась за счет звука, то колебания должны были бы возникнуть и у второй струи. Однако этого не произошло и можно было сделать важный вывод о том, что обратная связь при автоколебаниях струи имеет чисто гидродинамическую природу.

Имея в виду установленные факты, о которых речь шла выше, попытаемся теперь вскрыть физические причины, приводящие к автоколебаниям струи. Для этого обратимся к рис. 6.55, на котором схематически изображен процесс натекания затопленной струи на препятствия. Сначала рассмотрим хорошо известный [188, 189] классический случай, когда струя 2, вытекающая из сопла 1 со скоростью  $V_x$ , натекает на жесткую, наклонную относительно оси струи  $Ox$ , плоскость 3, см. рис. 6.55а. В этом случае, после удара о плоскость, струя раздваивается на два потока, текущие по поверхности плоскости. Один поток со скоростью  $V_1$  движется вверх, а другой со скоростью  $V_2$  движется вниз. Величины этих скоростей зависят от угла  $\alpha$  наклона плоскости<sup>62</sup> и в общем случае  $V_1 \neq V_2$ . В зоне удара струи о плоскость (для наглядности, приблизи-

<sup>62</sup>Если  $\alpha = 90^\circ$ , то  $V_1 = V_2$ , но в диапазоне  $0 < \alpha \leq 90^\circ$  всегда  $0 < V_2/V_1 \leq 1$ .



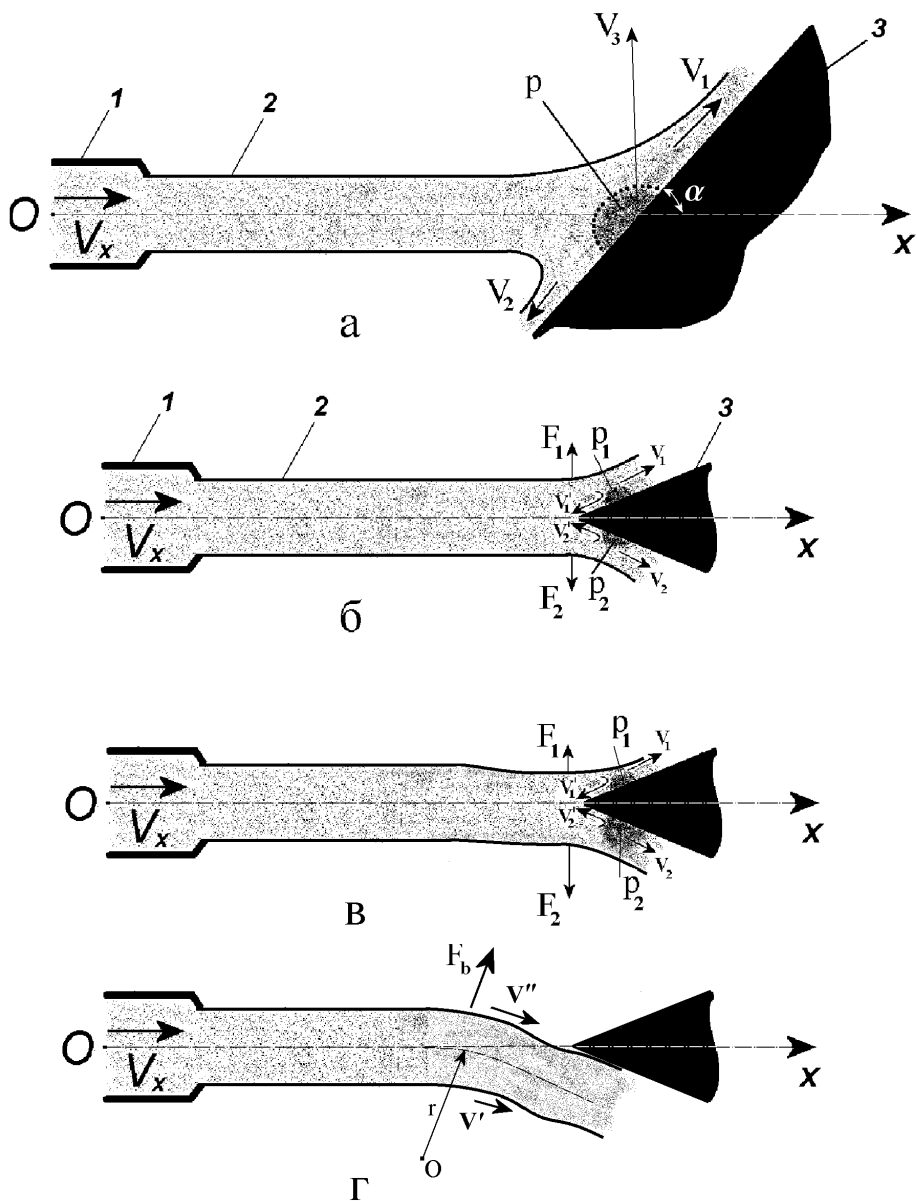


Рис. 6.55. Схематическое изображение натекания затопленной струи на препятствие:  
 а – натекание струи на жесткую наклонную плоскость, 1 – сопло, 2 – струя, 3 – плоскость;  
 б – начальная фаза натекания струи на жесткий клин, 1 – сопло, 2 – струя, 3 – клин;  
 в – фаза дестабилизации струи в области ребра клина; г – фаза изгиба струи.

тельная граница зоны окружена точками и затушевана) среда в струе резко тормозится, в силу чего претерпевает сжатие. Поэтому давление  $p$  здесь повышается (по отношению к давлению в остальных частях струи) и, соответственно, возникает градиент давления, который и обуславливает появление потоков  $V_1$  и  $V_2$ . Если скорость струи  $V_x$  относительно невелика, процесс взаимодействия струи с наклонной плоскостью идет так, как схематически изображено на рис. 6.55а. Если скорость струи значительно увеличить, величина возникшего градиента давления может оказаться достаточной, чтобы часть потока  $V_1$  отразилась (оторвалась) от плоскости 3 и начала двигаться в некотором направлении  $V_3$ .

Отметив особенности процесса натекания струи на наклонную плоскость, можно перейти к рассмотрению натекания струи 2 на клин 3, грани которого по сути образованы двумя наклонными полуплоскостями, см. рис. 6.55б. Будем полагать вначале, что ось струи  $Ox$  точно проходит через ребро клина, т. е. система “сопло-струя-клин” строго симметрична относительно этой оси. Очевидно, что ребро клина разделит струю на два потока. Один поток  $V_1$  пойдет по верхней грани клина, а другой  $V_2$  – по его нижней грани. Должны появиться и возвратные потоки  $V'_1$  и  $V'_2$ . Вместе с этим, как мы уже убедились выше, в зонах удара разделенных клином струй о грани клина (приблизительное размещение зон затушевано на рисунке) среда будет резко тормозиться и естественно претерпевать сжатие. На гранях клина, вблизи его ребра возникнут давления  $p_1$  и  $p_2$  и, соответственно, градиенты давления. Наличие градиентов давления и возвратных потоков обусловит возникновение сил  $F_1$  и  $F_2$ , стремящихся в зоне ребра клина как бы растянуть струю в поперечном направлении относительно ее оси.

Описывая этот сценарий, мы полагали, что система “сопло-струя-клин” идеально симметрична относительно оси  $Ox$ . Поэтому можно было бы ожидать, что давления  $p_1$  и  $p_2$ , скорости  $V_1$  и  $V_2$  и, соответственно, силы  $F_1$  и  $F_2$  будут строго одинаковы и струя 1 будет находиться в полном равновесии. В реальности дело обстоит далеко не так и в этом мы могли убедиться на примерах, уже разобранных ранее. Действительно, реализовать строгую симметричность системы “сопло-струя-клин” фактически невозможно. Кроме этого, на поверхности струи всегда будут существовать некоторые, пусть и малые, флуктуации скорости, которые обусловлены появлением спутного потока. При проведении экспериментов также никогда нельзя полностью исключить и небольшие конвек-

тивные потоки среды, окружающей струю. Поэтому силы  $F_1$  и  $F_2$  хоть немного, но всегда будут отличаться друг от друга. Можно представить эти силы в виде  $F_1 + \Delta F_1$  и  $F_2 + \Delta F_2$ , где  $F_1 = F_2$ , а малые стохастические флуктуации  $\Delta F_1$  и  $\Delta F_2$  не только не равны друг другу, но и не коррелированы между собой во времени. В результате, в первое начальное мгновение, когда конец струи достигнет ребра клина и ее разделенные ребром две струи ударятся о грани клина, реализуется поперечная неустойчивость струи за счет неравенства  $F_1 + \Delta F_1 \neq F_2 + \Delta F_2$ . Это приведет к тому, что у струи появится возможность слегка отклониться от оси  $Ox$  вверх или вниз, что для развития дальнейшего процесса не имеет особого значения. И предположим, что она отклонилась вниз, см. рис. 6.55в.

Как только это произойдет, величины потоков  $V_1$  и  $V_2$  хоть немного, но станут отличаться друг от друга и, соответственно, будут отличаться давления  $p_1$  и  $p_2$  и градиенты давлений на обеих гранях клина. В нашем случае поток  $V_2$  оказался больше потока  $V_1$ , а, следовательно, его кинетическая энергия возросла и давление  $p_2$ , оказываемое им на нижнюю грань клина, также возросло по отношению к  $p_1$ . Рост градиента давления на нижней грани естественно приведет к возможности дальнейшего увеличения нижнего потока  $V_2$ , что в свою очередь увеличит градиент давления и т.д. Таким образом, этот процесс примет лавинообразный характер и будет идти до тех пор пока струя не отклониться вниз на столько, что верхний поток  $V_1$  совсем исчезнет, см. рис. 6.55г.

Теперь, струя в области своего изгиба движется по некоторой дуге радиуса  $r$  с центром  $O$ . Поэтому, чтобы тело струи не претерпевало разрывов, скорость  $v''$  ее верхней поверхности должна быть больше скорости  $v'$  ее нижней поверхности. В результате этой разности скоростей, за счет эффекта Бернулли, возникает подъемная сила  $F_b$ , которая стремится поднять струю вверх<sup>63</sup> и вернуть ее в исходное (симметричное относительно оси  $Ox$ ) положение. Однако этого уже произойти не может, поскольку струя по инерции проскочит это положение и весь описанный процесс начнет развиваться теперь выше оси  $Ox$ . Именно таким путем и запускается процесс автоколебаний струи. Поэтому совершенно прав был Э. Ричардсон в [71], когда утверждал, что автоколебания струи, натекающей на клин, имеют чисто гидродинамическую природу.

<sup>63</sup>Заметим, что струя в области изгиба напоминает крыло, подъемная сила которого вызвана аналогичным гидроаэродинамическим эффектом.

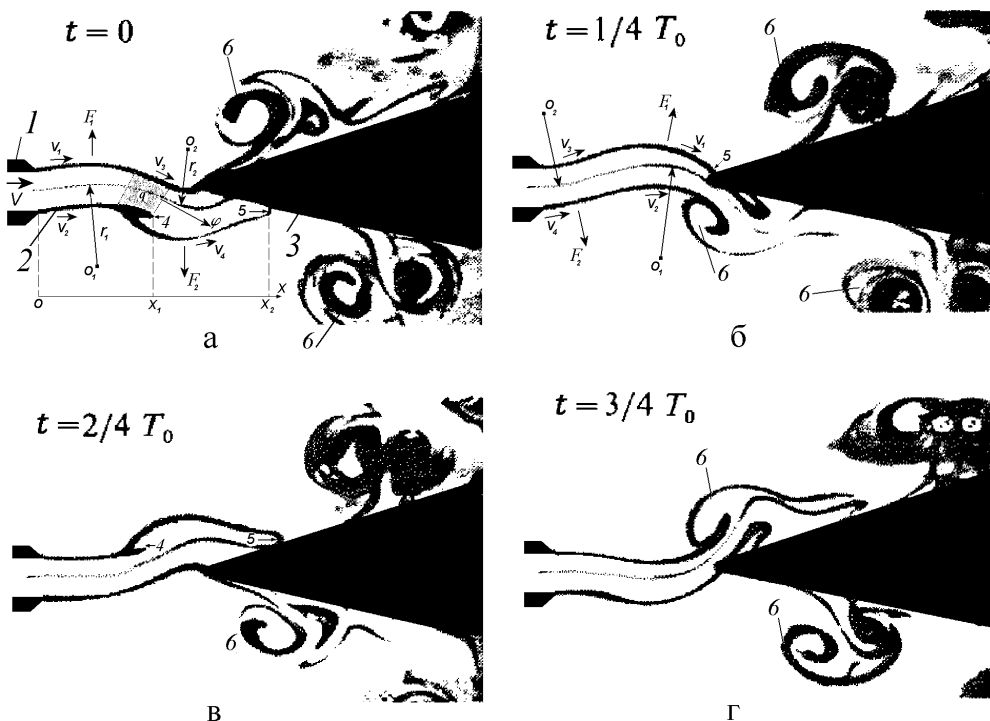


Рис. 6.56. Четыре характерные фазы движения струи в течение одного периода колебаний:  
а -  $t = 0$ , б -  $t = T/4$ , в -  $t = T/2$ , г -  $t = 3T/4$ ;  
1 - сопло, 2 - струя, 3 - клин, 4 - "язык",  
5 - закругление, 6 - "грибообразные" вихри.

Учитывая изложенные рассуждения, понаблюдаем за реальными картинками колебаний струи, натекающей на клин, которые были получены с помощью скоростной видеосъемки<sup>64</sup>. Рассмотрим четыре фазы колебаний струи, зафиксированные последовательно через промежутки времени, равные четверти периода  $T$  одного полного цикла автоколебаний струи. Начнем с рис. 6.56а, на котором изображено некое условно начальное положение струи, когда она изогнулась вниз<sup>65</sup>. Как видно, струя имеет двойную кривизну. Поэтому для удобства анализа разделим ее на два характерных участка. Первый – начальный участок от  $x = 0$  до  $x = x_1$  имеет положительную кривизну, а второй – конечный участок от

<sup>64</sup>Эти данные заимствованы из [92].

<sup>65</sup>Здесь мы естественно будем рассматривать установившиеся колебания струи, а не начальный переходный процесс, когда струя вышла из сопла и ее передняя торцевая часть только достигла клина.

$x = x_1$  до  $x = x_2$  имеет отрицательную кривизну<sup>66</sup>. Далее, вполне очевидно, что на начальном участке скорость струи выше, чем на конечном. И обусловлено это двумя эффектами: плавным тормозящим действием окружающего струю спутного потока и достаточно резким торможением конца струи при ударе о нижнюю грань клина. Наглядным проявлением этих эффектов является появление “языка” 4 в середине струи и закругления 5 струи в месте контакта струи с клином. Появление “языка” 4 указывает на то, что начальный участок струи начинает обгонять конечный участок. А закругление конца струи свидетельствует о сильном торможении при ударе струи о нижнюю грань клина.

К чему же приводят двойная кривизна струи и указанные эффекты? Во-первых, к тому, что на начальном участке, где струя прогнута вверх, отношение скоростей  $v_1/v_2$  на поверхностях струи становится больше единицы, а следовательно, благодаря эффекту Бернулли возникает подъемная сила  $F_1$ , которая старается поднять этот участок струи вверх. Во-вторых, на конечном участке, где струя прогнута вниз, отношение  $v_3/v_4 < 1$  и будет происходить обратный процесс – возникшая подъемная сила  $F_2$  будет стараться опустить этот участок струи вниз. Учитывая эти тенденции движения частиц струи в поперечном направлении и то, что генеральное направление движение частиц струи происходит в положительном направлении оси  $Ox$ , можно легко спрогнозировать дальнейшую эволюцию формы струи. Через небольшой промежуток времени, во-первых, струя должна почти вся подняться вверх (выше главной оси “сопло-клин”), а, во-вторых, относительно быстро движущийся в направлении  $\varphi$  участок струи  $q$  (он расположен в зоне “языка” 4 и специально затушеван) пронзит медленно движущийся участок струи, прилегающий к нижней грани клина, вследствие чего образуется характерный “грибообразный” вихрь<sup>67</sup>.

Действительно, переходя к рис. 6.56б, на котором изображена форма струи через четверть периода, мы убеждаемся в справедливости этих прогнозов. Анализ формы струи на этом рисунке позволяет убедиться, что и здесь струя имеет двойную кривизну. Это обуславливает появление двух подъемных сил. Одна из них  $F_1$  тянет тело струи вверх, в то время, как вторая  $F_2$  – вниз.

Через время, равное половине периода (см. рис. 6.56в), струя прини-

<sup>66</sup>Выбор знака кривизны имеет чисто условный характер. Поэтому, если средняя линия струи выгнута вверх, будем считать что кривизна положительна, а если вниз – отрицательна.

<sup>67</sup>Иногда вихри такой формы называют “подковообразными” [24, 30].

мает форму, которая точно антисимметрична форме струи, изображенной на рис. 6.56а. И, наконец, через время, равное  $3T/4$  (см. рис. 6.56г), форма струи становится антисимметричной форме струи при  $t = T/2$  (сравни с рис. 6.56б).

Подводя итог проведенному анализу колебаний затопленной струи, натекающей на клин, можно сделать следующие выводы. На участке между соплом и клином струя совершает поперечные автоколебания (осцилляции), тем самым возбуждая в окружающей среде колебания и звуковые волны. Механизм автоколебаний струи имеет чисто гидроаэродинамическую природу, по крайней мере в случаях, когда расстояние между соплом и клином значительно меньше длины излучаемой звуковой волны. Автоколебания обусловлены игрой сил инерции частиц струи, подъемных сил, вызванных эффектом Бернулли, и сил, вызванных ударом струи о грани клина, которые обеспечивают торможение струи и появления значительных градиентов давления на гранях клина в зонах, непосредственно прилегающих к ребру клина.

## Свистки и гудки

Как уже было сказано выше, свистки относятся к газоструйным генераторам звука. А гудки это те же свистки, но имеющие значительно бóльшие размеры и поэтому обладающие более басовитым (низким по частоте) звуком. Свистки используются в быту, спорте, в системах охраны и пр., а гудки чаще всего применяются в системах сигнальных устройств железнодорожного, речного и морского транспорта. Гудки намного мощнее свистков, поскольку питаются от воздухопроводов (или паропроводов) высокого давления, и благодаря большой мощности и относительно низкой частоте своего звука их хорошо слышно на довольно больших расстояниях [8, 194].

Рассмотрим устройство простейшего, всеми знакомого с детства, губного свистка. На рис. 6.57а представлено фото свистка, а на рис. 6.57б – его внутреннее устройство.

Если зажать в губах мундштук и начать с некоторым усилием вдвигать в имеющийся в нем узкий канал воздух, то из отверстия между концом канала и клином начнет излучаться достаточно сильный и чистый тональный звуковой сигнал  $P$  определенной частоты. Почему же возни-

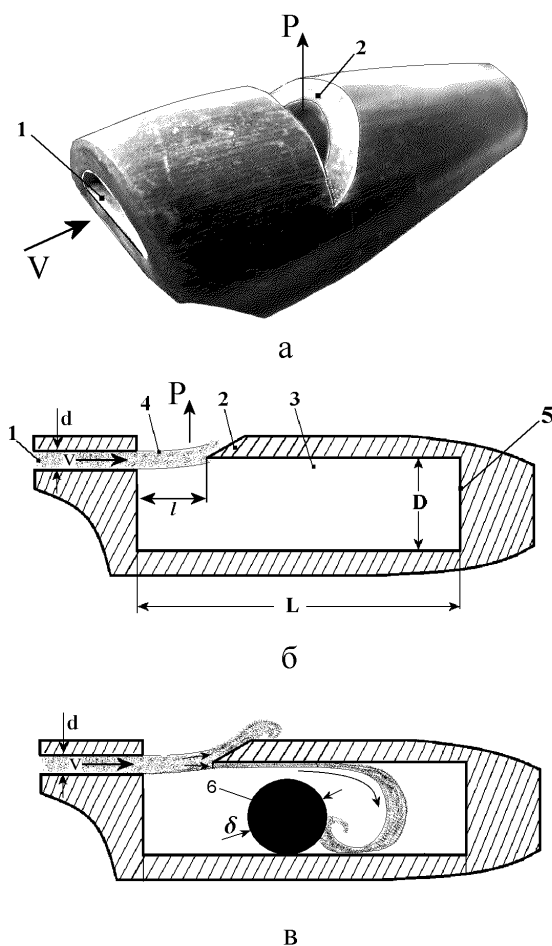


Рис. 6.57. Типичный губной свисток:

а – фото внешнего вида, б – сечение в вертикальной плоскости симметрии, в – свисток с шариком во внутреннем объеме;

1 – мундштук с узким каналом, куда вдувается воздух, 2 – клин, 3 – внутренний объем свистка, 4 – струя, 5 – жесткое дно, 6 – шарик.

кает этот звуковой сигнал? Чтобы выяснить это обратимся к рис. 6.57б, из которого видно, что устройство свистка мало отличается от только что рассмотренного выше простейшего газоструйного генератора звука “сопло-струя-клин”. Действительно, у свистка есть воздуховод и сопло, образованные мундштуком и узким каналом, и есть клин, на который на-текает струя, выходящая из конца канала. Естественно, что при наличии всех этих элементов струя обязательно начнет совершать поперечные ко-

лебания и тем самым возбуждать в окружающей среде звуковые волны. Тем не менее, губной свисток обладает такими акустическими характеристиками, которые существенно отличаются от акустических характеристик простейшего газоструйного генератора звука “сопло-струя-клин”, который мы рассмотрели выше. Остановимся на них подробнее.

Прежде всего выясним как зависит частота звуковых волн, генерируемых свистком, от скорости струи, текущей в узком канале мундштука. С этой целью мы провели соответствующие лабораторные измерения в Институте гидромеханики Национальной академии наук Украины [195] и установили, что в относительно широком диапазоне скоростей струи основная частота  $f_0$  (и ее гармонические составляющие  $f_1$  и  $f_2$ ), генерируемых свистком звуков, практически не зависят от скорости струи. В качестве иллюстрации на рис. 6.58а представлен один из графиков, полученных в ходе экспериментов со свистком, изображенным на рис. 6.57а,б. При этом геометрические размеры свистка имели следующие значения:  $d = 2.3\text{мм}$ ,  $D = 8\text{мм}$ ,  $l = 4\text{мм}$  и  $L = 22\text{мм}$ . Как видно, при изменении скорости струи от порогового значения<sup>68</sup> 20 м/с и вплоть до 80 м/с основная частота  $f_0$  звуковых волн изменяется от 3.6 кГц до 3.8 кГц, т.е. всего на 5.3%. Если вспомнить, что у струйного генератора звука “сопло-струя-клин”, который мы рассмотрели чуть выше (а также генерации звука при обтекании потоком цилиндра и ниши) частоты генерируемого звука всегда росли прямо пропорциональны скорости потока, то зависимость на рис. 6.58а выглядит по меньшей мере парадоксальной. На рис. 6.58б представлен также спектр звуковых колебаний свистка при фиксированной скорости струи в канале мундштука  $V = 60\text{м/с}$ . Здесь хорошо видно, что львиная доля звуковой энергии, излучаемой свистком, приходится на основную частоту  $f_0$ , поскольку энергетический уровень остальных гармоник значительно ниже уровня основной частоты. Этот факт указывает на то, что свисток излучает практически тональный звук.

В чем же причина такой стабильности частоты звука, генерируемого свистком, и ее независимости от скорости струи? Все дело в том, что свисток имеет внутренний объем 3 (см. рис. 6.57б), который представляет собой отрезок узкой трубы с закрытым дном. Оценим волновую

---

<sup>68</sup>Пороговое значение скорости струи это та ее величина, при которой начинается генерация звука.



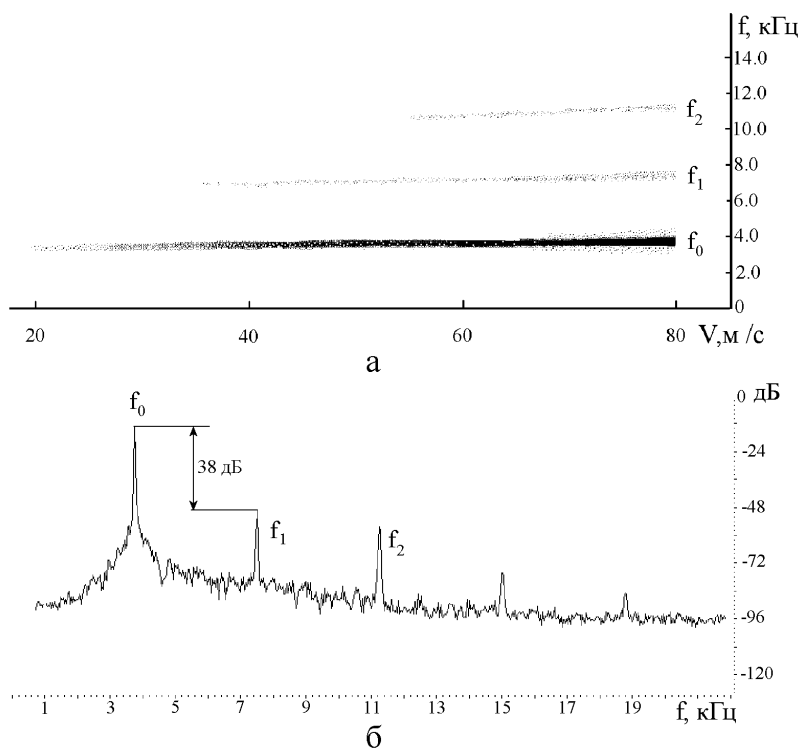


Рис. 6.58. Частотные характеристики звуковых колебаний, генерируемые свистком:

а – зависимость частоты звуковых колебаний от скорости  $V$  струи в узком канале мундштука (здесь увеличение уровня насыщения графиков черным цветом соответствует увеличению силы, излучаемого звука), б – спектр мощности звуковых колебаний при  $V = 60$  м/с.

длину этой трубы как

$$L/\lambda_0 = Lf_0/c = 0.247,$$

здесь  $\lambda_0 = 1/f_0$ ,  $c = 330$  м/с – скорость звука в воздухе,  $L = 0.022$  м, а величину  $f_0$  мы взяли равной 3700 Гц, исходя из графика на рис. 6.58б.

Как следует из этой оценки, длина трубы на основной частоте практически равна четверти длины излучаемой волны, а ее диаметр и того меньше, всего 0.09 длины волны. В акустике такие трубы называются узкими (в волновом смысле [20, 21, 193]) и представляют собой четвертьволновые резонаторы [4, 5, 20, 23]. Именно наличие в свистке такого акустического резонатора и обеспечивает независимость частоты излучаемого звука от скорости струи. Каков же механизм воздействия

резонатора на поперечные колебания струи, приводящий к стабилизации частоты ее колебаний? Чтобы разобраться в этом механизме нам предварительно потребуется вспомнить некоторые особенности распространения звука в узких жестких трубах ограниченной длины [20]. Для этого обратимся к рис. 6.59.

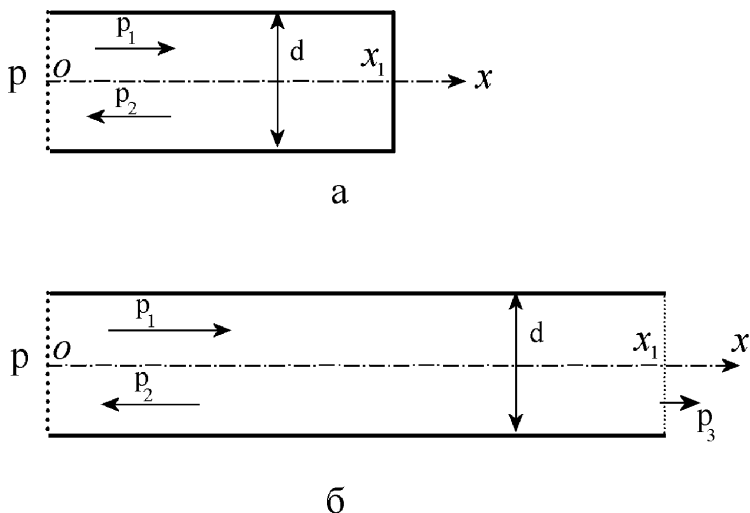


Рис. 6.59. Узкие жесткие трубы ограниченной длины:  
а – труба с закрытым дном, б – труба с открытым дном.

Будем полагать, что на входе труб в их сечениях  $x = 0$  задано некоторое, гармонически изменяющееся от времени, давление  $P$ . Тогда в трубе будут существовать две звуковые волны: прямая волна  $P_1$ , бегущая в положительном направлении оси  $Ox$ , и отраженная от конца трубы волна  $P_2$ , бегущая в обратном направлении<sup>69</sup>. Отношение отраженной волны к прямой волне называется в акустике коэффициентом отражения  $k_{\text{отр}}$  и в общем случае описывается следующей простой формулой [20]:

$$k_{\text{отр}} = \frac{P_2}{P_1} = -\frac{\rho c - Z}{\rho c + Z}, \quad (6.16)$$

где  $\rho c$  – волновое сопротивление среды (для воздуха это  $420 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ ), а  $Z$  – импеданс конца трубы в сечении  $x = x_1$ .

<sup>69</sup>Полагаем, что в среде, заполняющей трубы, потери отсутствуют, а их стенки абсолютно жесткие. Эти предположения вполне оправданы, поскольку длина труб невелика а волновое сопротивление их стенок на порядки выше волнового сопротивления заполняющего их воздуха.

Теперь оценим коэффициент отражения в трубе с жестким дном (рис. 6.59а). Поскольку на поверхности жесткого дна колебательная скорость в звуковой волне стремится к нулю, величина импеданса дна  $Z \rightarrow \infty$  и из (6.16) непосредственно следует  $k_{\text{отр}} = 1$ . Физически это означает, что амплитуда отраженной волны равна амплитуде падающей волны, а ее фаза после акта отражения от жесткого дна не изменяется. Иными словами, если мы будем следить, например за гребнем (пучностью) падающей волны (где давление максимально высокое), то после его отражения от дна он так и останется гребнем, хотя теперь будет двигаться в обратную сторону.

Рассмотрим случай, когда труба открыта<sup>70</sup> (рис. 6.59б). Здесь ситуация несколько сложнее, поскольку некоторая часть  $P_3$  падающей волны покидает трубу безвозвратно. Поэтому всегда будет иметь место неравенство  $k_{\text{отр}} < 1$ . Однако именно для узких труб коэффициент отражения хоть и будет формально меньше единицы, но очень незначительно от нее отличаться. Покажем это.

Прежде всего необходимо оценить импеданс открытой трубы в сечении  $x = x_1$ . Для этого, в первом приближении, можно воспользоваться выражением для импеданса поршня в бесконечном экране, точное выражение которого получил еще Рэлей [5]. Поскольку диаметр узкой трубы значительно меньше длины волны, разумно использовать известную низкочастотную асимптотику этого выражения [20]

$$Z \approx \rho c (kr)^2 / 2 - i \rho c 8(kr) / 3\pi, \quad (6.17)$$

где  $k$  – волновое число,  $r = d/2$ .

Тогда коэффициент отражения от открытого конца трубы будет иметь следующий вид:

$$k_{\text{отр}} = \frac{P_2}{P_1} \approx - \frac{\rho c - (\rho c (kr)^2 / 2 - i \rho c 8(kr) / 3\pi)}{\rho c + (\rho c (kr)^2 / 2 - j \rho c 8(kr) / 3\pi)}. \quad (6.18)$$

Теперь вполне очевидно, что при условии малости величины  $kr$ , по сравнению с единицей, члены в круглых скобках, стоящие в числителе и знаменателе, будут величинами второго и третьего порядка малости по сравнению с  $\rho c$ . Поэтому для узкой открытой трубы можно приближенно считать  $k_{\text{отр}} \approx -1$ . Физически это означает, что амплитуда отраженной волны чуть меньше амплитуды падающей волны, а вот ее фаза после

<sup>70</sup>Для анализа механизма стабилизации частоты звука, генерируемого свистком, нам вполне достаточно было рассмотреть волновой процесс в трубе с жестким дном. Однако ниже мы будем изучать работу органных труб, дно которых чаще делают открытым.

акта отражения от открытого конца изменяется на  $180^0$ . Иными словами, если мы будем следить, например за гребнем (пучностью) падающей волны (где давление максимально высокое), то после его отражения от конца трубы он превратится во впадину, имеющую максимально низкое давление.

На этом экскурс в акустику узких коротких труб мы закончим и приступим к анализу взаимодействия струи в свистке со звуковыми волнами, распространяющимися в его внутреннем объеме. Сценарий этого взаимодействия прекрасно описал А. А. Харкевич в своей книге [87] и мы в основном будем его придерживаться.

Предположим в районе клина образовалась область сжатия воздуха, см. рис. 6.60а. Эта область, двигаясь вправо, достигнет жесткого дна,

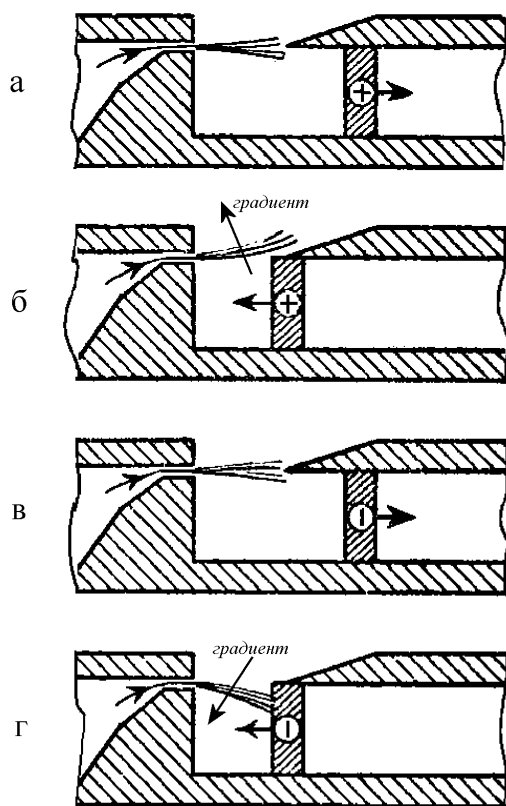


Рис. 6.60. Взаимодействие струи и звуковой волны в свистке (знаками “+” и “-” условно обозначены области сжатия и разрежения воздуха соответственно).

отразится от него и прибудет в район клина. Поскольку давление здесь становится больше внешнего давления воздуха, окружающего свисток, возникает градиент давления, который отклоняет струю наружу (см. рис. 6.60б). Теперь эта прибывшая область сжатия отражается от открытого отверстия<sup>71</sup> в свистке (сбоку между концом канала и клином) и движется ко дну свистка, но уже в виде области разряжения (рис. 6.60в). После нового отражения от жесткого дна эта область разряжения возвращается в район клина. Теперь в районе клина давление становится ниже, чем внешнее давление, и возникает градиент давления, который отклоняет струю внутрь свистка (см. рис. 6.60г) и кладется начало новому циклу.

Таким образом, для свистка продолжительность одного цикла колебаний струи равна учетверенному времени пробега звуковой волны в один конец внутренней полости свистка. Поэтому основная частота свистка должна определяться выражением

$$f_0 \approx \frac{1}{4} \frac{c}{L}. \quad (6.19)$$

Из изложенного совершенно ясно, что обратная связь в свистке имеет акустический характер и ее действие полностью аналогично действию обратной связи в случае сирены с трубой, которую мы рассматривали значительно выше. Обобщая эти факты, можно сделать фундаментальный вывод:

- если основная частота звуковых колебаний, генерируемых за счет автоколебаний гидроаэродинамического излучателя, практически не зависит от скорости потока, то обратная связь имеет акустическую природу;

- если основная частота звуковых колебаний растет пропорционально скорости потока, то обратная связь имеет гидроаэродинамическую природу.

Есть еще одно очень важное для практики свойство свистка. Его коэффициент полезного действия может достигать 20-25% [8]. И обусловлено это прежде всего тем, что свисток, как вполне очевидно, является излучателем монопольного типа в отличие от рассмотренного выше простейшего излучателя “сопло-струя-клин”, который является дипольным

---

<sup>71</sup>То, что отверстие расположено не на дне, а сбоку, для узких труб принципиального значения не имеет. Поэтому внутренний объем свистка следует рассматривать как узкую трубу, открытую на одном конце и закрытую на другом.

излучателем. Именно поэтому звук свистка хорошо слышен на довольно больших расстояниях. Например, губной свисток слышен на расстояниях до сотни метров и более, а мощный гудок морского теплохода слышен за несколько километров.

В заключение приведем еще одну любопытную конструкцию губного свистка, который используется как средство сигнализации работниками полиции (милиции). В такой конструкции во внутренний объем свистка помещают маленький легкий шарик из пробки или пенопласта. Диаметр шарика  $\delta$  делают чуть больше размера  $l$  щели (см. рис. 6.57в), чтобы он не мог выпасть из внутренней полости свистка. Во время работы свистка шарик под воздействием струи начинает беспорядочно двигаться во внутреннем объеме и периодически перекрывает щель длиной  $l$ . В результате звуковые колебания периодически прерываются и звуковой сигнал свистка приобретает характер мелодичной трели. По сути происходит своеобразная амплитудная модуляция основного тона свистка [190]. Для иллюстрации характера такой модуляции на рис. 6.61а представлен короткий фрагмент осциллограммы звукового сигнала  $f(t)$  свистка при наличии шарика в его внутренней полости. Как видно, шарик действительно модулирует основной тон свистка (модулирующий сигнал  $F(t)$  выделен из сигнала  $f(t)$  и представлен на рис. 6.61б) и, на первый взгляд, этот модулирующий сигнал носит достаточно хаотичный характер. Иными словами период сигнала модуляции не является постоянной величиной и непредсказуемо изменяется во времени. В связи с этим возникает любопытный вопрос: действительно ли сигнал модуляции совершенно случаен, или все таки какая-то закономерность в нем существует. Чтобы ответить на этот вопрос нам необходимо проанализировать этот модуляционный сигнал одним из методов, принятых в хаотической динамике <sup>72</sup>.

С этой целью мы воспользуемся сравнительно простым методом, суть которого заключается в следующем. Разобьем функцию  $F(t)$  на равные отрезки  $\delta\tau$ , а точки, разделяющие отрезки, перенумеруем и обозначим  $\dots\tau_{n-1}, \tau_n, \tau_{n+1}, \tau_{n+2}\dots$  (здесь  $n = 1, 2, 3, 4\dots$ ), см. рис. 6.61б. Далее, в трехмерном пространстве нанесем точки, положение каждой из кото-

---

<sup>72</sup>Хаотическая динамика (или нелинейная динамика) сравнительно недавно возникшая новая научная дисциплина, изучающая нелинейную динамику процессов в физике, химии, биологии и пр. Ее большой заслугой является обнаружение определенных закономерностей в, казалось бы, совершенно случайных процессах. Класс процессов, в которых такие закономерности обнаруживаются, был назван “детерминированным хаосом”, см., например, [191, 192].

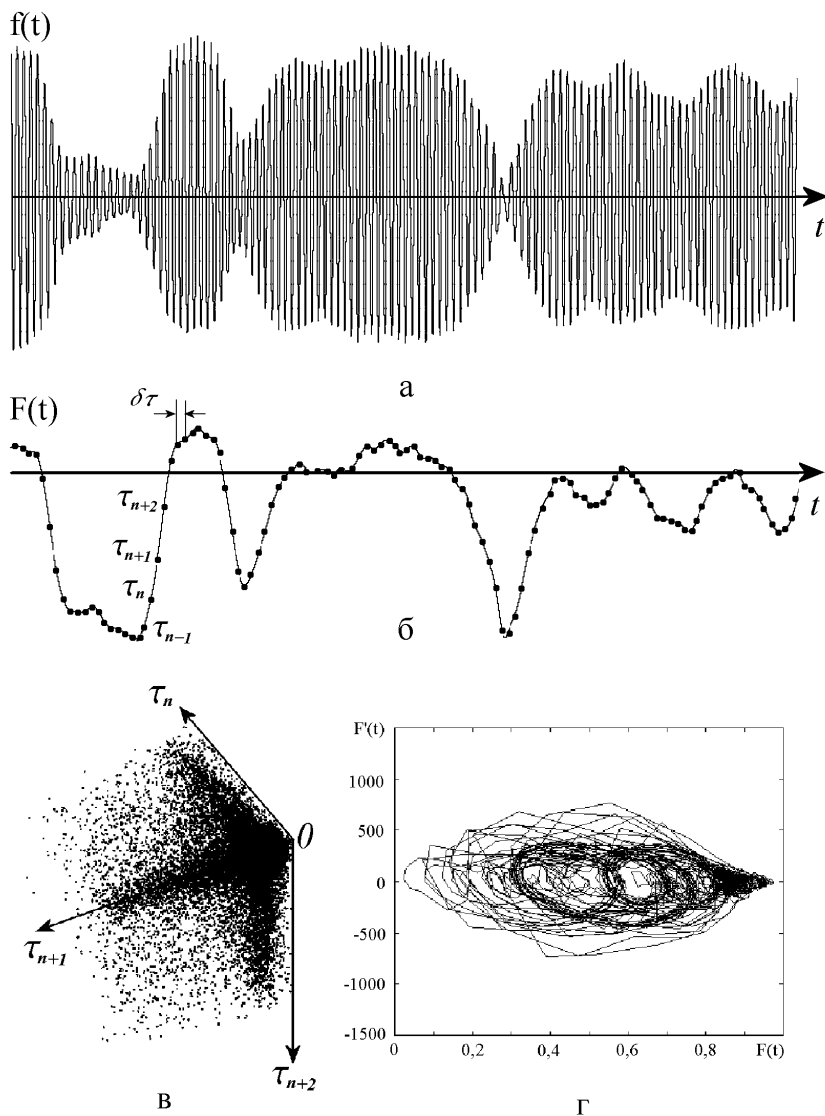


Рис. 6.61. а – короткий фрагмент осциллограммы звукового сигнала  $f(t)$  свистка с шариком в его внутренней полости; частота основного тона около 4 кГц; б – тот же фрагмент осциллограммы, но уже выделенного из  $f(t)$  модулирующего сигнала  $F(t)$  (т.е. огибающей сигнала  $f(t)$ ), который лежит в диапазоне частот примерно от 20 Гц до 200 Гц; в – трехмерное сечение Пуанкаре модулирующего сигнала  $F(t)$ ; г – отображение модулирующего сигнала на фазовой плоскости.

рых определено координатами функции  $F(t)$  в точках  $\tau_{n-1}$ ,  $\tau_n$ ,  $\tau_{n+1}$ , затем  $\tau_n$ ,  $\tau_{n+1}$ ,  $\tau_{n+2}$  и т.д. Полученное таким образом отображение (см. рис. 6.61в) называется сечением Пуанкаре [191, 192]. Теперь попробуем мысленно представить несколько разных случаев модуляции основного тона свистка.

Прежде всего рассмотрим тривиальный случай, когда модуляция полностью отсутствует, т.е.  $F(t) = 0$ . Тогда очевидно, что все координаты точек  $\tau_n = 0$  и в трехмерном пространстве сечение Пуанкаре будет представлять собой одну точку в начале координат. Далее представим себе, что модуляционный сигнал абсолютно случайный. Тогда очевидно, что сечение Пуанкаре будет иметь вид четвертушки сферы плотно заполненной точками. Радиус такой  $1/4$  сферы будет определяться глубиной модуляции основного тона случайным сигналом. Иными словами, чем больше амплитуда случайного сигнала (по отношению к амплитуде основного тона), тем радиус сферы будет больше.

В нашем случае явно просматривается относительно небольшая четвертушка сферы с центром в точке 0 и исходящие от нее три “струи”, параллельные координатным осям. Наличие такой четвертушки сферы указывает на то, что в сигнале имеется сравнительно небольшая абсолютно случайная компонента. Что касается “струй”, то можно предположить, что их появление обусловлено спецификой движения шарика внутри свистка. Действительно, шарик может двигаться вдоль внутренней полости свистка, попеременно ударяясь то в дно полости, то в щель, см. рис. 6.57в. В то же время, у него есть возможность совершать и небольшие поперечные движения<sup>73</sup>, ударяясь и отскакивая от боковых стенок внутреннего объема свистка. Таким образом, траектория движения шарика будет достаточно сложной (зигзагообразной) и время его пробега от щели до дна и обратно будет зависеть не только от скорости потока во внутреннем объеме свистка, но и от того сколько раз на этом пути он ударился и отразился от боковых стенок. Однако с известной долей вероятности можно утверждать, что несмотря на такую сложность траекторий, количество степеней свободы движения шарика во внутреннем объеме свистка все же ограничено. И какие-то характерные траектории его движения могут повторяться чаще, чем остальные. Поэтому следует ожидать, что в сечении Пуанкаре должна появиться

---

<sup>73</sup>Такие движения возможны, поскольку диаметр шарика несколько меньше диаметра внутреннего объема свистка.



некоторая упорядоченность, что мы и наблюдаем в виде характерных “струй” на отображении рис. 6.61в.

Если говорить в терминах теории сигналов, то модуляционный сигнал, обусловленный таким движением шарика, естественно должен быть достаточно широкополосным. Однако какие-то компоненты этого сигнала должны все таки превалировать. Чтобы это проверить мы провели спектральный анализ модулирующего сигнала, изображенного на рис. 6.61б, и обнаружили, что в области частот от 30 Гц до 45 Гц наблюдается заметный подъем уровня спектральных составляющих примерно на 8 дБ. Интересен и фазовый портрет модулирующего сигнала, который изображен на рис. 6.61г. Здесь можно заметить некие довольно устойчивые циклы движения точки, образующие на фазовой плоскости что-то подобное эллипсам. Это еще одно указание, подтверждающее наличие некоторой упорядоченности движения шарика во внутренней полости свистка.

Таким образом, из этого краткого анализа можно заключить, что модулирующий сигнал, появление которого обусловлено движением шарика во внутренней полости свистка, не абсолютно хаотичен, а обладает некоторым своеобразным внутренним порядком.

## Флейта Пана

Теперь кратко рассмотрим еще одну простейшую конструкцию свистка, которая известна с незапамятных времен и на основе которой в античную эпоху был создан оригинальный музыкальный инструмент – флейта Пана [23]. Флейта Пана в настоящее время широко известна как народный инструмент, хотя в некоторых случаях она находит применение и в классических профессиональных оркестрах. Флейта Пана представляет собой набор, состоящий из разных по высоте жестких узких<sup>74</sup> трубок, закрытых снизу жестким дном. Высота трубок подбирается так, чтобы обеспечить определенный музыкальный звукоряд, необходимый для исполнения музыкальных произведений. Исполнитель через губы выдувает струю воздуха над верхними открытыми отверстиями трубок, в результате чего внутренний объем воздуха в трубках резонирует на своих собственных частотах и вынуждает струю совершать поперечные

---

<sup>74</sup>Как и раньше, под термином “узкий” понимается малый по сравнению с длиной волны.

колебания (этот процесс совершенно аналогичен процессу, с которым мы имели дело в губном свистке). Колебания струи, в свою очередь, возбуждают звуковые колебания в окружающем флейту воздухе. Таким образом, последовательно выдувая струю над разными трубками, исполнитель и создает соответствующие музыкальные мелодии. На рис. 6.62а изображен общий вид флейты Пана, а на рис. 6.62б – сечение одной из трубок. Заметим, что трубку, при таком способе воздействия на нее струи, можно рассматривать и как узкую нишу с большим отношением  $L/d$ .

Д.И. Блохинцев в своей монографии [53] достаточно большое внимание уделил вопросу генерации звука таким типом свистка и показал, что частота генерируемых им звуковых волн определяется таким же выражением, как и в случае рассмотренного выше губного свистка (см. (6.19)):

$$f_n \approx (2n + 1)c/4L; \quad n = 0, 1, 2, \dots,$$

где  $c$ , как и ранее, обозначает скорость звука в воздухе.

Мы провели измерение спектра частот звуковых колебаний рассмат-

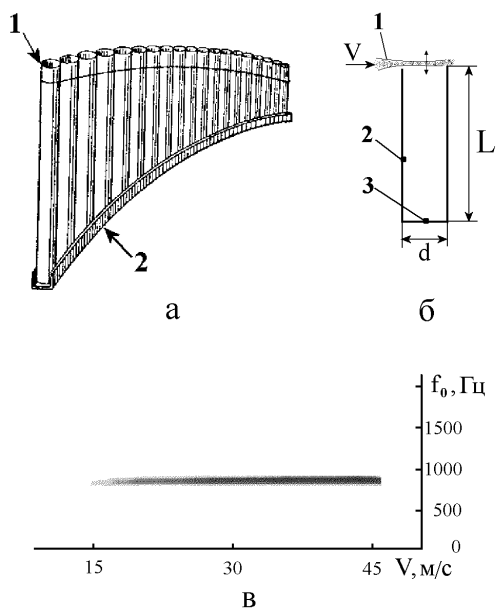


Рис. 6.62. а – Общий вид флейты Пана (1 - трубки, 2 - обойма); б – сечение одной трубки (1 – струя воздуха, 2 – трубка, 3 – дно трубки); в – зависимость частоты основного тона, генерируемого трубкой, от скорости струи, при  $d = 0.01\text{м}$  и  $L = 0.107\text{м}$  (увеличение уровня насыщения графика черным цветом соответствует увеличению силы, излучаемого звука).

риваемого свистка в зависимости от скорости струи  $V$  (см. рис. 6.62в). Как видно, значение частоты основного тона  $f_0$  практически не зависит от скорости струи  $V$ . Этот факт однозначно указывает на то, что частота звуковых колебаний полностью определяется резонансными свойствами узкой трубки, с жестким дном. И механизм генерации звука у флейты Пана абсолютно аналогичен механизму генерации звука, который имеет место в обычном губном свистке, рассмотренном нами выше.

## Орган

Современный орган – это самый большой и самый сложный музыкальный инструмент. Он является творческим плодом инженеров многих специальностей – акустиков, механиков, материаловедов, электронщиков и, конечно, музыкантов. История органа насчитывает не менее 2000 лет. Мы уже выше упоминали античного инженера Ктесибия из Александрии (2-1 век до н.э.), который считается изобретателем органа. Однако подлинный инженерный прорыв, который положил начало созданию органа в современном представлении, по видимому, произошел в ранний период средневековья. Органы той поры были относительно невелики и состояли из сравнительно небольшого количества труб (не более 40). На рис. 6.63 представлена копия средневековой гравюры [196], на которой изображен орган и два монаха. Один монах играет, а другой (на переднем плане стоит на коленях) руками приводит в движения меха, от которых подается сжатый воздух к трубам. Позже, орган непрерывно совершенствовался и становился не только прекрасным музыкальным инструментом, но и изящным предметом искусства (см. рис. 6.64). Современный орган – это выдающееся инженерное сооружение, насыщенное автоматикой и электроникой, и имеющее в своем составе несколько сотен труб. Мощность его звучания огромна, а частотный диапазон охватывает весь спектр звуков, который способен услышать изощренный слух профессионального музыканта. Современный орган позволяет исполнять музыкальные произведения любой сложности. В качестве иллюстрации на рис. 6.65 представлено фото современного европейского органа. Несмотря на колоссальный технологический прогресс в деле создания органов, конструкция их самого важного узла – органной трубы по своей сути остается неизменной и

представляет собой свисток, внутренний объем которого выполнен чаще всего в виде открытой трубы. Необходимая высота звукового тона органной трубы обеспечивается соответствующим выбором длины трубы (см. [5, 23, 86, 87, 94, 106, 196, 197] и библиографию в них). Поэтому, чтобы иметь весь необходимый набор звуковых тонов, требуемых для исполнения музыкальных произведений, орган комплектуют весьма большим количеством органных труб разной длины и разного калибра.

Рассмотрим как работает органная труба, для чего обратимся к рис. 6.66, на котором схематически изображено сечения органной трубы. От компрессора сжатый воздух через патрубок 1 подается в камеру 2. Далее воздух поступает в узкую щель 3, где его скорость значительно увеличивается, и выходя из щели он образует тонкую струю, которая натекает на клин 4. Имеется также внутренний объем, представляющий собой отрезок узкой открытой трубы 5. Как видим, все конструктивные элементы органной трубы принципиально не отличаются от элементов свистка. Теперь рассмотрим как струя будет взаимодействовать со звуковой волной, распространяющейся в открытой трубе.

Предположим, что в некоторый начальный момент, в результате вду-

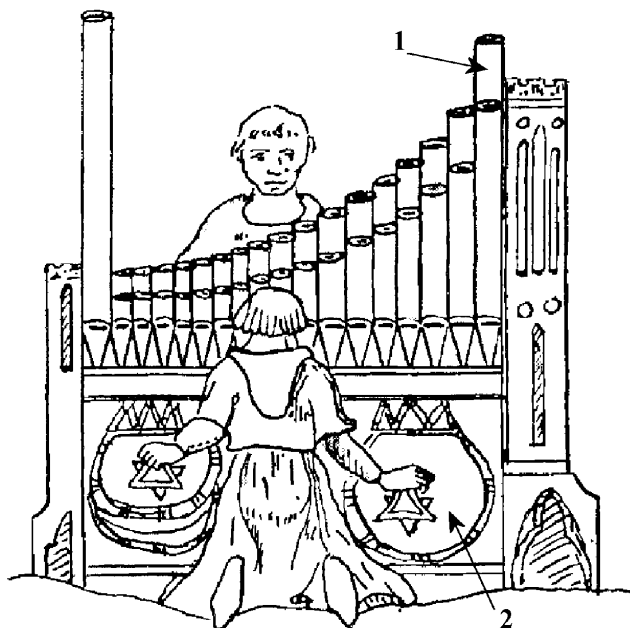


Рис. 6.63. Орган раннего средневековья:  
1 – трубы, 2 – меха.

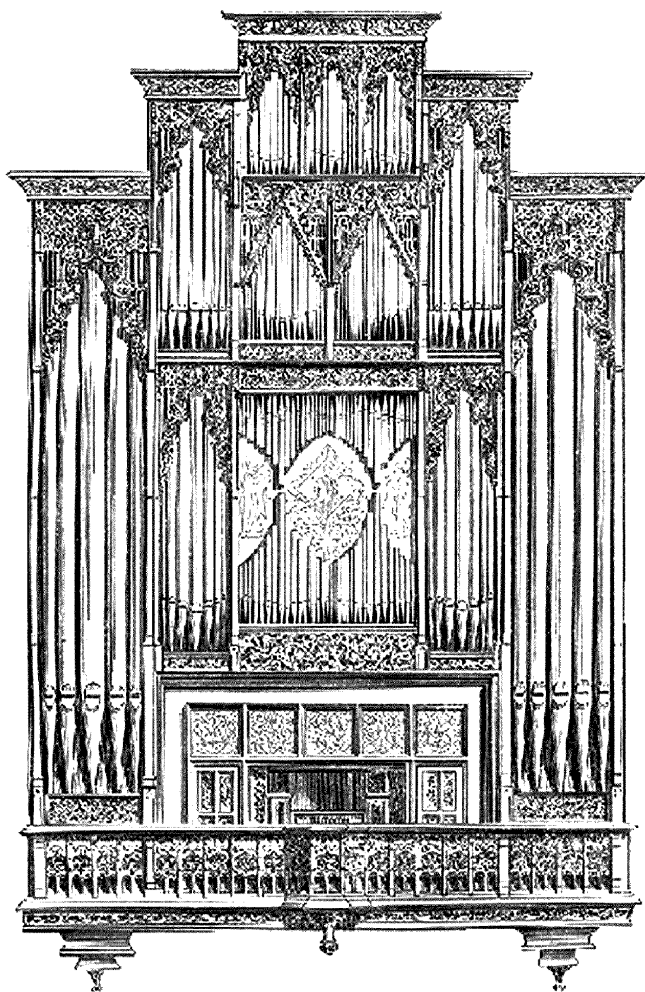


Рис. 6.64. Средневековый орган.

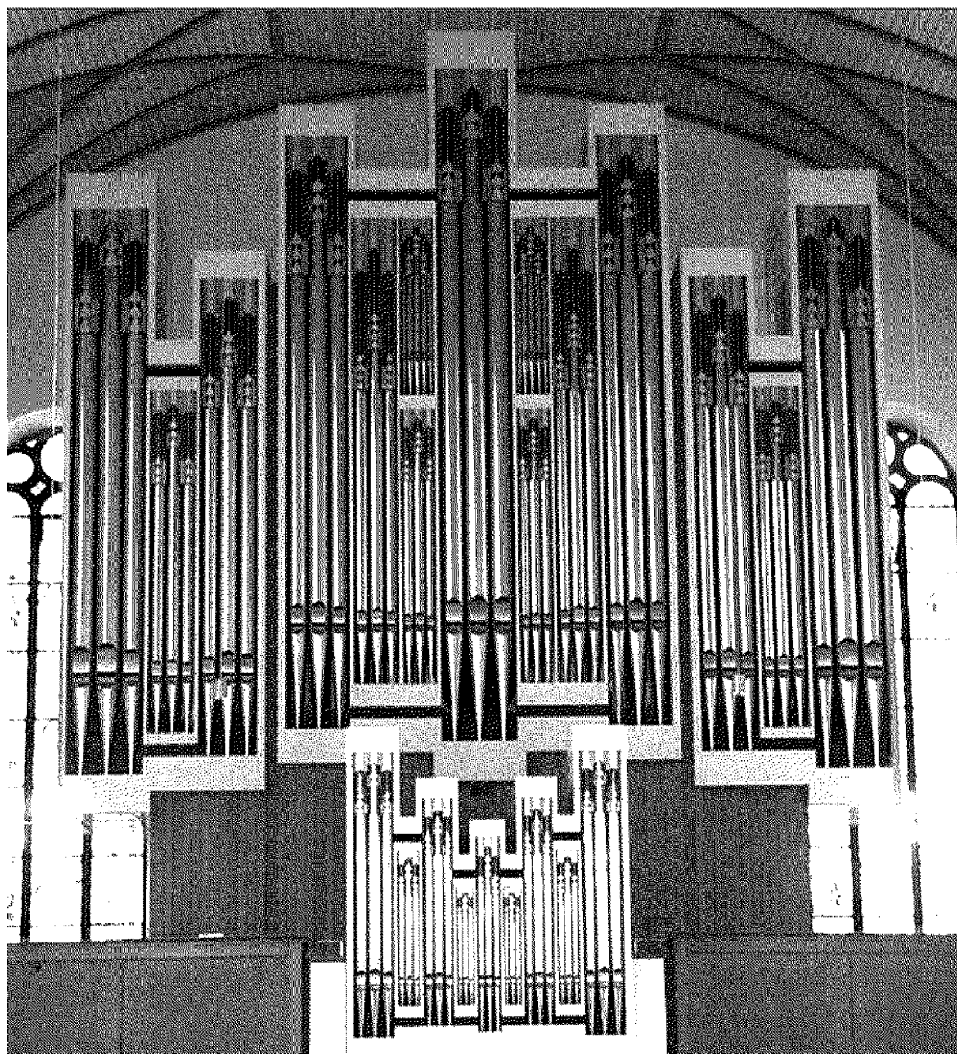


Рис. 6.65. Орган, установленный в одном из музыкальных центров г. Франкфурта (Германия).

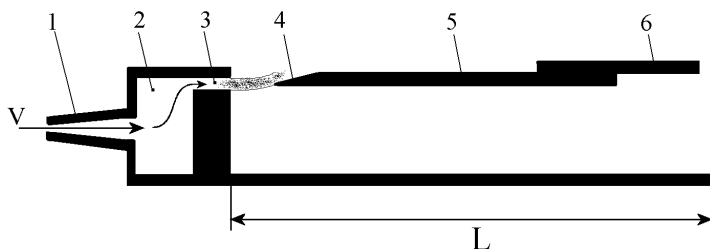


Рис. 6.66. Сечение органной трубы:

1 – входной патрубков, 2 – камера, 3 – щель, 4 – клин, 5 – труба, 6 – заслонка.

вания воздуха в щель, в начале трубы возникла область сжатия воздуха. Эта область сжатия со скоростью звука побежит к концу трубы. Как мы установили выше, после отражения от открытого конца трубы эта область сжатия превратится в область разрежения. Когда она достигнет начала трубы (района между щелью и клином), то давление здесь будет ниже внешнего (атмосферного) давления, появится градиент давления, который заставит струю отклониться внутрь трубы. В свою очередь, область разрежения, отразившись от отверстия между щелью и клином, превратится в область сжатия, в результате чего градиент давления меняет направление и заставит струю отклониться наружу. В то же время, эта новая область сжатия снова побежит к открытому концу трубы и т.д.

Таким образом, один полный цикл  $T_0$  поперечных колебаний струи совершается за время пробега звуковой волны по трубе в обоих направлениях, т.е.  $T_0 = 2L/c$ . Отсюда основная частота  $f_0$  звуковых колебаний органной трубы определится как

$$f_0 \approx \frac{1}{2} \frac{c}{L}. \quad (6.20)$$

Сравнивая последнее выражение с (6.19), которое определяет основную частоту свистка, можно заметить, что они отличаются только коэффициентом перед отношением  $c/L$ .

Следовательно, совершенно также, как и в свистке, механизм обратной связи, обеспечивающий автоколебания в органной трубе, имеет акустический характер.

Обратим внимание на тот факт, что выражения (6.19) и (6.20) не абсолютно точно определяют величины частот. И связано это с тем, что при

отражении звуковых волн от открытого конца трубы некоторая часть воздуха, окружающая конец трубы с внешней стороны, также вовлекается в движение. На это явление в свое время указал еще Рэлей [5] и массу этой части воздуха принято сейчас называть присоединенной массой. Поскольку каждая труба в органе должна быть очень точно настроена на определенную частоту, на конце трубы иногда предусматривают заслонку (см. позицию 6 на рис. 6.66), которая облегчает задачу настройки. Двигая заслонку вдоль трубы, можно в некоторых пределах изменять длину трубы и, соответственно, настраивать органную трубу на требуемую частоту.

## Манок и каналы со стенозами

Вначале рассмотрим один любопытный прибор, который известен как манок. Манок – это небольшой обычно кустарный прибор, с помощью которого охотники, издавая характерный свист, приманивают птиц [198]. Иногда его называют просто пичик или охотничий свисток для приманки птиц. Скорее всего манок использовался охотниками с незапамятных времен, однако в охотничьей литературе он впервые был упомянут в 1854 году в США (историческую справку можно посмотреть, например, на сайте [www.huntclub.ru](http://www.huntclub.ru)). В настоящее время выпускается масса конструкций манков (в том числе и современных – электронных), имитирующих голоса различных пород птиц и мелких зверей, см., например



Рис. 6.67. Внешний вид некоторых современных манков.



рис. 6.67. Однако нас манок будет интересовать прежде всего как еще один любопытный струйный генератор звуковых колебаний. Кстати, в последнее время принцип его работы заинтересовал многих исследователей, в том числе и специалистов, которые изучают природу возникновения дыхательных шумов человека, о чем мы более подробно расскажем ниже. Кроме этого, манок нередко используется и в современной технике, как сигнальный прибор. Например, всем хорошо известный свисток, который надевается на носик бытового чайника. Этот свисток конструктивно ничем не отличается от манка. Когда вода в чайнике закипает и давление пара в нем повышается, пар начинает проходить сквозь этот свисток, в результате чего генерируется хорошо слышимый свистящий звук, сигнализирующий о том, что чайник закипел.

Одна из типичных конструктивных схем манка изображена на рис. 6.68. Как видно, она содержит входной загубник 1, соединенный с более широким отрезком трубы, в котором имеются два сужения (стеноза<sup>75</sup>) – входное 2 и выходное 3. На конец трубы обычно надевают рупор 5 для лучшего согласования такого источника звука с окружающей средой. Как видно, конструкция манка по сути представляет собой канал с двумя стенозами.

Если загубник зажать губами и начать вдвухвать в камеру воздух, то из выходного отверстия 4 помимо струи воздуха начнет исходить тональный звук  $P$ . Путем соответствующего подбора геометрических параметров сужений, расстояния между ними и силы, с которой вдвухвается воздух, можно добиться звуков, очень напоминающих звуки, издаваемые птицами. В свое время Рэлей проявил большой интерес к манку, как аэродинамическому генератору звуковых колебаний. В своей монографии [5] он отмечает, что впервые частоту  $f_0$  звуковых колебаний, генерируемых манком, оценил Зондхаусс (Sondhauss)<sup>76</sup> еще в 1854 году. Эмпирически он установил, что

$$f_0 \approx \frac{V}{l} F(d/l),$$

где  $V$  – скорость потока воздуха во входном сужении,  $l$  – расстояние между сужениями,  $F(d/l)$  – некоторая величина, зависящая от отношения  $d/l$ . Как мы сейчас уже понимаем, величина  $F(d/l)$  по сути есть число Струхалья.

<sup>75</sup>Стеноз – это локальное сужение в каналах

<sup>76</sup>К сожалению пионерская работа Зондхаусса в журнале *Pogg. Ann.*, 1854, *v.XCI*, *p.126* нам была недоступна.

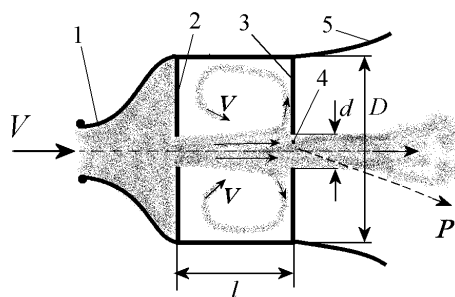


Рис. 6.68. Одна из типичных конструктивных схем манка:  
 1 – входной загубник, 2 – входное сужение, 3 – выходное сужение,  
 4 – выходное отверстие, 5 – небольшой рупор.

Таким образом, впервые было установлено, что частота звуковых колебаний, генерируемых манком, прямо пропорциональна скорости потока и обратно пропорциональна расстоянию между входным и выходным сужениями. И, как мы уже видели, фундаментальная зависимость такого рода весьма характерна для многих гидроаэродинамических генераторов звуковых колебаний.

Какого-либо четкого объяснения механизма генерации звука манком Рэлей не дал. Он только заметил “...сам факт, что он (манок) вообще звучит, по-видимому, показывает, что поток воздуха, проходящего сквозь манок, переменный...”. Эта догадка, как будет видно дальше, в определенной мере оправдалась.

В XX веке научный интерес к аэродинамическим генераторам звука, конструктивно устроенным подобно манку, продолжал оставаться сравнительно высоким (см., например, [97–99, 199, 200] и библиографию в них). Причины такого интереса можно объяснить, с одной стороны, естественной научной любознательностью, а с другой – необходимостью ответить на ряд вопросов, поставленных практикой. Например, почему поток порождает звук в трубах и каналах, имеющих сужения (стенозы)? Как с этим явлением бороться, или как его использовать для технических нужд? Кстати, как выяснилось в дальнейшем, генерация мощных звуковых волн может возникнуть и в трубах топливопроводов и газопроводов высокого давления, где имеются сужения их сечения в виде различных регулировочных вентилях и заслонок. Возникшие звуковые колебания могут вызвать значительные вибрации отдельных участков

труб и их разрушение. Возможны также нарушения режимов автоматического регулирования подачи топлива в тепловые двигатели, в частности в ракетные двигатели. Наконец такой, возможно не очень важный, но весьма любопытный вопрос: как объяснить способность человека свистеть? Какие при этом специфические движения воздуха происходят в ротовой полости?

Экспериментальная работа [98], появившаяся в 1970 году, частично ответила на эти вопросы. Были получены обширные количественные данные о зависимости частоты  $f_0$ , излучаемых манком звуковых колебаний, от скорости  $V$  струи в отверстии первого сужения. В качестве иллюстрации, на рис. 6.69 представлены некоторые из этих данных. Как

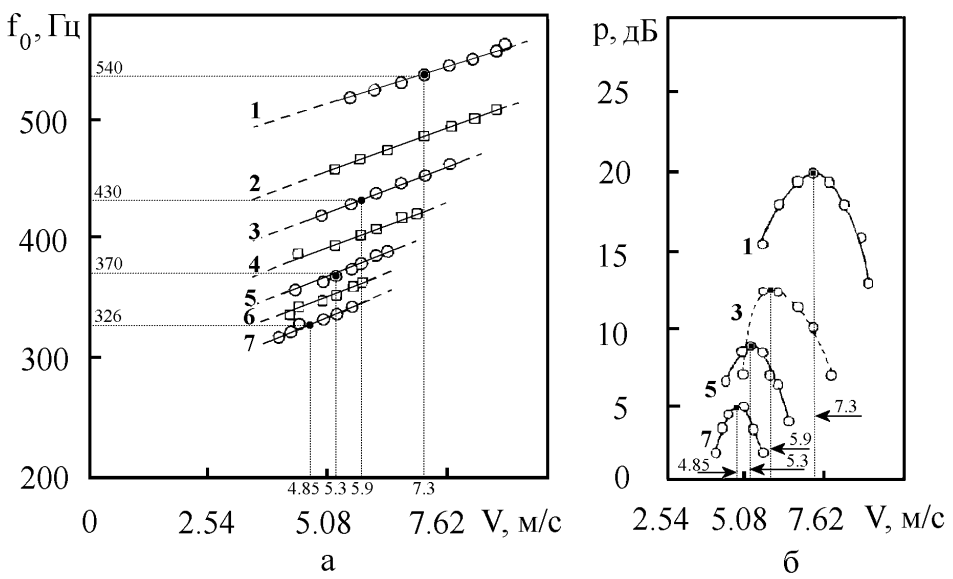


Рис. 6.69. Акустические характеристики манка:

а,б – зависимость частоты и относительного уровня звукового давления от скорости струи в отверстии входного стеноза соответственно при  $d = 6.35$  мм,  $D = d/0.123$ ; кривые 1,2,3,4,5,6,7 соответствуют  $l/d = 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18$ .

видно из рис. 6.69а, в сравнительно широком диапазоне значений  $l/d$  частота излучаемых звуковых колебаний линейно растет по мере увеличения скорости струи. И этот факт еще раз подтвердил правильность вывода, сделанного около 150-ти лет тому назад Зондхауссом. Вместе с этим стало также ясно, что частота звуковых колебаний существенно за-

висит от геометрических параметров манкá. Оказалось, что чем больше отношение  $l/d$ , тем ниже частота излучаемого звука. Можно предположить, что эти свойства манкá весьма давно были известны охотникам на диких птиц, которые экспериментально подбирая должные геометрические характеристики манкá обеспечивали генерацию звуков, свойственных звукам, издаваемым той или иной породой птиц.

Был установлен еще один важный (для понимания работы манкá) и любопытный факт. Чтобы понять его суть обратимся к рис. 6.69б, на котором представлены зависимости относительного уровня звукового давления, развиваемого манкóм, от скорости струи в отверстии входного стеноза. Как видно, здесь все кривые имеют характерный экстремум, положение и величина которого зависят от скорости струи и отношения  $l/d$ . Определим, при каких значениях скоростей струи наблюдаются экстремумы. Для этого достаточно из точек экстремумов опустить нормаль на ось абсцисс (величины этих скоростей для каждого значения  $l/d$  отмечены на рис. 6.69б стрелками с цифрами). Если теперь, полученные таким образом величины скоростей, нанести на ось абсцисс на рис. 6.69а, то легко оценить частоты, при которых наблюдаются экстремумы на рис. 6.69б (на рис. 6.69а эти частоты указаны с правой стороны оси ординат).

Почему же на этих частотах так резко повышается уровень звукового давления, генерируемого манкóм? Авторы статьи [98] предположили, что причина этого явления обусловлена резонансными свойствами внутреннего объема манкá и оказались правы. Действительно, конфигурация внутреннего объема манкá весьма близка к хорошо известному классическому резонатору Гельмгольца [5, 20]. В межстенозном пространстве (см. рис. 6.68) заключен относительно большой объем воздуха, который может играть роль упругого элемента, а в выходном отверстии второго стеноза 3 сосредоточена некоторая масса воздуха, которая может играть роль инерционного элемента. Кроме этого, волновой размер манкá весьма мал<sup>77</sup> и составляет около 0.1, что элементарно проверить, опираясь на данные рис. 6.69. Авторы статьи [98] выполнили тривиальные расчеты<sup>78</sup> и обнаружили, что частоты, при которых наблюдаются экстремумы на

---

<sup>77</sup>Условие малости резонатора Гельмгольца по сравнению с длиной волны очень важно, ибо позволяет представить среду внутри резонатора в виде сосредоточенных упругого и инерционного элементов.

<sup>78</sup>Для тех, кто интересуется современными методами расчета резонансных частот акустических резонаторов, можно рекомендовать работы [201, 202].

рис. 6.69б, весьма близки к резонансным частотам межстенного объема манка.

Таким образом, внутренний объем манка, кроме всего прочего, выполняет роль резонатора Гельмгольца и в области своей собственной частоты резонанса существенно повышает мощность излученного звука манком.

Эта особенность, установленная в [98], позволяет сделать следующий однозначный вывод о манке, как акустическом излучателе звука. Звук возникает за счет продольных колебаний среды в выходном отверстии манка, о чем догадывался еще Рэлей. Действительно, хорошо известно, что взаимодействие резонатора Гельмгольца с окружающей средой возможно только за счет продольных колебаний среды в горле (в нашем случае в отверстии второго стеноза). Отсюда вытекает следствие: манок является скорее всего акустическим излучателем монопольного типа. В

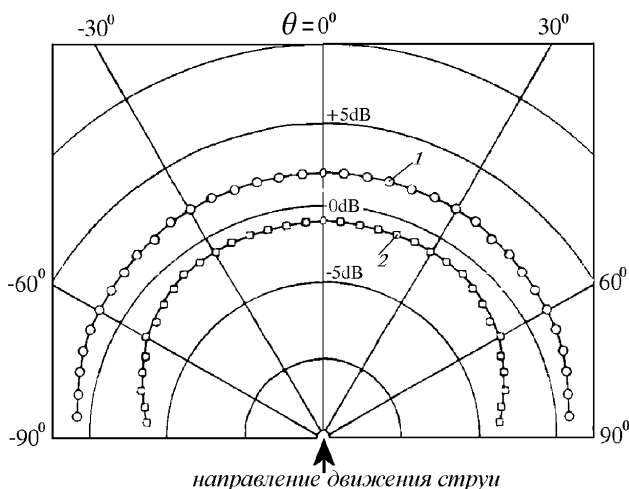


Рис. 6.70. Диаграмма направленности манка:  
1 – для  $l/d = 4$  и  $Re = 2180$ , 2 – для  $l/d = 2$  и  $Re = 2550$ .

работе [97] была проверена справедливость этого следствия путем прямого измерения диаграммы направленности манка (см. рис. 6.70). Как и следовало ожидать, манок действительно оказался ненаправленным источником звука, т.е. он является типичным монополюсом.

Мы выяснили основные акустические свойства манка. Теперь попытаемся выяснить механизм, который приводит к генерации звука. Для этого снова обратимся к рис. 6.68. Очевидно, что струя, исходящая из

отверстия первого стеноза, по мере своего движения должна расширяться. Причины этого мы подробно обсудили, когда рассматривали свойства затопленной струи. Это расширение приводит к тому, что центральная часть струи проходит через отверстие второго стеноза, а периферийная ее часть, ударяясь в стенку этого стеноза, возвращается назад, образуя вихревой поток в межстенном пространстве. Достигая корня струи<sup>79</sup>, этот вихревой поток воздействует на струю, в результате чего на поверхности струи начинают порождаться кольцевые вихри. Это хорошо видно (обозначено стрелочкой) на мгновенных фотографиях, представленных на рис. 6.71а<sup>80</sup>. Кольцевые вихри сносятся вниз по потоку и периодически ударяются о внутреннюю стенку второго стеноза. При этом часть среды кольцевых вихрей проходит в отверстие второго стеноза, а часть увлекается кольцевым потоком назад к корню струи и здесь воздействуют на струю. Вот каким образом реализуется механизм обратной связи в манкэ, без которого невозможно возбуждение звука. И вполне очевидно, что он имеет чисто гидродинамическую природу.

Теперь следует выяснить динамику потока в отверстии второго стеноза. Как мы уже говорили, часть среды кольцевых вихрей периодически поступает в отверстие второго стеноза и, тем самым, здесь периодически возмущается профиль продольной составляющей скорости потока. Как следствие, происходит возбуждение звуковых колебаний. При этом понятно, что с увеличением скорости потока в отверстиях стенозов должна расти частота звука, ибо будет расти количество кольцевых вихрей в межстенном пространстве и чаще будут происходить возмущения профиля продольной составляющей потока в отверстии второго стеноза. Именно этот процесс хорошо иллюстрируют фотографии на рис. 6.71. Как нетрудно заметить, при относительно низкой скорости потока в межстенной области образуется всего один кольцевой вихрь (на верхнем фото он обозначен стрелочкой). При этом, как показали измерения, частота генерируемых звуковых колебаний составляла около 45 Гц. При увеличении скорости потока образовалось уже два кольцевых вихря (см. среднее фото) и частота звука увеличилась до 100 Гц. При еще большей скорости потока возникло три вихря и частота звука повысилась до 220 Гц.

При дальнейшем увеличении скорости потока картина движения сре-

---

<sup>79</sup>Корень струи это область, где струя формируется, выходя из отверстия первого стеноза

<sup>80</sup>Все три фото на рис. 6.71 заимствованы из экспериментальной работы [99].

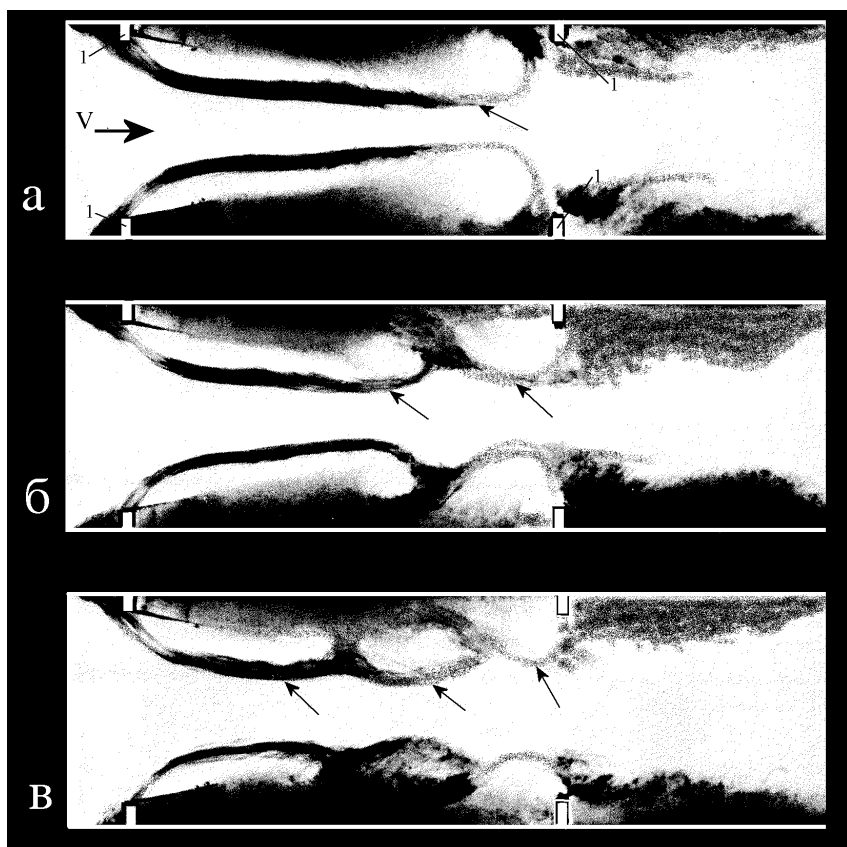


Рис. 6.71. Три мгновенные фотографии, характеризующие движение среды в межстенном пространстве манка, выполненные при различных скоростях потока воздуха в отверстии первого стеноза:

а, б, в – соответствуют  $V = 1.2, 1.7, 2.7$  м/с; здесь 1 – диафрагмы, обеспечивающие два сужения (стеноза), а визуализация обеспечивалась путем введения в поток дыма.

ды в межстенном пространстве усложняется. Как следствие, усложняется и характер колебаний профиля скорости потока в отверстии второго стеноза и, соответственно, обогащается спектр генерируемых звуковых колебаний.

Мы заинтересовались особенностями движения потока в плоском канале с двумя стенозами в виде плоских диафрагм со щелями и в Институте гидромеханики национальной Академии наук Украины провели соответствующие теоретические исследования и численные эксперименты. В частности, нам удалось установить, что движение потока в таком

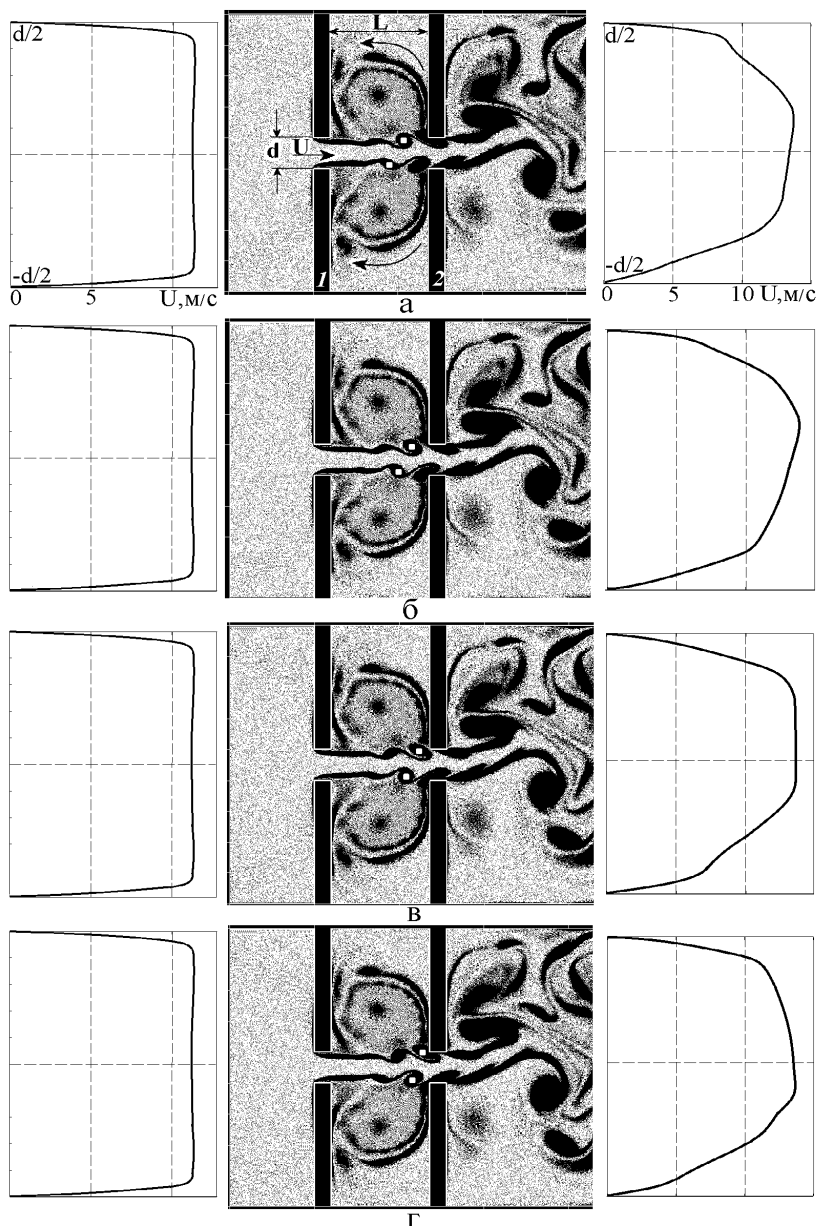


Рис. 6.72. Движения потока воздуха в плоском канале с двумя диафрагмами (центральная колонка картинок), профили скорости потока на входе щели первой диафрагмы (левая колонка графиков) и профили скорости потока на выходе щели второй диафрагмы (правая колонка графиков) за один период  $T$  автоколебательного процесса:

а, б, в, г соответствуют  $t = 0$ ,  $t = T/4$ ,  $t = T/2$ ,  $t = 3T/4$ .



канале, при определенных его скоростях, также может иметь автоколебательный характер [204]. Некоторые результаты этих исследований приведены на рис. 6.72 и рис. 6.73.

Обратимся сначала к рис. 6.72, где изображены картины движения потока воздуха в канале с двумя диафрагмами 1 и 2 (центральные картинки), профили скорости потока на входе щели первой диафрагмы (левые графики) и профили скорости потока на выходе щели второй диафрагмы (правые графики) за один период  $T$  автоколебательного процесса в фиксированные моменты времени  $t = 0$ ,  $t = T/4$ ,  $t = T/2$  и  $t = 3T/4$ . Скорость потока в отверстии первой диафрагмы обозначена буквой  $U$ , размер щели  $d$  и расстояние между диафрагмами  $L$ . Все данные на рис. 6.72 соответствуют  $Re = 1440$  (по размеру щели  $d$ ), размер щели был в 9 раз меньше поперечного размера канала, а  $L/d = 2.8$ .

Что же можно узнать интересного, рассматривая рис. 6.72. Во-первых, профиль скорости потока на входе щели первой диафрагмы все время остается одинаковым, т.е. не зависит от времени. Во-вторых, в области между диафрагмами на поверхностях струи образуются две вихревые дорожки (нижняя и верхняя), которые сдвинуты относительно друг друга на половину расстояния между соседними вихрями. Поэтому набег вихрей на верхний и нижний края щели второй диафрагмы происходит поочередно (чтобы было легче следить за перемещением вихрей, мы поставили белые маркеры в центре одного верхнего и одного нижнего из вихрей). Как и следовало ожидать, поочередный набег вихрей на края щели обуславливает появление антисимметричных (по отношению к продольной оси симметрии канала) колебаний профиля скорости на выходе второй щели. Это легко обнаружить, сравнивая правые профили скоростей на рис. 6.72а-г. В третьих, в нишах между диафрагмами образуются два больших вихря, причем в верхней нише вихрь вращается против часовой стрелки, а в нижней нише по часовой стрелки. Именно эти большие вихри переносят возмущения среды, вызванные периодическими “ударами” вихрей, содержащихся в вихревых дорожках, о края щели второй диафрагмы, к корню струи, вызывая возмущение ее поверхности. Этот перенос возмущений среды большими вихрями по сути и есть канал обратной связи в рассматриваемой автоколебательной системе.

Таким образом, в канале с двумя диафрагмами действительно может возникать автоколебательный процесс движения среды, обуславливаю-

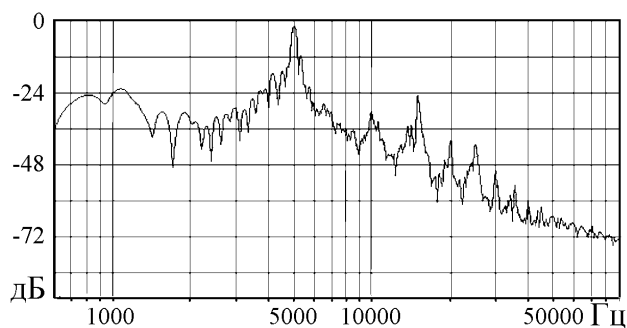


Рис. 6.73. Спектр мощности колебаний профиля скорости потока воздуха в щели второй диафрагмы.

щий колебания профиля скорости потока в щели второй диафрагмы. А эти колебания, в свою очередь, могут возбуждать звуковые колебания и волны в окружающей среде. Проведенные нами экспериментальные исследования полностью подтвердили эти предположения.

Чтобы проиллюстрировать частотные свойства таких колебаний, на рис. 6.73 приведен достаточно типичный их спектр, который позволяет убедиться, что рассматриваемая система (при указанных выше параметрах) совершает колебания практически на одной основной частоте 5 кГц, поскольку более высшие гармонические составляющие по уровню оказываются значительно ниже.

В заключение остановимся на одной любопытной гипотезе [80], выдвинутой в 2003 г., и имеющей непосредственное отношение к механизму генерации звука в манке и каналах со стенозами. Дело в том, что физическая природа возникновения сухих хрипов<sup>81</sup> в бронхиальном дереве человека до сих пор дискутируется.

Авторы гипотезы предложили следующий сценарий возникновения сухих хрипов. Хорошо известно, что при некоторых патологиях воздухоносных путей бронхиального дерева (это трахея, бронхи, бронхиолы и т.д.) на их стенках образуется вязкая мокрота, которая частично сужает их сечение и, тем самым, препятствует нормальному прохождению воздуха при акте дыхания и вызывает кашель у больного. Можно предположить, что образуется не одно сужение (стеноз), а два или больше. В этом случае первый, по ходу движения потока воздуха, стеноз будет

<sup>81</sup>Сухие хрипы это тональные звуки, возникающие в бронхиальном дереве, при определенных патологиях респираторного тракта человека [78, 203]. Они хорошо прослушиваются с помощью обычного медицинского стетофонендоскопа.

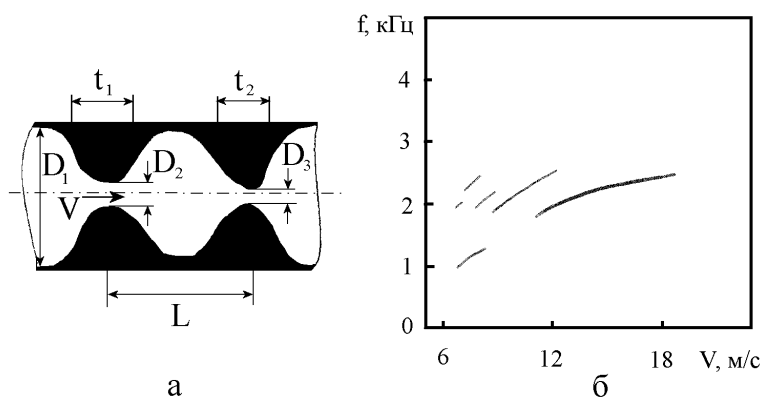


Рис. 6.74. а – Экспериментальная модель, содержащая два стеноза (здесь  $D_1/D_2 = 4.5$ ,  $D_1/D_3 = 5.2$ ,  $L/D_2 = 1.9$ ,  $t_1/D_2 = 1.6$  и  $t_2/D_2 = 1.45$ ); б – зависимость спектра мощности, возникающих звуковых колебаний, от скорости потока воздуха в отверстии первого стеноза.

формировать струю, а последующий стеноз будет играть роль препятствия в виде диафрагмы с отверстием. Совершенно очевидно, что такое расположение стенозов в трахее или бронхах очень напоминает расположение диафрагм с отверстиями в манкэ. Поэтому при дыхании, когда воздух движется по бронхиальному дереву, в местах образования стенозов следует ожидать возникновения звуковых тональных колебаний.

Конечно, вязкая мокрота не может образовывать в бронхах стенозы в виде геометрически правильных (регулярных) диафрагм с отверстиями в их центрах, как это сделано в манкэ. Поэтому авторы [80] провели экспериментальные исследования на различных моделях стенозов, имеющих нерегулярную форму. В качестве примера на рис. 6.74а изображена одна из моделей, содержащая два нерегулярных по форме стеноза, с которой и проводились эксперименты. При этом величины  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$  и  $L$ , а также скорость потока воздуха  $V$  варьировались в достаточно широких пределах. К удивлению авторов, в большинстве случаев неизменно генерировались тональные звуковые колебания, частота и характер которых, естественно, зависели от конкретной геометрии стенозов и скорости потока воздуха. На рис. 6.74б приведена зависимость спектра мощности возникающих звуковых колебаний от скорости потока воздуха в отверстии первого стеноза. Как легко заметить, спектр имеет сложный характер и его вид существенно зависит от скорости потока. Именно подобного рода спектральные свойства и характерны для

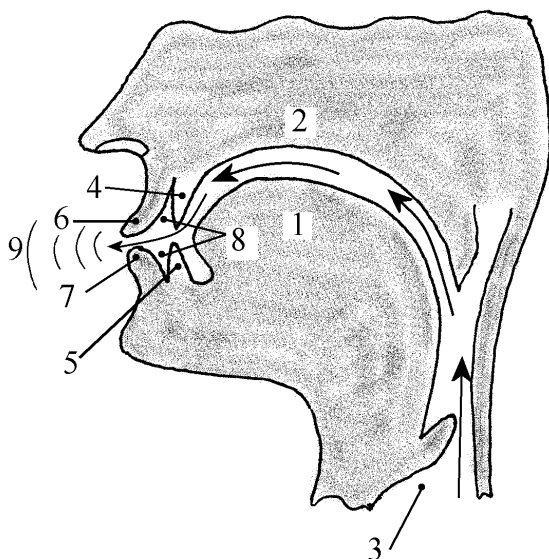


Рис. 6.75. Схематический разрез фрагмента головы человека:  
 1 – язык, 2 – небо, 3 – трахея, 4 – верхний ряд зубов, 5 – нижний ряд зубов,  
 6 – верхняя губа, 7 – нижняя губа, 8 – пазухи между губами и зубами,  
 9 – звуковые волны.

реальных сухих хрипов, возникающих в бронхиальном дереве при ряде легочных патологиях.

Проведенный выше анализ позволяет также ответить на вопрос: каким образом, выдувая воздух из легких, человеку удастся свистеть и даже насвистывать какую-либо мелодию? Для этого обратимся к рис. 6.75, на котором схематически изображен разрез нижней части головы человека, и проследим за движением выдыхаемого воздуха. Сжимая межреберные мышцы и мышцы диафрагмы, человек выталкивает воздух из легких и по бронхиальному дереву он доставляется в трахею 3. Из трахеи он поступает в канал, образованный языком 1 и небом 2, после чего продувается сначала через щель между верхним и нижним рядами зубов, а затем через щель между губами. Чтобы тон свиста был чистый (без призвука шипения) губы нужно сложить в достаточно узкую “трубочку”.

Таким образом, становится очевидным, что во рту образуется канал переменной сечения, имеющий два стеноза (две щели) и межстенозное пространство за счет наличия пазух 8 между зубами и губами. Прин-

ципиально такой канал полностью аналогичен каналу манка́, изображенного на рис. 6.68, и, естественно, в нем полностью аналогична динамика потока. При известном навыке, изменяя размер щели между губами и скорость выдыхаемого воздуха, удастся в определенных пределах изменять частоту свиста. Большинство людей, еще в детстве, легко обучаются этому искусству, хотя мало кто догадывается о тех физических процессах, которые при этом происходят.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вот мы и закончили экскурс в удивительную и в высшей степени содержательную область науки – аэрогидродинамическую акустику. Надеемся, что читателю было с нами интересно и он почерпнул для себя что-то новое.

Что же дальше, что ожидает аэрогидродинамическую акустику в обозримом будущем? На этот вопрос может ответить сама логика развития жизни, стремительное развитие науки и техники, которые мы все наблюдаем в последнее время.

Как ты успел заметить, дорогой читатель, трудности изучения процессов взаимодействия потоков с препятствиями в целом и генерации звука потоком в частности связаны во многом с вычислительными проблемами. Не всем исследователям, к сожалению, сегодня доступны мощные высокопроизводительные вычислительные средства. Именно это обстоятельство заметно сдерживает расширение фронта исследований.

Однако нам представляется, что благодаря стремительному развитию вычислительных средств уже завтра ситуация резко изменится и мы, на обычном персональном компьютере, сможем моделировать многие, недоступные сегодня, тонкости процессов генерации звука потоком. Фронт исследований резко расширится и это обязательно должно принести много новых интересных и, возможно, неожиданных явлений и факторов, которые значительно повысят наш уровень физического понимания этих процессов и расширят горизонт наших знаний в этой области.

Подождем немного, дорогой читатель, и, возможно, нас с тобой ожидает новая интересная встреча.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Гомер Одиссея (Перевод Жуковского В.А.).– М.-Л.: , 1935.– 235 с.
2. Большая советская энциклопедия. Том 49.– М.: БСЭ, 1951.– 680 с.
3. Осипов Г.Л., Юдин Е.Я., Хюбнер Г., Маекава З. и др. Снижение шума в зданиях и жилых районах.– М.: Стройиздат, 1987.– 558 с.
4. Рэлей Теория звука. Том. 1.– М.-Л.: Гос. изд. техн.-теорет. лит., 1940.– 499 с.
5. Рэлей Теория звука. Том. 2.– М.-Л.: Гос. изд. техн.-теорет. лит., 1944.– 476 с.
6. Матаушек И. Ультразвуковая техника.– М.: Гос. научн.-техн. изд. лит. по черной и цветн. металлургии, 1962.– 511 с.
7. Кроуфорд А.Э. Ультразвуковая техника.– М.: Изд. иностр. лит., 1958.– 354 с.
8. Ультразвук Маленькая энциклопедия.– М.: Сов. энцикл., 1979.– 400 с.
9. Фурдусев В.В. Электроакустика.– М.-Л.: Гос. изд. техн.-теорет. лит., 1948.– 515 с.
10. Хортон Дж.У. Основы гидролокации.– Л.: Судпромгиз, 1961.– 484 с.
11. Свердлин Г.М. Прикладная гидроакустика.– М.: Наука, 1981.– 206 с.
12. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике.– М.: Наука, 1968.– 720 с.
13. Shaughnessy E.I., Ir Katz I.M., Schaffer I.P Introduction to fluid mechanics.– Oxford, UK: Oxford University Press, 2005.– 1018 p.
14. Руденко О.В., Солуян С.Н. Теоретические основы нелинейной акустики.– М.: Наука, 1975.– 267 с.
15. Исакович М.А. Общая акустика.– М.: Наука, 1973.– 495 с.
16. Подводная акустика ( Под ред. Л.М. Бреховских).– М.: Мир, 1970.– 496 с.

17. *Подводная акустика и обработка сигналов* (Под ред. Л. Бьерне).– М.: Мир, 1985.– 485 с.
18. *Мезон У. Физическая акустика. Том 1. Часть А.*– М.: Мир, 1966.– 529 с.
19. *Скучик Е. Основы акустики. Том 2.*– М.: Мир, 1976.– 542 с.
20. *Ржевкин С.Н. Курс лекций по теории звука.*– М.: изд. МГУ, 1960.– 335 с.
21. *Грінченко В.Т., Вовк І.В., Мацыпура В.Т. Основи акустики.*– Київ: Наук. думка, 2007.– 640 с.
22. *Вовк І. В., Грінченко В. Т., Мацыпура В.Т. Новый подход к оценке акустических свойств излучателя звука в виде диска // Акуст. вісн.*– 2008.– **11**, N 3.– С. 13–26.
23. *Тиндаль Д. Звук.*– М.: Гос. изд., 1922.– 327 с.
24. *Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа.*– М.: Мир, 1986.– 184 с.
25. *Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.*– М.: Наука, 1969.– 742 с.
26. *Идельчик И.Е. Гидравлические сопротивления.*– М.-Л.: Госэнергоиздат, 1954.– 316 с.
27. *Карман Т. Аэродинамика. Избранные темы в их историческом развитии.*– Ижевск: НИЦ “РХД“, 2001.– 208 с.
28. *Rorjers W B. On the formation of rotating rings by air and liquids under certain conditions of discharge // Amer. J. Sci. Ser. 2.*– 1858.– **26**, N 77.– P. 246–258.
29. *Reusvh E. Ueber ringbildung in flussigkeiten // Ann.Phys.Chem.*– 1860.– **110**, N 6.– P. 309–316.
30. *Мелешко Т.В., Константинов М.Ю. Динамика вихревых структур.*– Киев: Наук. думка, 1993.– 279 с.
31. *Биркгоф Г. Гидродинамика. Методы. Факты. Подобие.*– М.: Иностран. лит., 1963.– 245 с.
32. *Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости.*– М.: Мир, 1973.– 792 с.



33. *Валандер С.В.* Лекции по гидроаэромеханике.– Л.: Изд. ЛГУ, 1978.– 296 с.
34. *Вилля Г.* Теория вихрей.– М.-Л.: ОНТИ, 1936.– 266 с.
35. *Гельмгольц Г.* Основы вихревой теории.– Ижевск: Инст. компьют. исслед., 2002.– 82 с.
36. *Жуковский Н.Е.* Гидродинамика. Собрание сочинений. Том 2.– М.-Л.: Гос.изд.техн.-теор. лит., 1949.– 763 с.
37. *Ламбд Г.* Гидродинамика.– М.-Л.: Гос.изд.техн.-теор. лит., 1947.– 928 с.
38. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика: Гидродинамика.– М.: Наука, 1986.– 736 с.
39. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа.– М.-Л.: Гос.изд.техн.-теор. лит., 1950.– 676 с.
40. *Милн-Томсон Л.М.* Теоретическая гидромеханика.– М.: Мир, 1964.– 660 с.
41. *Прандтль Л.* Гидроаэромеханика.– Ижевск: НИЦ “РХД“, 2000.– 576 с.
42. *Пуанкаре А.* Теория вихрей.– Ижевск: НИЦ “РХД“, 2000.– 160 с.
43. *Чжен П.* Отрывные течения. Том.1.– М.: Мир, 1972.– 300 с.
44. *Helmholtz H.* Über integrale hydrodynamischen gleichungen welche denwirbeibewegungen entsprechen // J. reine angew. Math.– 1858.– 55.– P. 25–55.
45. *Большая советская энциклопедия*, Том 31.– М.: БСЭ, 1955.– 645 с.
46. *Большая советская энциклопедия*, Том 23.– М.: БСЭ, 1954.– 635 с.
47. *Edelmann M.Th.* Studien zur erzeugung sehr hoher tone vermittels galtonpfeife // Ann. Phys.– 1900.– 2.– P. 469–482.
48. *Hartmann J., Mathes P.* Die experimentelle grundlage zum entwurt des akustischen luftstrahlgenerators // Akust. Z.– 1939.– 4.– P. 126–136.
49. *Janovski W., Pohlman R.* Schall und ultraschallerzeugung in flussigkkeiten für industrielle zwecke // Z. Angew. Phys.– 1950.– 1.– P. 222–228.

50. *Allen C., Rudnick J.* A powerful high frequency siren // J. Acoust. Soc. Amer.– 1947.– **19**.– P. 857–865.
51. *Handbuch der physik.* 8. Akustik.– Berlin, 1927.– 328 s.
52. *Константинов Б.П.* Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде.– Л.: Наука, 1974.– 144 с.
53. *Блохинцев Д.И.* Акустика неоднородной движущейся среды.– М.: Наука, 1981.– 206 с.
54. *Андерсон Д., Таннухилл Дж., Плетчер Р.* Вычислительная гидромеханика и теплообмен. Том 1, 2.– М.: Мир, 1990.– 728 с.
55. *European conference on underwater acoustics*, 14–18 sept. 1992, Luxembourg.– London–New York: Elsevier Applied Science, 1992.– 945 p.
56. *Proceedings of second European conference on underwater acoustics*, V.1, V.2, 2-8 july 1994, Denmark, Lyngby.– Brussels, Luxemburg: ECSE-EC-EAEC, 1994.– 608,1099 p.
57. *Lighthill M.J.* On sound generated aerodynamically. I. General theory // Proc. Roy. Soc.– 1952.– **A211**.– P. 564–587.
58. *Lighthill M.J.* On sound generated aerodynamically. II. Turbulence as a source of sound // Proc. Roy. Soc.– 1954.– **A221**.– P. 1–32.
59. *Ross D.* Mechanics of underwater noise.– New York: Pergamon Press, 1976.– 375 p.
60. *Dowling A.P., Ffowcs Williams J.E.* Sound and sources of sound.– New York: Halsted Press, 1983.– 321 p.
61. *Зарембо Л.К., Красильников В.А.* Введение в нелинейную акустику.– М.: Наука, 1966.– 519 с.
62. *Мушин А.Г., Кузнецов В.М., Леонтьев Е.А.* Аэродинамические источники шума.– М.: Машиностроение, 1981.– 247 с.
63. *Fedorchenko A.T.* On some fundamental flaws in present aeroacoustic theory // J. Sound Vibr.– 2000.– **234**.– P. 719–782.
64. *Смоляков А.В.* Шум турбулентных потоков.– С.-Пб.: Изд. ЦНИИ им. акад. А.Н.Крылова, 2005.– 312 с.

65. *Curle N.* The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound // Proc. Roy. Soc.– 1955.– **A231**.– P. 318–334.
66. *Martin N.C., Leeney P.* Low wavenumber wall pressure measurements using a rectangular membrane as a spatial filter // J. Sound Vibr.– 1977.– **52**.– P. 95–120.
67. *Borisjuk A.O. Grinchenko V.T.* Vibration and noise generation by elastic elements excited by a turbulent flow // J. Sound Vibr.– 1997.– **204**, N 2.– P. 213–237.
68. *Гринченко В.Т., Борисюк А.А.* О переизлучении энергии турбулентного пограничного слоя упругой пластиной // Докл. АН Украины.– 1989.– **10**.– С. 54–58.
69. *Huang L.* Viscous flutter of a finite elastic membrane in poiseuille flow // J. Fluids and Struct.– 2001.– **15**.– P. 1061–1088.
70. *Pedrizetti G.* Fluid flow in the tube with an elastic membrane insertion // J. Fluids Mech.– 1998.– **375**.– P. 39–64.
71. *Ричардсон Э.* Динамика реальных жидкостей.– М.: Мир, 1965.– 328 с.
72. *Седельников Т.Х.* Автоколебательное шумообразование при истечении газовых струй.– М.: Наука, 1971.– 86 с.
73. *Дьяков А.Б., Игнатъев Ю.В.* Экологическая безопасность транспортных потоков.– М.: Транспорт, 1989.– 128 с.
74. *Квитка В.Е., Мельников Б.Н., Токарев В.И.* Гражданская авиация и охрана окружающей среды.– Киев: Вища школа, 1984.– 136 с.
75. *Lees R.S., Dewey C.F.* Phonoangiography: a new noninvasive diagnostic method for studying arterial disease // Proc. Nat. Acad. Sci.– 1970.– **67**.– P. 935–942.
76. *Abdallah S.A., Hwang N.H.C.* Arterial stenosis murmurs: an analysis of flow and pressure fields // J. Acoust. Soc. Amer.– 1988.– **83**, N 1.– P. 318–334.
77. *Borisjuk A.O.* Noise field in the human chest due to turbulent flow in a larger blood vessel // Flow, Turbul. and Combust.– 1999.– **61**.– P. 269–284.

78. *Gavriely N.* Breath sounds methodology.– London, Tokyo: CRC Press, 1995.– 203 p.
79. *Вовк И. В., Дажнов С. Л., Крижановский В. В., Олійнык В. Н.* Возможности и перспективы диагностики легочных патологий с помощью компьютерной регистрации и обработки шумов дыхания // Акуст. вісн.– 1998.– **1**, N 2.– С. 21–33.
80. *Басовский В.Г., Вовк И.В., Вовк О.И* О возможности генерирования тональных звуковых колебаний потоком воздуха в бронхах со стенозом // Акуст. вісн.– 2003.– **6**, N 1.– С. 3–21.
81. *Вовк И.В., Гринченко В.Т., Дажнов С.Л.* Влияние физиологических особенностей верхних дыхательных путей на характеристики шумов дыхания // Акуст. вісн.– 1998.– **1**, N 3.– С. 14–23.
82. *Strouhal V.* Über eine besondere art der tonerregung // Ann. Phys.– 1878.– **5**, N 10.– P. 216–251.
83. *Физический* энциклопедический словарь / Гл. ред. А.М.Прохоров.– М.: Сов. энцикл., 1983.– 928 с.
84. *Rayleigh J.W.* The explanation of certain acoustical phenomena // Proc. London Math. Soc.– 1899.– **1**.– P. 402–414.
85. *Мелодия* для забытой флейты // М.– Вокруг Света.– 2009.– С. Сентябрь, N 9.22–30
86. *Константинов Б.П., Рябинина Н.Н.* О колебаниях струи в связи с возбуждением органной трубы // Доклад на 2-й Всесоюзн. акуст. конф.– М., Транспорт, 1935.– С. 28.
87. *Харкевич А.А.* Автоколебания.– М.: Гос.изд.техн.-теор. лит., 1954.– 170 с.
88. *Powell A.* On the edgetone // J. Acoust. Soc. Amer.– 1961.– **33**, N 4.– P. 395–409.
89. *Powell A.* Vortex action in edgetone // J. Acoust. Soc. Amer.– 1962.– **34**, N 2.– P. 163–166.
90. *Tam C.K. W.* Discrete tones of isolated // J. Acoust. Soc. Amer.– 1974.– **55**, N 6.– P. 1173–1177.

91. *Lucas M., Rockwell D.* Self-excited jet: upstream modulation and multiple frequencies // J. Fluid Mech.– 1984.– **147**.– P. 333–352.
92. *Staubli T., Rockwell D.* Interaction of a unstable planar jet with an oscillating leading edge // J. Fluid Mech.– 1987.– **176**.– P. 135–167.
93. *Crighton D.G.* The jet edge-ton feedback cycle; linear theory for the operating stages // J. Fluid Mech.– 1992.– **234**.– P. 361–391.
94. *Elder S.A.* On the mechanism of sound production in organ pipes // J. Acoust. Soc. Amer.– 1972.– **54**, N 6.– P. 1554–1564.
95. *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.
96. *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.
97. *Chanaud R.C., Powell A.* Some experiments concerning the hole and ring tone // J. Acoust. Soc. Amer.– 1964.– **37**, N 5.– P. 902–911.
98. *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 (part 2).– P. 163–172.
99. *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.
100. *Rockwell D., Naudascher E.* Self-sustained oscillations of impinging free shear layers // Ann. Rev. Fluid Mech.– 1979.– **11**.– P. 67–94.
101. *Труды* второго Всесоюзн. симпозиума по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике, 3-7 дек., 1979, Суздаль, Владимир. обл.– М.: Наука, 1982.– 331 с.
102. *Rockwell D.* Oscillations of impinging shear layers // AIAA Journ.– 1983.– **5**, N 5.– P. 645–664.
103. *Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э.* Теория колебаний.– М.: Гостехиздат, 1937.– 567 с.
104. *Анищенко В.С.* Сложные колебания в простых системах.– М.: Наука, 1990.– 311 с.

105. *Ланда П.С.* Нелинейные колебания и волны.— М.: Наука, 1997.— 495 с.
106. *Белявский А.Г.* Теория звука (основы физической и музыкальной акустики).— М.-Л.: Гос. изд., 1925.— 239 с.
107. *Clarc J.* A fifty horsepower siren // J. Acoust. Soc. Amer.— 1946.— **18**, N 2.— P. 371–387.
108. *Карновский М. И.* Теория и расчет сирен // Журн. Теор. Физики.— 1945.— **15**, N 6.— С. 349–364.
109. *Веллер В. А., Степанов Б. И.* Ультразвуковые сирены с приводом от электродвигателя // Акуст. журн.— 1963.— **9**, N 3.— С. 291–295.
110. *Бронштейн И.Н., Семендяев К.А.* Справочник по математике.— М.: Наука, 1986.— 544 с.
111. *Усов В. П.* Импеданс излучения и коэффициент осевой концентрации кольцевого поршня на бесконечном плоском жестком экране // Акуст. журн.— 1975.— **21**, N 5.— С. 801–805.
112. *Смарышев М.Д.* Направленность гидроакустических антенн.— Л.: Судостроение, 1973.— 278 с.
113. *Карновский М. И.* К расчету сирен // Известия вузов МВО-Радиотехника.— 1958.— N 1.— С. 64–67.
114. *Кочин Н.Е.* Векторное исчисление и начало тензорного исчисления.— М.: Изд. АН СССР, 1961.— 426 с.
115. *Гряник В.М.* Излучение звука линейными вихревыми нитями // Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана.— 1983.— **19**, N 2.— С. 203–206.
116. *Лямшев Л.М., Скворцов А.Т.* Излучение звука локализованными вихрями в слабосжимаемой среде (обзор) // Акуст. журн.— 1988.— **34**, N 5.— С. 767–790.
117. *Crighton D. G.* Radiation from vortex filament motion near a half plane // J. Fluid. Mech.— 1972.— **51**, N 2.— P. 357–362.
118. *Möhring W.* On vortex sound at the low Mach number // J. Fluid. Mech.— 1978.— **85**, N 4.— P. 685–691.

119. Коновалюк Т.П., Мелешко В.В. Излучение звука системой точечных вихрей // Прикл. гидромех.– 1996.– **70**.– С. 41–52.
120. Синельников Р.Д. Атлас анатомии человека. Т.2.– М.: Медицина, 1979.– 472 с.
121. Гримзель Э. Курс физики. Т.1.– М.-Л.: Гос. научн.-техн. изд., 1931.– 301 с.
122. Фланаган Д.Л. Анализ, синтез и восприятие речи.– М.: Связь, 1968.– 396 с.
123. Сорокин В.Н. Теория речеобразования.– М.: Радио и связь, 1985.– 312 с.
124. Titze I.R. On the mechanics of vocal-fold vibration // J. Acoust. Soc. Amer.– 1976.– **60**, N 6.– P. 1366–1380.
125. Галунов В. И., Тампель И. Б. Механизм работы голосового источника // Акуст. журн.– 1981.– **27**, N 3.– С. 321–334.
126. Berg van den J.W., Zantema J.T., Doornenbal P. On the air resistance and the Bernoulli effect of the human larynx // J. Acoust. Soc. Amer.– 1957.– **29**, N 5.– P. 626–631.
127. Ланда П. С., Руденко О. В. О двух механизмах генерации звука // Акуст. журн.– 1989.– **35**, N 5.– С. 855–862.
128. Alipour Fariborz, Schere R.C. Characterizing glottal jet turbulence // J. Acoust. Soc. Amer.– 2006.– **119(2)**.– P. 1063–1073.
129. Rosenberg A.E. Effect of glottal pulse shape on the quality of natural vowels // J. Acoust. Soc. Amer.– 1971.– **49**, N 2.– P. 583–590.
130. Wei Zhao, Cheng Zhang, Frankel S.H., Luc Mongeau Computational aeroacoustics of phonation. Part I. // J. Acoust. Soc. Amer.– 2002.– **115**, N 5.– P. 2134–2146.
131. Wei Zhao, Cheng Zhang, Frankel S.H., Luc Mongeau Computational aeroacoustics of phonation. Part II. // J. Acoust. Soc. Amer.– 2002.– **112**, N 5.– P. 2147–2154.
132. Flanagan J.L., Cherry L. Excitation of vocal-tract synthesizers // J. Acoust. Soc. Amer.– 1969.– **45**, N 3.– P. 764–769.

133. *Lucero J.C., Koenig L.L.* Phonation thresholds as function of laryngeal size in a two-mass model of the vocal folds // J. Acoust. Soc. Amer.– 2005.– **118**, N 5.– P. 2798–2801.
134. *Hirano M.* Structure and vibratory behavior of the vocal folds // Seminar of research of dynamic aspect of speech production.– Tokyo.: Univ. Press, 1976.– P. 13–27.
135. *Chan R.W., Titze I.R.* Viscoelastic shear properties of human vocal fold mucosa: measurement methodology and empirical results // J. Acoust. Soc. Amer.– 1999.– **106**.– P. 2008–2021.
136. *Chan R.W., Titze I.R.* Viscoelastic shear properties of human vocal fold mucosa: theoretical characterization based on constitutive modeling // J. Acoust. Soc. Amer.– 2000.– **107**.– P. 565–580.
137. *Miller K., Chinzei K.* Mechanical properties of brain tissue in tension // J. Biomech.– 2002.– **35**.– P. 483–490.
138. *Hsiao T.Y., Wang C.L., Chen C.N., Hsieh F.J., Shau Y.W.* Elastixity of human vocal fold measured *in vivo* using color Doppler imaging // Ultrasound Med. Biol.– 2002.– **28**.– P. 1145–1152.
139. *Человек.* Медико-биологические данные Международная комиссия по радиологической защите. Публик. 23.– М.: Медицина, 1977.– 496 с.
140. *Hunter E.J., Titze I.R., Alipour F.* A three-dimensional model of vocal fold abduction/adduction // J. Acoust. Soc. Amer.– 2004.– **115**.– P. 1747–1759.
141. *Alipour F., Berry D.A., Titze I.R.* A finite-element model of vocal fold vibration // J. Acoust. Soc. Amer.– 2000.– **108**.– P. 3003–3012.
142. *Gunter H.E.* A mechanical model of vocal fold collision with high spatial and temporal resolution // J. Acoust. Soc. Amer.– 2003.– **113**.– P. 994–1000.
143. *Alipour-Haghihi F., Titze I.R.* Elastic modelos of vocal fold tissues // J. Acoust. Soc. Amer.– 1991.– **90**.– P. 1326–1331.
144. *Lobo A.P., O'Malley M.* A nonlinear finite-element model of the vocal fold // J. Acoust. Soc. Amer.– 1996.– **99**.– P. 2473–2500.



145. *Hunter E.I., Titze I.R.* Normal vibration frequencies of the vocal ligament // J. Acoust. Soc. Amer.– 2004.– **115**.– P. 2264–2269.
146. *Kai Zhang, Thomas Siegmund* A constitutive model of the human vocal fold cover for fundamental frequency regulation // J. Acoust. Soc. Amer.– 2006.– **119(2)**.– P. 1050–1062.
147. *Ishizaka K., Kaneko T.* On equivalent mechanical constants of the vocal cords // J. Acoust. Soc. Amer.– 1968.– **24**, N 5.– P. 312–313.
148. *Flanagan J.L., Landgraf L.L.* Self oscillating source vocal tract synthesizers // IEEE Trans. Audio and Electroac.– 1968.– **AU-16**, p. 5.– P. 57–64.
149. *Dudgeon D.E.* Two-mass model of the vocal cords // J. Acoust. Soc. Amer.– 1970.– **48**.– P. 118–123.
150. *Сорокин В.Н.* Голосовой источник как система с распределенными параметрами // Акуст. журн.– 1981.– **27**, N 3.– С. 434–440.
151. *Titze J.R.* The human vocal cords: a mathematical model. Part 1 // *Phonetica*.– 1973.– **28**.– P. 129–170.
152. *Titze J.R.* The human vocal cords: a mathematical model. Part 2 // *Phonetica*.– 1974.– **29**.– P. 1–21.
153. *Baer T.* Investigation of phonatory mechanisms // *ASHA Rep.*– 1981.– N 11.– P. 38–47.
154. *Большая советская энциклопедия.* Том 8.– М.: БСЭ, 1951.– 646 с.
155. *Харкевич А.А.* Спектры и анализ.– М.: Гос. изд. техник.-теор. лит., 1957.– 236 с.
156. *Сергиенко А.Б.* Цифровая обработка сигналов.– М.: Питер, 2003.– 603 с.
157. *Федяевский К.К., Блюмина Л.Х.* Гидроаэродинамика отрывного обтекания.– М.: Машиностроение, 1977.– 120 с.
158. *Etkin B., Korbacher G., Keefe R.* Acoustic radiation a stationary cylinder in a fluid stream (Aeolian tones) // J. Acoust. Soc. Amer.– 1957.– **29**.– P. 30–36.

159. *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.
160. *Braza M., Chassaing P., Minh H.* Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near of a circular cylinder // J. Fluid Mech.– 1986.– **8**.– P. 79–98.
161. *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.
162. *Tritton D.J.* Experiments on the flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers // J. Fluid Mech.– 1959.– **6**.– P. 547–567.
163. *Gaster M.* Vortex shedding from circular cylinder at low Reynolds number // J. Fluid Mech.– 1971.– **46**, **part 4**.– P. 751–756.
164. *Stowell E.Z., Deming A.F.* Vortex noise from rotating cylindrical rods // J. Acoust. Soc. Amer.– 1936.– **7**, N 3.– P. 190–198.
165. *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.
166. *Вовк И.В.* Физический взгляд на природу эоловых тонов // Акуст. вісн.– 2007.– **10**, N 2.– С. 22–32.
167. *Elcrat A.R., Fornberg B., Miller K.G.* Stability of vortices in equilibrium with a cylinder // J. Fluid Mech.– 2005.– **544**.– P. 53–68.
168. *Лямшев Л.М.* Об эоловых тонах // Акуст. журн.– 1962.– **8**, N 1.– С. 91–98.
169. *Norberg C.* Flow around rectangular cylinders: pressure forces and wake frequencies // J. Wind. Eng. Ind. Aerodyn.– 1993.– **49**.– P. 187–195.
170. *Williamson C.* Evolution of a single wake behind a pair of bluff bodies // J. Fluid Mech.– 1985.– **159**.– P. 1–18.
171. *Sangmo Kang* Characteristics of flow over two circular cylinders in side-by-side arrangement at low Reynolds number // Phys. Fluids.– 2003.– **15**, N 9.– P. 2486–2498.

172. *Inoue O., Iwakami W., Hatakeyama N.* Aeolian tones radiated from flow past two square cylinders in a side-by-side arrangement (20 pages) // *Phys. Fluids.*– 2006.– **18**,N 4.– P. 046104.
173. *Inoue O., Mori M., Hatakeyama N.* Aeolian tones radiated from flow past two square cylinders in tandem (15 pages) // *Phys. Fluids.*– 2006.– **18**N 4.– P. 046101.
174. *Krishnamurthy K.* Sound radiation from surface cutouts in high speed flow. PhD thesis.– California: Inst. Technol. Press, 1956.– 76 p.
175. *Rowley C.W.* Modeling, Simulation, and Control of Cavity Flow Oscillations. Thesis for the degree of Ph.D.– California: Inst. Technol. Press, 2002.– 160 p.
176. *Rowley C.W., Colonius T., Basu A.J.* On self-sustained oscillations in two-dimensional compressible flow over rectangular cavities // *J. Fluid Mech.*– 2002.– **455**.– P. 315-346.
177. *Larcheveque D.L., Comte P., Sagaut P.* Large-Eddy Simulation of flows past cavities // Southampton, February 25.– AFM research group seminar, 2004.– P. 1–31.
178. *Higdon J.J.L.* Stokes flow in arbitrary two-dimensional: shear flow over ridges and cavities // *J. Fluid Mech.*– 1985.– **159**.– P. 195-226.
179. *Саркисян Л.С.* Моревед. (К 100-летию со дня рождения академика В.В. Шулейкина) // *Вест. Рос. Акад. наук.*– 1995.– **65**, N 1.– С. 82–90.
180. *Сугачева О.* Первооткрыватель тайн моря. (Репортаж с заседания Ученого совета Севастопольского морского гидрофизического института) // *Крым. Известия.*– 2005.– **12**, N 85.– С. 2.
181. *Nyborg W.L., Burkhard M.D., Schilling H.K.* Acoustical characteristics of jet-edge and jet-edge-resonator systems // *J. Acoust. Soc. Amer.*– 1952.– **24**, N 3.– P. 293–304.
182. *Brown G.B.* The vortex motion causing edge tones // *Proc. Phys. Soc. London.*– 1937.– **49**.– P. 493–507.
183. *Brown G.B.* The mechanism of edge tones production // *Proc. Phys. Soc. London.*– 1937.– **49**.– P. 508–521.
184. *König W.* // *Physik Z.* 1912.– **13**.– S. 1053–1054.

185. *Кондратьев В.И., Назаренко Т.И.* Клиновой тон и его усиления. В книге *Аэроакустика*.– М.: Наука, 1980.– 144 с.
186. *Клюкин И.И., Колесников А.Е.* Акустические измерения в судостроении.– Л.: Судостроение, 1966.– 396 с.
187. *Скучик Е.* Простые и сложные колебательные системы.– М.: Мир, 1971.– 557 с.
188. *Большаков В.А., Константинов Ю.М., Попов В.Н., Нетюхайло А.П., Шеренков И.А., Даденков В.Ю., Клещевникова Т.П., Железняк И.А.* Справочник по гидравлике.– Киев: Вища школа, 1984.– 342 с.
189. *Томилов Е.Д.* Струйные дозвуковые плоские движения газа.– Новосибирск: Наука, 1980.– 247 с.
190. *Гоноровский И.С.* Радио-технические цепи и сигналы. Часть I.– М.: Советское радио, 1967.– 439 с.
191. *Мун Ф.* Хаотические колебания.– М.: Мир, 1990.– 311 с.
192. *Гринченко В.Т., Мацыпура В.Т., Снарский А.А.* Введение в нелинейную динамику.– Киев: Наукова думка, 2005.– 263 с.
193. *Лайтхилл Д.* Волны в жидкостях.– М.: Мир, 1981.– 598 с.
194. *Kühnelt H.* Simulating the sound generation in flutes and flue pipes with the Lattice-Boltzman-Method // The International Symposium on Musical Acoustics (ISMA), March 31st to April 3rd, Nara, Japan.– Proc. ISMA2004, 2004.– P. 251-254.
195. *Вовк И.В., Басовский В.Г.* Свистки и гудки. Механизм генерации звука и акустические свойства.– Актуальні аспекти фізико-механічних досліджень. Акустика і хвилі: Київ, Наукова думка.– 2007 с.343
196. *Leet L.N.* Organ pipes // J. Acoust. Soc. Amer.– 1931.– **3**, N 2.– P. 242–262.
197. *Mahu W.E.A., Peters M.C.A.M., Verge M.P., Wijnants A.P.J., Fabre B., Hirschberg A.* Attack transient of a flue organ pipe // 2<sup>nd</sup> Dutch Conference on Mechanics, 16–18 November, 1992, Netherlands, Rolduc, Kerkrade.– Netherlands, 1992.– P. 542-551.

198. *Толковый словарь русского языка. Том 2 / Под ред. проф. Ушакова Д.Н.*– М.: Гос. изд. иностр. национальн. словар., 1938.– 1039 с.
199. *Anderson A.B.C.* Structure and velocity of the periodic vortex-ring flow pattern of a Primary Pfeifenton (Pipe ton) jet // *J. Acoust. Soc. Amer.*– 1955.– **27**, N 6.– P. 1048–1053.
200. *Rockwell R., Schachenmann A.* Self-generation of organized waves in an impinging turbulent jet at low Mach number // *J. Fluid Mech.*– 1982.– **117**.– P. 425–441.
201. *Uno Ingard* On the theory and design of acoustic resonators // *J. Acoust. Soc. Amer.*– 1953.– **25**, N 6.– P. 1037–1061.
202. *Panton R.L., Miller J.M.* Resonant frequencies of cylindrical Helmholtz resonators // *J. Acoust. Soc. Amer.*– 1975.– **57**, N 6.– P. 1533–1535.
203. *Большая медицинская энциклопедия. Том 27.*– М.: БМЭ, 1986.– 576 с.
204. *Вовк И. В., Гринченко В. Т., Малюга В.С.* Особенности движения среды в каналах со стенозами // *Прикл. гидромех.*– 2009.– **11**, N 4.– С. 17–30.

*НАУКОВЕ ВИДАННЯ*

Національна академія наук України  
Інститут гідромеханіки.

**Ігор Володимирович Вовк  
Віктор Тимофійович Грінченко**

**Звук, породжений потоком  
(нарис про аерогідродинамічну акустику)**

*Російською мовою.*

Науково-виробниче підприємство  
“Видавництво “Наукова думка” НАН України”, 2010 рік.

Набір, оформлення й комп’ютерна верстка  
авторські за участю В. Н. Олійника.

Підп. до друку 11.03.2010.  
Формат (60×90/16). Друк трафаретний (різографія).

Гарн. Computer Modern Roman.  
Обл.-вид. арк. 12.12. Ум.-друк. арк. 13.88.  
Наклад 200 примірн.

НВП Видавництво “Наукова думка”  
03601, Київ, вул. Терещенківська, 3.

Надруковано в Інституті гідромеханіки НАН України  
03680, Київ-180, МСП, вул. Желябова, 8/4.