

# Лекция 3.

Излучение звука. Источники звука.

Излучатели и приемники. Сферические и цилиндрические волны.

Гидродинамическое звукообразование.

## Излучение звука

Колеблущееся в жидкости тело производит разрежения и сжатия. В результате в жидкости будут распространяться упругие колебания. Задача об излучении звуковых волн колеблющимся телом предполагает решение волнового уравнения

$$\Delta\Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = 0 \quad (48)$$

с граничным условием для нормальной составляющей скорости жидкости на границе с излучателем

$$\left. \frac{\partial\Phi}{\partial\bar{n}} \right|_S = -V_n(t) \quad (49)$$

и условием излучения

$$\Phi_{r \rightarrow \infty} = 0 \left( \frac{1}{r} \right) \quad (50)$$

для сферической расходящейся волны.

Здесь и далее индекс  $n$  фиксирует значения нормальной компоненты скорости  $\bar{V}_n$  и давления  $p_n$  на границе “излучатель-среда”.

Ниже всюду скорость колеблющегося тела мала по отношению к скорости звука  $V_n \ll c_s$  или  $a \ll \lambda$ , т.е. линейная амплитуда колебаний тела мала по отношению к длине волны.

Полная мощность излучения

$$P = \oint_S \bar{V}_n p dS = \frac{\rho_0 c_s}{16\pi^2 c_s^2} \oint_S \frac{1}{r^2} \left[ \frac{dV_\Omega}{dt} \left( t - \frac{r}{c_s} \right) \right]^2 dS. \quad (51)$$

Используя понятие объемной скорости

$$V_\Omega = \frac{d\Omega}{dt} = \dot{\Omega} \quad (52)$$

и объемного ускорения

$$\frac{dV_\Omega}{dt} = \frac{d^2\Omega}{dt^2} = \ddot{\Omega}. \quad (53)$$

для полной мощности излучения при излучении низких частот, когда  $\lambda \gg l$ , где  $l$  – характерные размеры тела, можно получить выражение

$$P|_{\lambda \gg l} = \oint_S V_n p dS = \frac{\rho_0}{16\pi^2 c_s} \oint_S \frac{1}{r^2} \left\langle \ddot{\Omega} \left( t - \frac{r}{c_s} \right) \right\rangle_t dS. \quad (54)$$

В случае излучения высоких частот, когда  $\lambda \ll l$ , где  $l$  – линейные размеры тела, мощность излучаемого звука вычисляется как

$$P|_{\lambda \ll l} = \frac{\partial E}{\partial t} = \rho_0 c_s \oint_S \left\langle \bar{V}_n^2 \right\rangle_t dS. \quad (55)$$

## Характеристики излучателей

В процессе излучения источник упругих волн (например, пульсирующая или осциллирующая сфера) часть своей энергии затрачивает на работу против сил реакции упругой внешней среды [2]. Эту работу сил сопротивления излучения за период излучения  $T$  можно рассчитать по формуле

$$A = -\int_0^T \bar{V}_n \bar{F}_r dt, \quad (56)$$

где  $\bar{F}_r$  – сила реакции среды.

Пусть элемент поверхности излучателя  $ds$ , имеет нормальную составляющую колебательной скорости  $\bar{V}_n \exp(i\omega t)$ , а давление акустического поля среды равно  $p'_n \exp(i[\omega t + \Delta\varphi])$ , где  $\Delta\varphi$  – разность фаз между колебаниями скорости и давления. Обозначим через  $V_0$  амплитуду скорости движения точки приведения сил давления и запишем безразмерный вектор скорости любой точки на поверхности излучателя в виде

$$D_n = \frac{\bar{V}_n}{V_0}. \quad (57)$$



Векторы  $\bar{V}_n$  и  $\bar{D}_n$  направлены по нормали к поверхности  $S$ . В частных случаях излучателей в виде пульсирующей сферы или пульсирующего цилиндра вектор  $\bar{D}_n$  будет просто единичным вектором нормали  $\bar{n}$ .

Определим механический импеданс излучателя  $\tilde{Z}_M$  как отношение амплитуды силы реакции поля излучения, действующей на поверхность излучателя к амплитуде скорости точки приведения  $V_0$

$$\tilde{Z}_M = \frac{\tilde{F}_r^A}{V_0} = \frac{1}{V_0} \oint_S p'_n \bar{D}_n \exp(i\Delta\varphi) d\bar{S}. \quad (58)$$

Здесь и ниже верхний индекс  $A$  у величины показывает, что речь идет о ее амплитуде (без учета временной компоненты).

Если скорости отдельных точек излучающей поверхности различаются, величину  $\tilde{Z}_M$  относят к отдельно избранной точке.

Формально, следовало бы записать  $\tilde{V}_0$ , но мы выбрали начальную фазу колебаний скорости нулевой, поэтому значок комплексной величины в  $\tilde{V}_0$  ниже можно не ставить.

Для силы реакции поля излучения на поверхности излучателя мы можем записать (в комплексной форме)

$$\tilde{F}_r = \oint_S p'_n \bar{D}_n \exp(i(\omega t + \Delta\varphi)) d\bar{S}. \quad (59)$$

Или для ее амплитудной части

$$\begin{aligned} \tilde{F}_r^A &= \oint_S p'_n \bar{D}_n \exp(i\Delta\varphi) d\bar{S} = \\ &= \oint_S p'_n \bar{D}_n \cos \Delta\varphi dS + i \oint_S p'_n \bar{D}_n \sin \Delta\varphi dS = R_1^A + iR_2^A \end{aligned} \quad (60)$$

Таким образом, для импеданса можно записать

$$\begin{aligned} \tilde{Z}_M &= \frac{1}{V_0} \oint_S p'_n \bar{D}_n \exp(i\Delta\varphi) d\bar{S} = \\ &= \frac{1}{V_0} \oint_S p'_n \bar{D}_n \cos \Delta\varphi d\bar{S} + \frac{i}{V_0} \oint_S p'_n \bar{D}_n \sin \Delta\varphi d\bar{S} = X + iY \end{aligned} \quad (61)$$

где  $X$  – активное сопротивление,  $Y$  – реактивное сопротивление.

Для компонент силы реакции излучения можно записать

$$\begin{cases} R_1^A = V_0 X \\ R_2^A = V_0 Y \end{cases} \quad (62)$$

Для расчета работы сил реакции поля за период  $T$  мы должны взять  $\text{Re} V_n(t)$  и  $\text{Re} p'_n(t)$  и записать

$$\begin{aligned} A &= -V_0 \int_0^T \oint_S p'_n \cos(\omega t + \varphi) \bar{D}_n \cos \omega t d\bar{S} dt = \\ &= -V_0^2 \int_0^T (X \cos^2 \omega t - Y \cos \omega t \sin \omega t) dt = -\frac{V_0^2}{2} XT \end{aligned} \quad (63)$$

Работу за период  $T$  можно вычислить и по общей формуле

$$A = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ - \int_0^T \oint_S p'_n{}^* V_n dS dt \right\}, \quad (64)$$

где  $p'_n{}^*$  – комплексно сопряженное  $p'_n$ , тогда

$$A = \text{Re} \left\{ -\frac{1}{2} V_0^2 \int_0^T (X - iY) dt \right\} = -\frac{V_0^2}{2} XT. \quad (65)$$



Таким образом, среднее значение работы за период  $T$  зависит только от действительной части импеданса  $\text{Re} \tilde{Z} = X$ .

Вместе с тем мы можем разбить интервал времени  $T$  в (63) на 4 части

$$\int_0^{T/4} (*) dt + \int_{T/4}^{T/2} (*) dt + \int_{T/2}^{3T/4} (*) dt + \int_{3T/4}^T (*) dt, \quad (66)$$

где  $(*) = V_0^2 X \cos^2 \omega t - V_0^2 Y \cos \omega t \sin \omega t$ .

Нетрудно увидеть, что

$$\begin{aligned} V_0^2 \int_0^{T/4} X \cos^2 \omega t dt &= V_0^2 \int_{T/4}^{T/2} X \cos^2 \omega t dt = \\ &= V_0^2 \int_{T/2}^{3T/4} X \cos^2 \omega t dt = V_0^2 \int_{3T/4}^T X \cos^2 \omega t dt = \frac{V_0^2 X T}{8} = \frac{V_0^2 X}{4\pi\omega} \end{aligned} \quad (67)$$

и

$$\begin{aligned} V_0^2 \int_0^{T/4} Y \cos \omega t \sin \omega t dt &= -V_0^2 \int_{T/4}^{T/2} Y \cos \omega t \sin \omega t dt = \\ &= V_0^2 \int_{T/2}^{3T/4} Y \cos \omega t \sin \omega t dt = -V_0^2 \int_{3T/4}^T Y \cos \omega t \sin \omega t dt = \frac{V_0^2 Y}{2\omega} \end{aligned} \quad (68)$$

Знакопеременные слагаемые в (68) соответствуют работе излучателя против мнимой составляющей силы реакции поля  $R_2(\text{Im} \tilde{Z}_M = Y)$ .

Мы можем представить работу, проделанную на протяжении каждой четверти периода, как накопление кинетической энергии  $\frac{MV_0^2}{2}$  присоединенной массы жидкости или возвращении этой энергии источнику :

$$\frac{MV_0^2}{2} = \frac{Y}{2\omega} V_0^2. \quad (69)$$

Таким образом, величина  $\frac{Y}{\omega} = M$  играет роль присоединенной массы жидкости соколеблющейся с излучателем. Появление этой массы обусловлено инерцией среды, окружающей излучатель.

Заметим, что сдвиг фаз можно представить в виде

$$\Delta\varphi = \arctan \frac{Y}{X} = \arctan \frac{M}{\omega X}. \quad (70)$$

Для характеристики направленности излучателя по давлению используем формулу для потенциала скорости

$$\Phi(\theta) = \frac{p(\theta)}{p(0)} \exp(i[\gamma(\theta) - \gamma(0)]), \quad (71)$$

где  $\frac{p(\theta)}{p(0)}$  – амплитудная характеристика направленности,  $[\gamma(\theta) - \gamma(0)]$  – фазовая характеристика

Собственная частота нагруженного преобразователя излучателя рассчитывается по формуле

$$\omega_n = \beta \omega_0, \quad (72)$$

где  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{m_3 c_3}}$  – резонансная частота преобразователя без учета присоединенной массы,  $m_3$ ,  $c_3$  – эквивалентные механические масса и гибкость излучателя.

Коэффициент поправки к резонансной частоте излучателя с учетом присоединенной массы и реакции излучения можно определить как

$$\beta = \delta \sqrt{1 - \left( \frac{X \delta^2}{2m_3 \omega_0} \right)^2}, \quad \text{где } \delta = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{M}{m_3}}}. \quad (73)$$

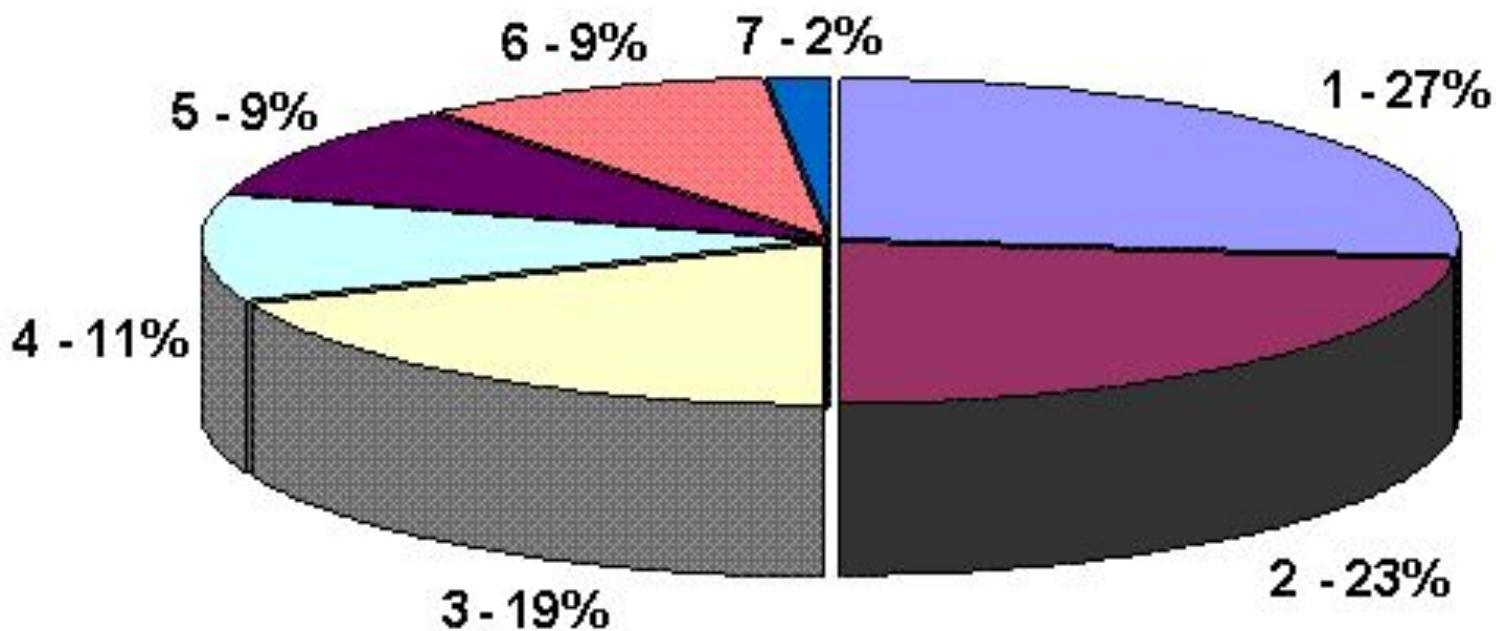


Рис. 1. Распределение излучателей колебаний по типам.

1 – электрические, 2 – гидродинамические, 3 – механические, 4 импульсного действия, 5 – ударно-импульсные, 6 – ударные гидроимпульсные, 7 – кавитационные.

Таблица 1 – Характеристика скважинных излучателей.

№	Классификация устройств	Способ реализации
1	Электрические	Преобразование электрической энергии (магнитострикционные, пьезоэлектрические и др.)
2	Гидродинамические	Использование гидродинамических эффектов в потоке (вихревые, тороидальные, диафрагменные и др.)
3	Механические	Движущиеся элементы конструкции (совмещенные с насосом-качалкой, сирены и др.)
4	Импульсного действия	Электроразряд в жидкости, пиротехника
5	Ударные гидроимпульсные	Создание гидроудара при разрушении мембраны
6	Импульсно-струйные	Создание импульсной струи (клапанные, шариковые пульсаторы, золотниковые и др.)
7	Кавитационные	Трубка Вентури



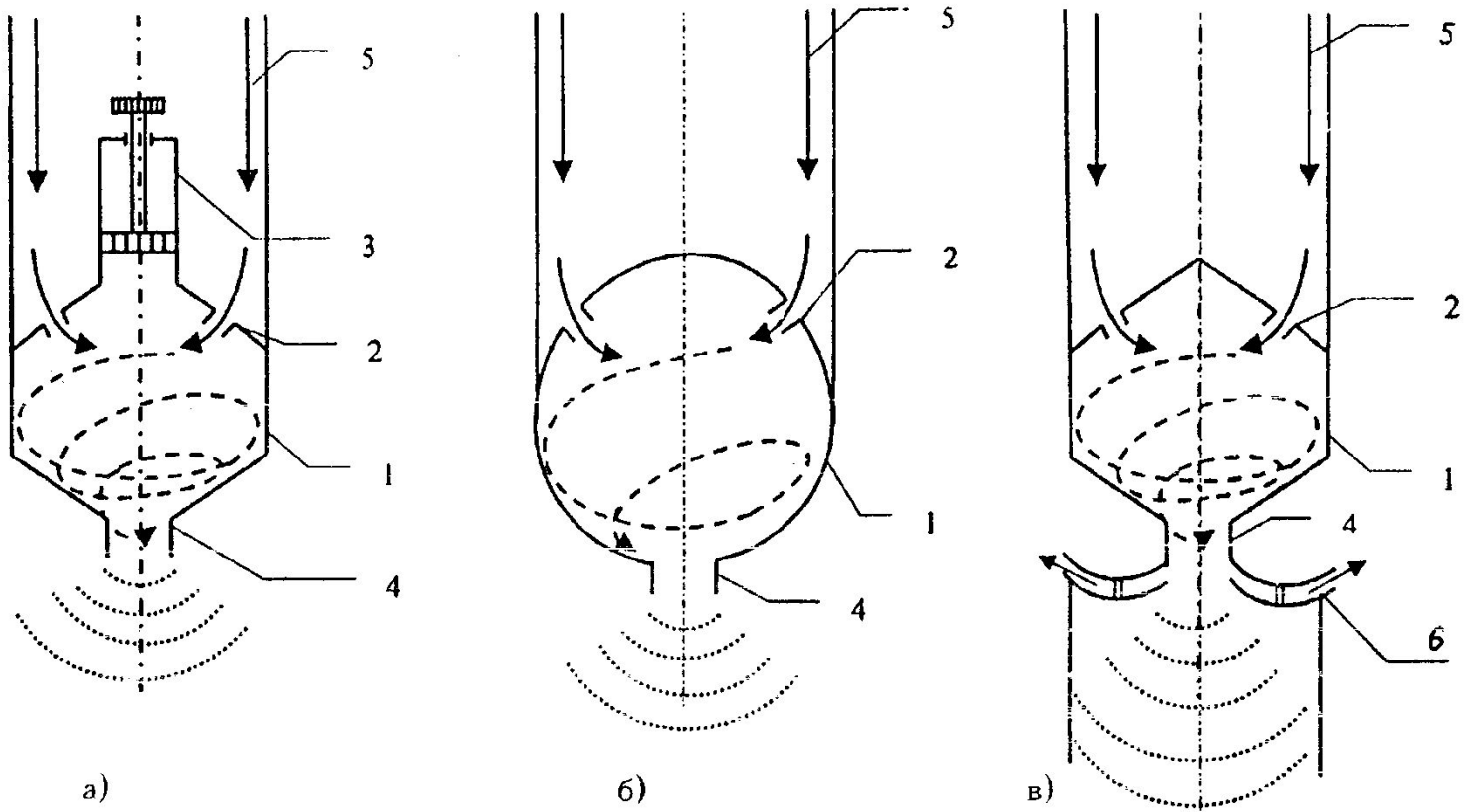


Рис.2. Акустические генераторы: а) с цилиндрической вихревой камерой с регулируемым объемом; б) со сферической вихревой камерой; в) с цилиндрической вихревой камерой и направляющей чашкой. 1 – вихревая камера, 2 – тангенциальные входные каналы, 3 – устройство для регулирования объема вихревой камеры, 4 – выходное сопло, 5 – поток рабочего агента.

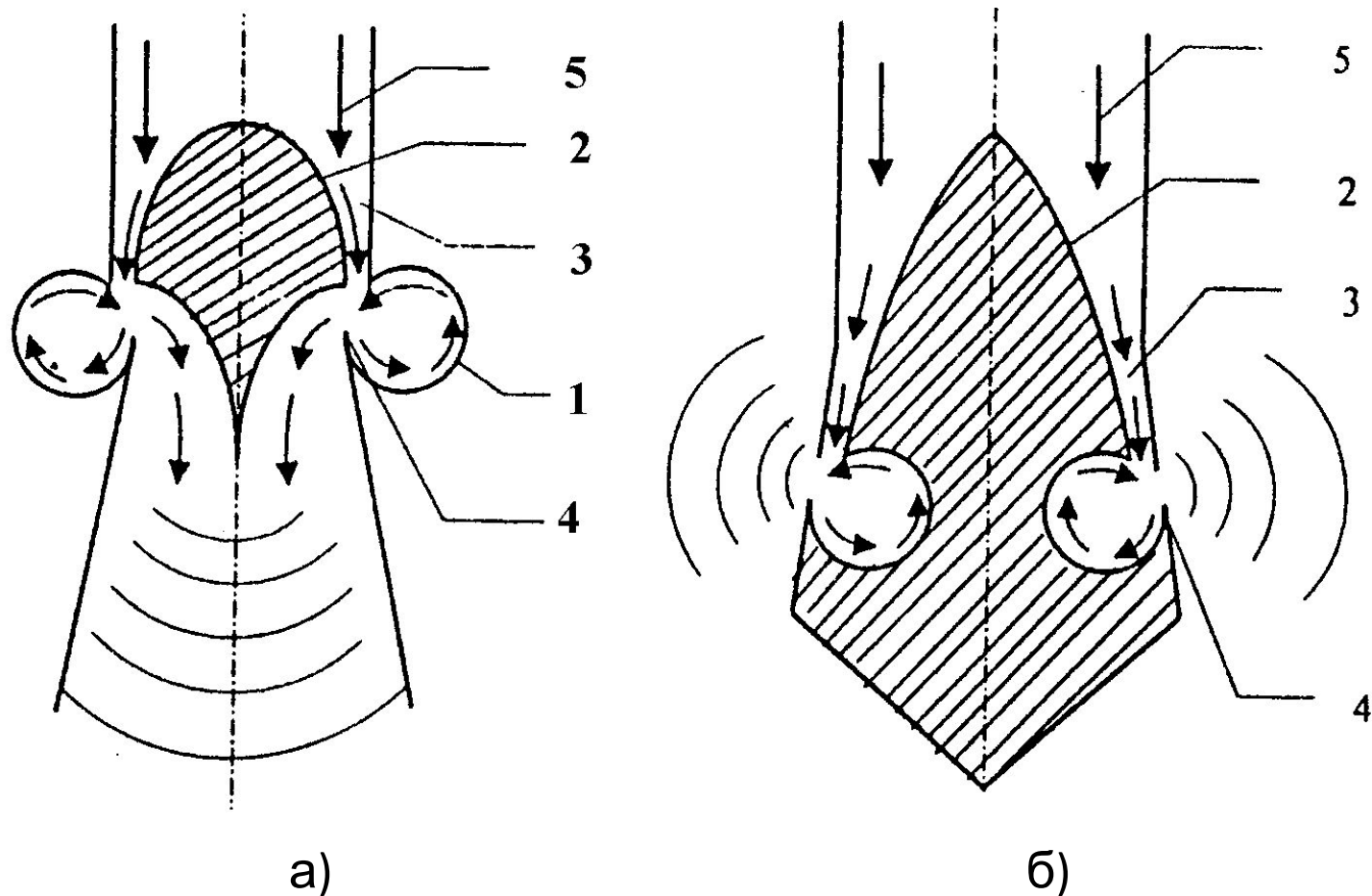


Рис. 3. Торoidalные акустические генераторы: а) продольного излучения; б) поперечного излучения.  
 1 – торoidalная резонансная камера, 2 – обтекатель, 3 – кольцевое входное сопло, 4 – активная кольцевая кромка торoidalной камеры, 5 – поток рабочего агента.

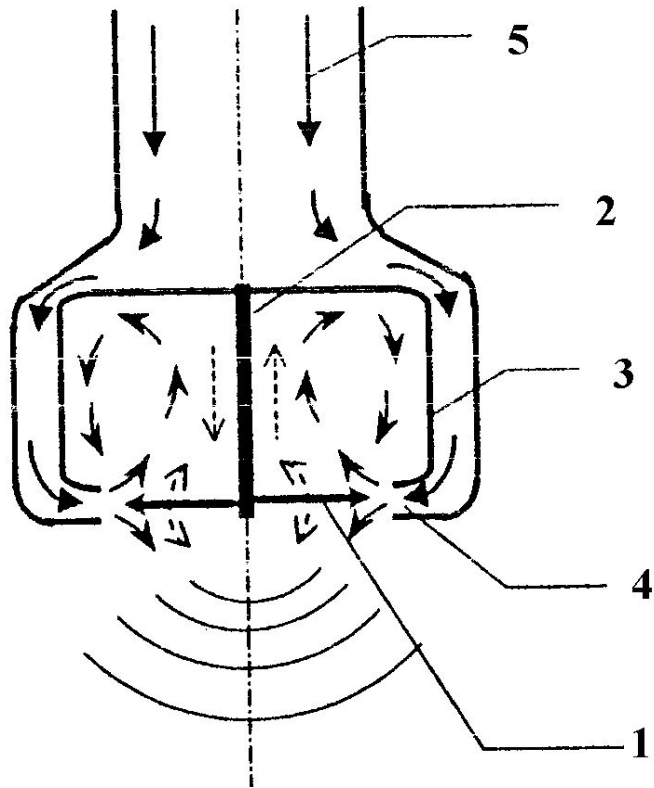


Рис.9. Акустический дисковый генератор.

1 – диск-резонатор, 2 – стержень-резонатор, 3 – тороидальная резонансная камера, 4 – радиальное кольцевое сопло, 5 – поток рабочего

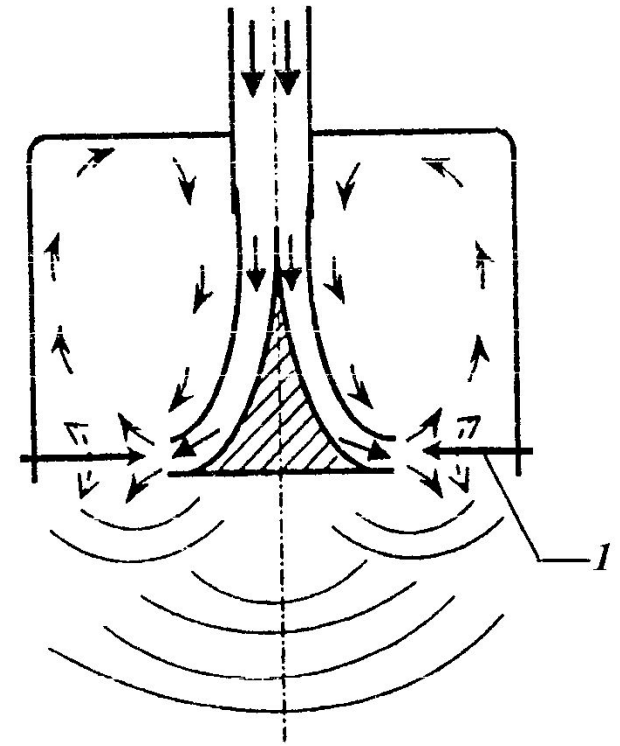


Рис. 10.

Акустический диафрагменный генератор.  
1 – диафрагменный резонатор

**ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ** - устройство, преобразующее часть энергии турбулентной затопленной струи жидкости в энергию акустических волн. Работа излучателя основана на генерировании возмущений в жидкой среде при взаимодействии вытекающей из сопла струи с препятствием определенной формы и размеров либо при принудительном периодическом прерывании струи. Эти возмущения оказывают обратное действие на основание струи у сопла, способствуя установлению автоколебательного режима. Механизм излучения звука может быть различным в зависимости от конструкции излучателя принципиально отличается от конструкций газоструйных излучателей, т. к., во-первых, вытекание жидкости из сопла со сверхзвуковой скоростью осуществить невозможно, а во-вторых, использование резонирующего объёма для излучателя неэффективно ввиду относительно невысокого коэффициента отражения звука на границе жидкость - металл.

Наибольшее распространение получили пластинчатые гидродинамические излучатели, состоящие из погружённых в жидкость прямоугольного щелевого сопла и заострённой в сторону струи пластинки, которая крепится в узловых точках (рис. 1, а) либо консольно (рис. 1, б). При натекании на пластинку потока жидкости в ней возбуждаются изгибные колебания. Для генерирования интенсивных колебаний необходимо, чтобы собственная частота пластинки и частота автоколебаний струи совпадали.

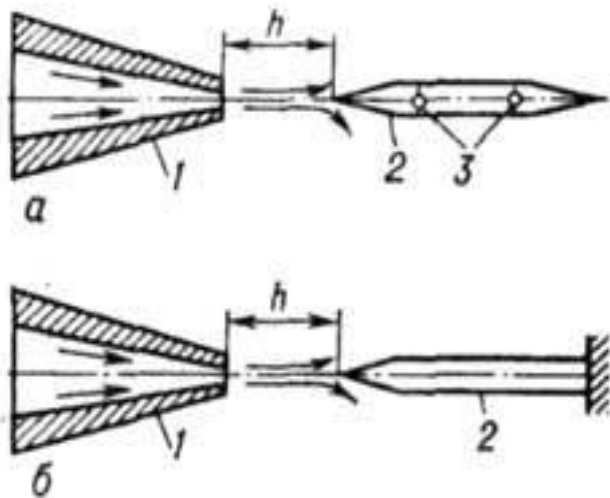


Рис. 1. Принципиальная конструкция пластинчатых гидродинамических излучателей с креплением пластинки: а - в узловых точках; б - консольно; 1 - сопло; 2 - пластинка; 3 - точки крепления (узлы колебаний).



В другой модификации гидродинамического излучателя. используется кольцевое щелевое сопло *1* (рис. 2), образованное двумя коническими поверхностями, и полый цилиндр *2*, который может быть разрезан вдоль образующих так, что создаётся система расположенных по окружности консольных пластин.

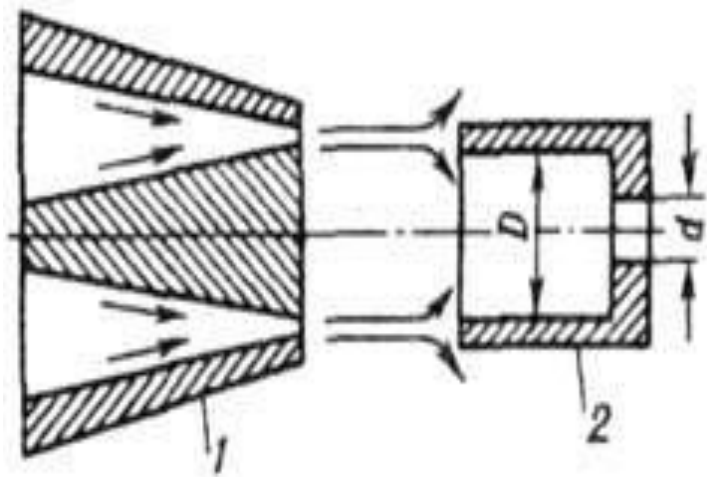


Рис. 2. Конструкция гидродинамического излучателя с кольцевым соплом *1* и полым цилиндром *2* ( $D$  - диаметр цилиндра,  $d$  - диаметр отверстия в его дне).

Излучение гидродинамическим излучателем возможно также за счёт пульсации кавитационной области, образующейся между соплом и препятствием. В этом случае интенсивность колебаний определяется отношением диаметра лунки на торце отражателя к диаметру сопла. Существуют также роторные излучатели, работа которых подобна работе сирен и сводится к периодическому прерыванию струи жидкости.

Гидродинамические излучатели излучают акустические колебания в широком частотном диапазоне - от 0,3 до 35 кГц с максимальной интенсивностью порядка 1,5-2,5 Вт/см<sup>2</sup>. Применяются для интенсификации различных технологических процессов, приготовления высококачественных эмульсий из несмешивающихся друг с другом жидкостей, диспергирования твёрдых частиц в жидкостях, ускорения процессов кристаллизации в растворах, расщепления молекул полимеров, очистки

**Микрофон** - это устройство для преобразования акустических колебаний воздушной среды в электрические сигналы.

В настоящее время существуют различные типы микрофонов, которые находят широкое применение в системах радиовещания, телевидения, телефонии, озвучения, звукоусиления, записи и усиления звука.

Микрофоны в зависимости от назначения подразделяют на профессиональные и бытовые (любительские). Первые из них используют при профессиональной звукозаписи в радиовещании, телевидении, системах звукоусиления, для акустических измерений и т.д. Бытовые микрофоны используют при домашней звукозаписи.

По способу преобразования колебаний микрофоны подразделяют на электродинамические (ленточные и катушечные), электростатические (конденсаторные и электретные), электромагнитные, угольные и др.; по диапазону воспринимаемых частот - на узкополосные (речевые) и широкополосные (музыкальные); по направленности - на ненаправленные (круговые), двусторонненаправленные (восьмеричные или косинусоидальные), односторонненаправленные (кардиоидные, суперкардиоидные, гиперкардиоидные), остронаправленные; по помехозащищенности - на шумозащищенные и обычного исполнения.

По электроакустическим параметрам микрофоны разделяют на четыре группы сложности: нулевая (высшая), первая, вторая и третья. Микрофоны нулевой, первой и второй групп сложности предназначены для звукопередачи, звукозаписи и звукоусиления музыки и речи, микрофоны третьей группы сложности - только для речи. Кроме того, по некоторым параметрам микрофоны подразделяются на устройства высшей и первой категории качества.

Основные параметры микрофонов: номинальный диапазон частот, модуль полного электрического сопротивления, чувствительность, типовая частотная характеристика чувствительности, характеристика направленности.

**Номинальный диапазон частот** - тот диапазон частот, в котором микрофон воспринимает акустические колебания и в котором нормируются его параметры. Для профессиональных студийных целей используются микрофоны нулевой группы сложности высшей категории качества, для которых нормируется диапазон частот 20 ... 20000 Гц. Микрофоны первой группы сложности должны иметь номинальный диапазон частот не менее 31,5 ... 18000 Гц, второй группы 50 ... 15000 Гц, третьей группы 63 ... 12500 Гц.

**Модуль полного электрического сопротивления** (называемого также выходным или внутренним) нормируется на частоте 1 кГц. Сопротивление может быть комплексным или активным. Если оно комплексное и, следовательно, зависимое от частоты, то приводят или модуль на частоте 1 кГц, или среднее значение по диапазону частот. Для микрофонов нулевой и первой групп сложности нормируется значение модуля полного электрического сопротивления 50 Ом и менее, 100 и 200 Ом, а для микрофонов второй и третьей групп сложности также еще и 2 кОм.

**Чувствительность микрофона** - это отношение напряжения  $U$  на выходе микрофона к воздействию на него звуковому давлению  $p$ , выраженное в милливольтках на паскаль (мВ/Па):  $E = U/p$ .

**Уровень чувствительности** - чувствительность, выраженная в децибелах относительно величины  $E_{нач} = 1$  В/Па и определяемая по формуле:

$$N_M = 20 \lg E - 60, \text{ дБ}$$

где  $E$  - чувствительность микрофона, мВ/Па.

**Неравномерность частотной характеристики** определяется как разность между максимальным и минимальным уровнями чувствительности микрофона в номинальном диапазоне частот и выражается в децибелах:

$$DN = N_{MAX} - N_{MIN}$$

**Характеристика направленности  $R(\alpha)$**  - зависимость чувствительности микрофона в свободном поле на определенной частоте  $f$  от угла  $\alpha$  между рабочей осью микрофона и направлением на источник звука.

**Диаграмма направленности** - это графическое изображение характеристики направленности,