В связи с этим целесообразно рассматривать излучение гармонич. волн и изучать зависимость излучения от частоты.

Для выяснения характеристик излучателей рассматривают упрощённые теоретич. модели, дающие в основном ту же картину излучения, что и реальные излучатели, и допускающие простой расчёт таких осн. параметров излучателей, как удельная и полная излучаемая мощность, требуемые вынуждающие силы, направленность, законы спадания поля с расстоянием и т. п. Для излучателей, размеры колеблющихся элементов к-рых велики по сравнению с длиной волны, подобной моделью может служить бесконечная плоскость, колеблющаяся синфазно, как одно целое, в направлении своей нормали (т. н. поршневое излучение). Такая плоскость создаёт плоскую бегущую волну, в к-рой давление p и колебательная скорость частиц v синфазны и для любой формы волны $p/v=\rho c$, где ρc — *волновое сопротивление* среды (ρ — плотность среды, c — скорость звука). Для гармонич. волны средняя удельная излучаемая мощность звука равна:

$$w=\frac{p_0v_0}{2}=\frac{p_0^2}{2\rho c}=\frac{\rho c v_0^2}{2}, \qquad (1)$$

где p_0 и v_0 — амплитуды давления и колебат. скорости на излучающей поверхности.

Для излучателя в виде поршня в жёстком экране при размерах поршня, больших по сравнению с λ, поле на его поверхности и перед ним мало отличается от поля перед бесконечной плоскостью (за исключением участков вблизи краёв поршня). Поэтому почти по всей поверхности поршня p и v синфазны и $p_0/v_0=\rho c$, так что уд. мощность можно рассчитывать по той же ф-ле (1). Уд. мощность излучения удобно выражать через уд. *импеданс акустический* z на излучающей поверхности: отношение давления на этой поверхности к её колебат. скорости, т. е. $z=p/v$. Для большого поршня уд. акустич. импеданс веществен и равен ρc, так что его уд. мощность $w={}^1/_2\, zv_0^2$. Полная излучённая мощность большого поршня площадью S равна:

$$W=\frac{1}{2}\rho c v_0^2 S. \qquad (2)$$

Для поршня малых по сравнению с λ размеров уд. излучаемая мощность много меньше, чем для большого поршня. Так, для круглого поршня радиуса a в жёстком экране при $ka\ll 1$

$$w=\frac{1}{2}\rho c\frac{(ka)^2}{2}v_0^2,\quad W=\frac{1}{2}\rho c\frac{(ka)^2}{2}v_0^2S,$$

где $S=\pi a^2$, k — волновое число. Для малого поршня давление уже не синфазно с колебат. скоростью на его поверхности, поэтому z является комплексной величиной: $z=\mathrm{Re}\,z+i\,\mathrm{Im}\,z$. Средняя уд. мощность излучения в этом случае равна:

$$w=\frac{1}{2}\,\mathrm{Re}\,zv_0^2. \qquad (3)$$

Рис. 1. Пульсирующая сфера (монополь).

Следовательно, для малого поршня $\mathrm{Re}\,z=\frac{1}{2}(ka)^2\rho c$, а мнимая (реактивная) часть $\mathrm{Im}\,z$ обусловливает реактивную («безваттную») мощность излучателя, связанную с периодич. обменом энергией между излучателем и прилегающими к нему слоями среды. Эта энергия остаётся локализованной вблизи излучателя и не даёт вклада в излучение.

Для выяснения поведения излучателей при произвольном соотношении между их размерами и длиной волны удобно пользоваться другой теоретич. моделью, т. н. излучателем нулевого порядка,— пульсирующей сферой (рис. 1), или монополем. Давление, создаваемое пульсирующей сферой на расстоянии r от её центра, равно:

$$p=-i\rho\omega\frac{Q}{4\pi r}\exp(ikr),$$

где ω — частота пульсаций, Q — производительность излучателя. Излучение монополя сферически симметрично. Колебат. скорость частиц равна:

$$v=-\frac{(ikr-1)\,Q}{4\pi r^2}\exp(ikr),$$

а удельный акустич. импеданс пульсирующей сферы радиуса a равен:

$$z=\frac{p}{v}\bigg|_{r=a}=-\frac{i\rho cka}{1+(ka)^2}+\frac{\rho c\,(ka)^2}{1+(ka)^2}.$$

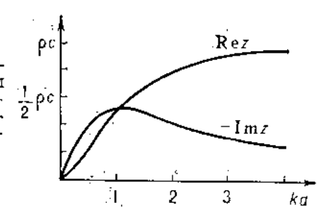
При $ka\ll 1$ $\mathrm{Re}\,z\approx\rho c\,(ka)^2$, следовательно, при заданных a и v удельная (а значит, и полная) мощность излучения $w\sim\omega^2$. При заданной же амплитуде смещения поверхности сферы данного радиуса (при $ka\ll 1$) w и $W\backsim\omega^4$. Этим объясняется невысокая эффективность излучения излучателями, малыми по сравнению с длиной волны. При $ka=1$ уд. сопротивление излучения $\mathrm{Re}\,z=\rho c/2$, а значение $|\mathrm{Im}\,z|$ достигает максимума, равного также $\rho c/2$ (рис. 2). При дальнейшем увеличении ka сопротивление излучения (т. е. $\mathrm{Re}\,z$) растёт, стремясь асимптотически к ρc, а $|\mathrm{Im}\,z|$ стремится асимптотически к нулю; для больших ka снова можно пользоваться ф-лами (2) и (3). Уд. мощность для любого ka выражается через давление на поверхности излучателя той же ф-лой $w=p^2/2\rho c$, что и для бесконечной плоскости. Однако скорость поверхности излучателя для получения заданного давления должна быть больше, чем в случае бесконечной плоскости, в $\sqrt{1+(ka)^2}/ka$ раз.

Полная излучаемая мощность монополя любого радиуса выражается через его производительность ф-лой: $W=\rho ck^2Q^2/8\pi$. Для малых ka объёмная скорость излучателя $V=4\pi a^2v_0$ приближённо равна его производительности Q. Поэтому для малых пульсирующих сфер

$$W\approx\frac{\rho ck^2V^2}{8\pi}, \qquad (4)$$

т. е. излучаемая мощность определяется при данной частоте только объёмной скоростью излучателя, независимо от его размеров. Более того, для любых малых излучателей звука, создающих объёмную скорость, но не имеющих сферич. симметрии (малое пульсирующее тело несферич. формы, тело с неравномерным распределением колебат. скоростей по поверхности, малый поршень в жёстком экране, сирена и т. п.), полная излучаемая мощность также выражается ф-лой (4). Это объясняется тем, что дифракционные эффекты (см. *Дифракция звука*) приводят к такому выравниванию создаваемого поля, что уже на расстоянии в несколько поперечников излучателя поле становится практически неотличимым от поля малого монополя с той же объёмной скоростью.

Рис. 2. Зависимость действительной и мнимой (с обратным знаком) части удельного акустического импеданса на поверхности пульсирующей сферы радиуса a от параметра ka.



Реактивная часть удельного акустич. импеданса малой сферы $\mathrm{Im}\,z=-i\omega\rho a$, что соответствует импедансу массы среды, распределённой по всей поверхности с поверхностной плотностью ρa. Суммарный импеданс среды — т. н. присоединённая масса сферы — составляет, т. о., $4\pi a^3\rho$, т. е. равна массе среды в тройном объёме сферы. Наличие присоединённой массы объясняет понижение собств. частоты погружённых в жидкость излучателей по сравнению с их частотой при колебаниях в воздухе.

Кроме излучателей монопольного типа важное значение имеют излучатели, не создающие объёмной скорости, напр. осциллирующие тела, струны. Поле таких излучателей также является полем сферич. волн