L a w r e n c e A., Classification of active galaxies and the prospect of a unified phenomenology, «Publs Astron. Soc. Pacif.», 1987, v. 99, p. 309. *В. М. Лютый.*

**ОБЪЁМНАЯ ВЯЗКОСТЬ** — феноменологич. характеристика процесса диссипации энергии при объёмных деформациях среды. Коэф. О. в. $\zeta$ иногда наз. также вторым коэф. вязкости или в т о р о й   в я з к о с т ь ю, для того чтобы подчеркнуть его отличие от коэф. обычной стоксовой *вязкости* $\eta$, к-рую наз. также с д в и г о в о й   в я з к о с т ь ю. Коэф. поглощения звука на единицу длины в вязкой среде

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho c^3}\left(\frac{4}{3}\eta+\zeta\right),$$

где $\rho$ — плотность среды, $c$ — фазовая скорость звука, $\omega$ — круговая частота. В отличие от сдвиговой вязкости, характеризующей необратимую передачу энергии поступат. движения среды от одних слоёв к другим, О. в. характеризует квазиравновесный обмен энергией между поступат. движением частиц в звуковой волне и внутр. степенями свободы в веществе. Этот обмен энергией обычно связан с релаксац. процессами, проходящими в среде при распространении звука (см. *Релаксация акустическая*). В области частот $\omega$, отвечающих условию $\omega\tau \ll 1$ (где $\tau$ — время релаксации), коэф. О. в. $\zeta = \rho\tau(c_\infty^2 - c_0^2)$; здесь $c_0$ — скорость распространения звуковой волны в области $\omega\tau \ll 1$, где равновесие успевает полностью установиться за период звуковой волны, а $c_\infty$ — скорость звука при больших частотах $\omega\tau \gg 1$, где релаксац. процесс не успевает пройти за период. При повышении частоты коэф. поглощения, обусловленный релаксац. процессом, перестаёт зависеть от частоты квадратично — его рост с частотой замедляется и величина $\alpha$ асимптотически стремится к пост. значению. Поэтому если условие $\omega\tau \ll 1$ не выполняется, то говорить об О. в. можно только условно, приписывая коэф. О. в. частотную зависимость:

$$\zeta = \frac{\rho\tau\left(c_\infty^2 - c_0^2\right)}{1+\omega^2\tau^2}.$$

Значение $\zeta$ вычисляется по измерениям коэф. поглощения и скорости звука и независимо измеренным значениям коэф. сдвиговой вязкости. Величина $\zeta$ обычно уменьшается при повышении темп-ры и увеличивается с повышением давления. Коэф. $\eta$ и $\zeta$ являются величинами одного порядка только в нек-рых одноатомных газах. В большинстве случаев величина $\zeta$ намного превосходит величину $\eta$ (табл.).

**Значения $\eta$ и $\zeta/\eta$ для некоторых жидкостей**

| Жидкость | T, °C | $\eta$, $10^{-3}$Па·с | $\zeta/\eta$ |
|---|---|---|---|
| Вода | 15 | 1,1 | 2,81 |
| Глицерин | −14 | 61600 | 1,03 |
| Хлористый натрий | 888 | 115 | 20,8 |
| Хлористое серебро | 571,5 | 176 | 27,60 |
| Бензол | 20 | 0,65 | 130 |
| Сероуглерод | 20 | 0,36 | 1600 |

*Лит.:* Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954, § 78; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 2, ч. А, М., 1968. *А. Л. Полякова.*

**ОБЪЁМНАЯ СИЛА** — то же, что *массовая сила.*

**ОБЪЁМНАЯ СКОРОСТЬ** — поток *колебательной скорости частиц* через данную поверхность. О. с. $V$ выражается ф-лой $V = \iint v n dS$, где $v$ — вектор колебательной скорости частиц в данной точке поверхности, $n$ — единичный вектор нормали к поверхности в этой точке, $dS$ — элемент площади поверхности $S$, для к-рой вычисляется О. с. Для излучателя нулевого порядка в виде пульсирующего тела О. с. через поверхность тела равна скорости изменения его объёма. Для излучателя в виде колеблющейся диафрагмы в жёстком экране О. с. равна скорости вытеснения среды. При поршневом излучении, т. е. при синфазном колебании всей излучающей поверхности с одинаковой амплитудой нормальной составляющей колебат. скорости во всех точках, О. с. равна этой составляющей, умноженной на площадь излучающей поверхности.

Для излучателя нулевого порядка с размерами, малыми по сравнению с длиной волны, О. с. через его поверхность практически совпадает с производительностью излучателя, и давление в поле такого излучателя можно выразить через О. с. $V(t)$ ф-лой

$$p = \frac{\rho}{4\pi r}\frac{\partial}{\partial t}V\left(t-\frac{r}{c}\right),$$

где $\rho$ и $c$ — плотность среды и скорость звука в ней, а $r$ — расстояние от излучателя. Для гармонич. процесса $V = V_0\exp(-i\omega t)$ эта ф-ла принимает вид

$$p = -i\rho\omega V_0\frac{\exp(-i\omega t+ikr)}{4\pi r},$$

где $V_0$ — амплитуда О. с., равная в этом случае производительности источника звука, $k$ — *волновое число.*

О. с. сферич. излучателя, совершающего любое нормальное колебание, кроме монопольного (пульсирующего), равна нулю: поток скорости на одной части излучающей поверхности компенсируется потоком противоположного знака на др. части поверхности. О. с. квадруполя и мультиполей высших порядков вообще нулю не равна. При распространении звука по каналам, образованным соединениями труб с разными поперечными размерами, граничным условием на стыках этих труб является равенство О. с. по обе стороны сечения, проведённого через стык. В системе СИ О. с. измеряется в $м^3/с$, в системе СГС — в $см^3/с$.

*Лит.:* Р ж е в к и н С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960; И с а к о в и ч М. А., Общая акустика, М., 1973. *М. А. Исакович.*

**ОБЪЁМНОЙ УПРУГОСТИ МОДУЛЬ** — см. *Модули упругости.*

**ОБЪЁМНЫЙ ЗАРЯД** — то же, что *пространственный заряд.*

**ОБЪЁМНЫЙ РЕЗОНАТОР** э л е к т р о м а г н и т н ы й — замкнутая или почти замкнутая полость с хорошо проводящими стенками, внутри к-рой могут существовать слабозатухающие эл.-магн. колебания. О. р. могут иметь разл. формы экранирующих (проводящих) оболочек: сферические, цилиндрические, прямоугольные и т. п. Существуют О. р. с многосвязными в сечениях границами, напр. бисферические, коаксиальные. Хотя под О. р. всегда подразумевают трёхмерные объекты, иногда говорят о двумерных и даже одномерных О. р., имея в виду системы, поля в к-рых слабо зависят от одной или двух декартовых координат.

Простейшей моделью, описывающей спектральные свойства одномерного О. р., является идеальный *интерферометр Фабри — Перо*, состоящий из двух бесконечно проводящих плоскостей, между к-рыми, последовательно отражаясь, «мечется» плоская эл.-магн. волна. Как и в случае струны с жёстко закреплёнными концами, в такой системе возможны собственные (нормальные) синусоидальные [$\sim\exp(i\omega_n t)$] колебания (моды) с частотами $\omega_n = \pi cn/l$, где $l$ — расстояние между отражателями (при заполнении средой с проницаемостями $\varepsilon$ и $\mu$ надо заменить $c$ на $c/\sqrt{\varepsilon\mu}$), $n = 1, 2, 3,...$ — число полуволн $\lambda_n/2 = \pi c/\omega_n = l/n$, укладывающихся между пластинами.

В двумерных и трёхмерных О. р. общая картина собств. эл.-магн. колебаний существенно богаче по спектру собств. частот, поляризац. характеристикам и по распределению полей в пространстве. Для отыскания собств. колебаний эл.-магн. поля в таких О. р. приходится решать краевую задачу для *Максвелла уравнений* с зависящими от проводимости стенок граничными условиями. Обычно вначале рассчитывают т. н. и д е а л ь н ы й О. р., у к-рого потери в заполняющей среде и на излучение отсутствуют, а